Nachweis von schweren Quarks durch Messung von $D^{*\pm}$–Myon–Koinzidenzen am H1–Detektor

Diplomarbeit

vorgelegt von

Nicole Werner

aus Hamburg

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Oktober 1999

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Im Blickpunkt der Elementarteilchenphysik stehen die kleinsten Teilchen, aus denen sich die Materie zusammensetzt, und die Kräfte, die zwischen ihnen wirken. Ein umfassendes und das aus heutiger Sicht am besten verstandene Modell zur theoretischen Beschreibung der Elementarteilchenphysik ist das *Standardmodell*.
In ihm ist die Materie aus zwölf fundamentalen Teilchen aufgebaut, zu denen auch das Elektron gehört. Es wird in die Familie der sechs Leptonen eingeordnet. Daneben gibt es sechs weitere Elementarteilchen, die Quarks. Aus ihnen setzen sich Baryonen wie z. B. das Proton zusammen. Die Kräfte, die zwischen den Elementarteilchen wirken, werden durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Es wird unterschieden zwischen der elektroschwachen Wechselwirkung, die durch die *Quantenflavourdynamik* (QFT) beschrieben wird, und der starken Wechselwirkung, deren Beschreibung durch die *Quantenchromodynamik* (QCD) erfolgt. Aufgabe von Experimenten ist es, die Theorie zu überprüfen und gegebenenfalls neue Wege zur Beschreibung der physikalischen Phänomene zu weisen.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY werden Protonen und Elektronen in der Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA beschleunigt und bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$ zur Kollision gebracht. An einem von vier Wechselwirkungspunkten ist der H1-Detektor aufgestellt, mit dessen Hilfe die in der vorliegenden Arbeit analysierten Daten gemessen wurden.

Ein wichtiges Forschungsgebiet bei HERA ist die Untersuchung der Erzeugung von schweren Quarks (c, b). Diese wird durch Photoproduktion dominiert, bei der ein vom Positron ausgesandtes quasireelles Photon mit dem Proton in Wechselwirkung tritt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von b-Quarks ist im Vergleich zur Produktion von c-Quarks stark unterdrückt. Die ep-Kollisionen bei HERA bieten eine gute Möglichkeit, den Produktionsmechanismus von Charm-Quarks zu untersuchen und mit den Aussagen der störungstheoretischen QCD zu vergleichen.

Bei der ep-Kollision bei HERA kann durch Boson-Gluon-Fusion ein $c\bar{c}$-Paar erzeugt werden. Die Quarks fragmentieren zu Hadronjets, in denen ein $D^{*\pm}$-Meson erzeugt werden kann. Das andere c-($\bar{c}$)-Quark kann durch einen schwachen semileptonischen Zerfall in ein Antimyon (Myon) und das dazugehörige Neutrino zerfallen.

Besser als der Nachweis von nur einem c–Quark ermöglicht es die Messung von D^*-Myon-Koinzidenzen, auf den Produktionsmechanismus der c-Quarks zu schließen, z. B. auf eventuelle Beiträge von aufgelösten Prozessen, und Rückschlüsse auf die Impulsverteilung der Gluonen im Proton zu ziehen.

Es wurde untersucht, in wie vielen der Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997, in denen ein D^*-Meson rekonstruiert werden konnte, auch ein Myon detektiert wurde. Alle Ereignisse, in denen eine D^*-Myon-Koinzidenz auftrat, wurden auf die Winkel- und Ladungskorrelationen zwischen dem Meson und dem Lepton untersucht und mit Ergebnissen aus Monte–Carlo–Studien verglichen.

Kapitel 1

Das H1–Experiment bei HERA

Die in der vorliegenden Analyse untersuchten Daten wurden mit dem H1–Detektor bei HERA (**H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage) gemessen. Dieses Kapitel bietet einen kurzen Überblick über die HERA–Speicherringanlage und den H1–Detektor. Insbesondere werden die Detektorkomponenten beschrieben, die für die Messung der untersuchten Daten erforderlich sind.

1.1 Der HERA–Speicherring

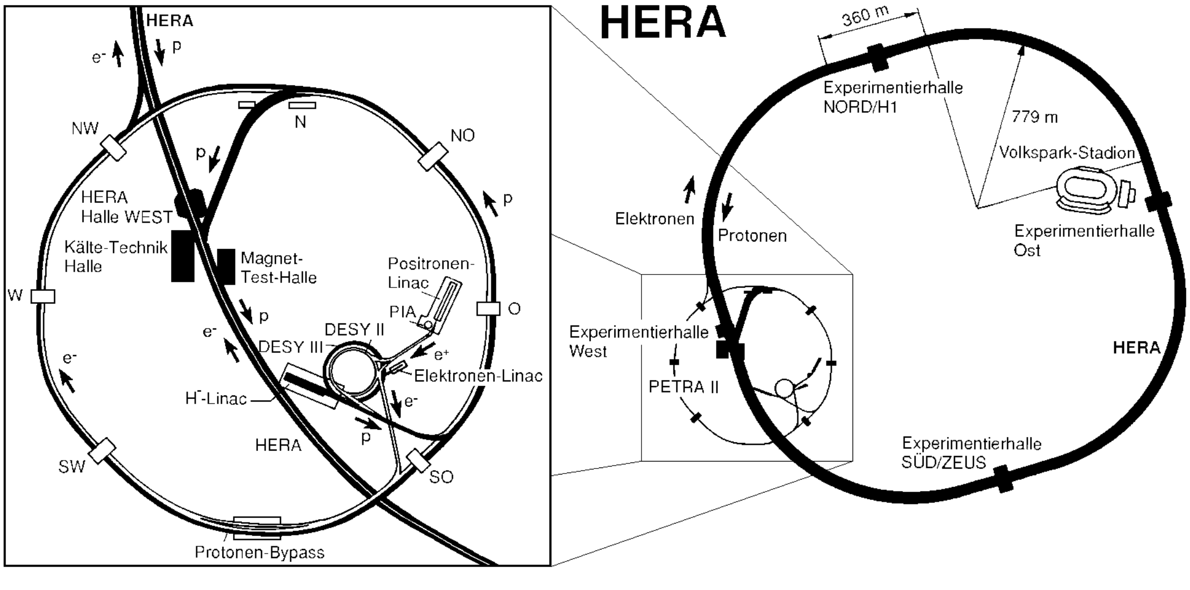


Abbildung 1.1: *Darstellung der Speicherringanlage HERA (rechts) und ihres Vorbeschleunigersystems (links) am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg.*

Die HERA–Speicherringanlage am **D**eutschen **E**lektronen **Sy**nchrotron (DESY) in Hamburg wurde 1991 in Betrieb genommen und bietet seitdem als weltweit erste Anlage die Möglichkeit, gegenläufige Elektron– und Protonstrahlen zu speichern und bei großen Schwerpunktenergien ($\sqrt{s} \simeq 300$ GeV) zur Kollision zu bringen [Wolf94]. Die Anlage hat einen Umfang von 6,4 km. Sie besteht aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften von Elektronen und Protonen aus zwei unabhängigen Speicherringen, in denen jeweils die Elektronen auf 27,5 GeV und die Protonen auf 820 GeV[1] beschleunigt werden. Die Beschleunigung erfolgt mit normal– und supraleitenden Hohlraumresonatoren bei Hochfrequenzen von etwa 50 MHz für Protonen und 500 MHz für Elektronen. Die Teilchenstrahlen bestehen deshalb aus mehreren Paketen in einem zeitlichen Abstand von 96 ns. An vier Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA–B. Bei H1 und ZEUS treffen Elektron– und Protonstrahl aufeinander. Durch die hohen Schwerpunktenergien eröffnen diese beiden Experimente den Zugang zu neuen kinematischen Bereichen der tiefunelastischen Lepton–Nukleon–Streuung. HERMES und HERA–B nutzen nur jeweils einen der beiden Strahlen und arbeiten mit stationären Targets. Bei HERMES wird seit 1995 die Spinstruktur des Nukleons untersucht. HERA–B ist seit 1998 in Betrieb und soll die CP–Verletzung im System der B–Mesonen messen.

Von Juli 1994 bis Ende 1997 wurde anstatt des Elektronstrahls ein Positronstrahl verwendet, um die Lebensdauer des Strahls bei hohen Strömen zu vergrößern. Daher wird im folgenden von Positron–Proton–Streuung die Rede sein.

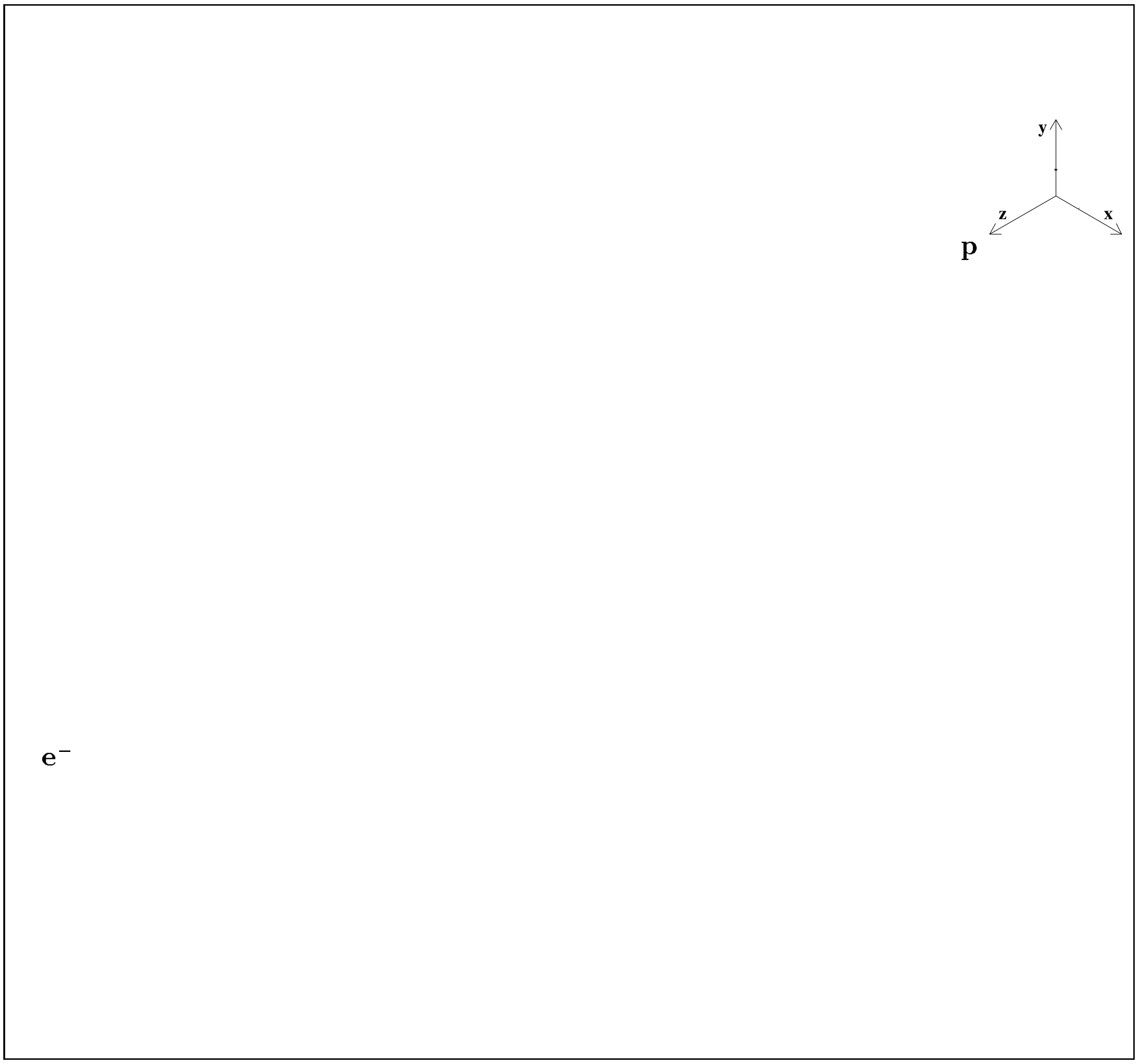
1.2 Das H1–Experiment

Der Aufbau des H1–Detektors folgt dem Prinzip der meisten modernen Speicherringexperimente. Das besondere ist sein asymmetrischer Aufbau, der den unterschiedlichen Strahlenergien Rechnung trägt: In Flugrichtung der Protonen ist eine massivere Instrumentierung vorhanden. Abbildung 1.2 gibt einen schematischen Überblick des Detektoraufbaus. Die wesentlichen Komponenten, vom Wechselwirkungspunkt nach außen, sind der zentrale Siliziumvertexdetektor, die zentralen Spurkammern $\boxed{3}$, das elektromagnetische und hadronische Flüssig–Argon–Kalorimeter $\boxed{4}\boxed{5}$, eine supraleitende Spule $\boxed{6}$, das instrumentierte Eisenjoch mit dem Myonsystem $\boxed{10}\boxed{11}$ und das Luminositätssystem[2]. Die Akzeptanzbereiche der Detektorkomponenten und das bei H1 verwendete Koordinatensystem sind in Abbildung 1.3 gezeigt. Der Koordinatenursprung liegt im nominellen Wechselwirkungspunkt, der in der Abbildung 1.2 durch ein Kreuz im Strahlrohr gekennzeichnet ist. Die z–Achse zeigt in Richtung des Protonstrahls, die x–Achse zum Mittelpunkt des HERA–Rings und die y–Achse gemäß eines rechtshändigen Koordinatensystems in vertikale Richtung. Die positive z–Richtung ist die sogenannte *Vorwärtsrichtung*; sie entspricht Polarwinkeln von $\theta \leq 90°$. Im folgenden werden nur diejenigen Detektorkomponenten ausführlicher beschrieben, die für die vorliegende Analyse von Bedeutung sind. Für detailliertere Angaben sei auf [H1Coll97] verwiesen.

---

[1] Für die Datennahmeperioden 1998 und 1999 wurde die Protonenergie auf 920 GeV erhöht.

[2] Die Zahlen beziehen sich auf die Abbildung 1.2.



1 Strahlrohr und Strahlmagnete
2 Zentrale Spurkammern
3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule
4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei, Flüssig–Argon)
5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl, Flüssig–Argon)
6 Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T)
7 Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
8 Helium–Kälteanlage
9 Myonkammern
10 Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten und Streamerröhren)
11 Myon–Toroid–Magnet ($B = 1.6$ T)
12 Rückwärts–Driftkammern und Kalorimeter
13 Vorwärts–Kalorimeter
14 Betonabschirmung
15 Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 1.2: *Schematischer Aufbau des H1–Detektors.*

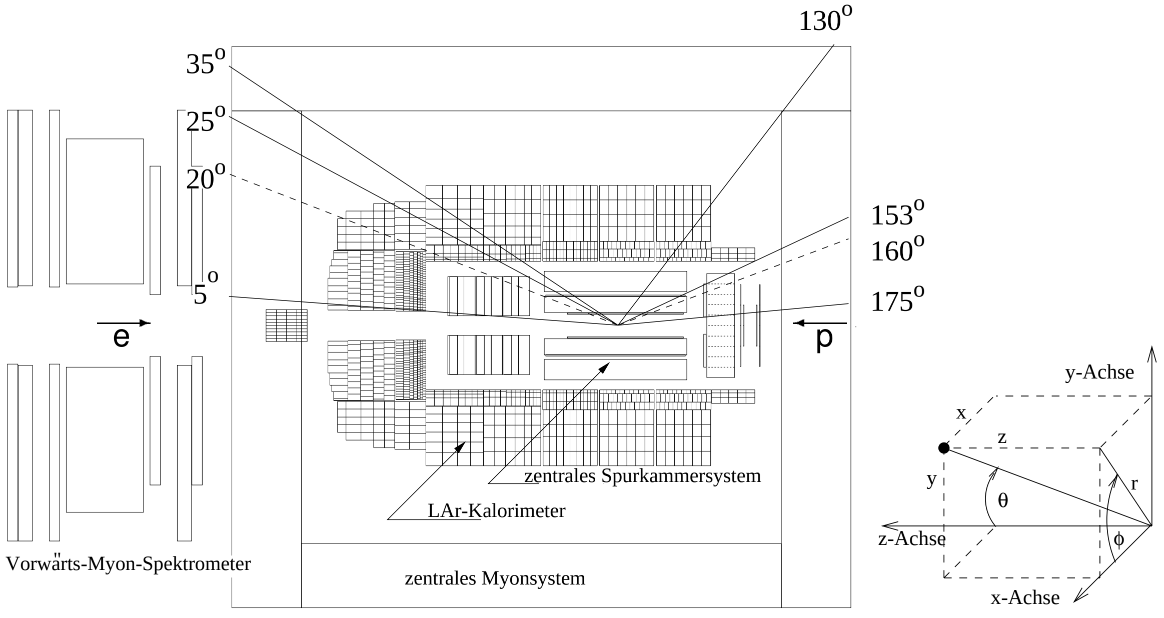


Abbildung 1.3: *Polarwinkelbereiche des H1–Detektors. Eingezeichnet sind die Akzeptanzbereiche der Spurkammern (s. Abschnitt 1.2.1), des Flüssig–Argon–Kalorimeters (s. Abschnitt 1.2.2) und des Myonsystems (s. Abschnitt 1.2.3). Auf der rechten Seite ist das H1–Koordinatensystem dargestellt.*

1.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1–Detektors dient gleichzeitig der Triggerentscheidung und Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen sowie der Teilchenidentifikation. Es ist in eine zentrale, eine vordere und eine hintere Region aufgeteilt (s. Abbildung 1.4). Entsprechend den unterschiedlichen Spureigenschaften in diesen Regionen wurden drei verschiedene Spurdetektoren installiert:

Der **zentrale Spurdetektor** (**C**entral **T**racking **D**evice, CTD) deckt einen Polarwinkelbereich von etwa $15° \leq \theta \leq 160°$ ab und setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Dazu gehören zwei Driftkammern CJC1 und CJC2 (**C**entral **J**et **C**hambers), eine innere und äußere z–Kammer CIZ und COZ (**C**entral **I**nner/**O**uter **Z**–chamber) sowie eine innere und eine äußere Proportionalkammer CIP und COP (**C**entral **I**nner/**O**uter **P**roportional Chamber). Ein transversaler Schnitt durch das zentrale Spurkammersystem ist in Abbildung 1.5 dargestellt. Die Driftkammern CJC1 und CJC2 sind unterteilt in Driftzellen mit parallel zur Strahlachse gespannten Signaldrähten und dienen der Spurrekonstruktion. Die erreichte Auflösung beträgt etwa $\sigma_{r\phi}$=150 μm in der $r\phi$–Ebene und σ_z=3 cm in z–Richtung. Über den Energieverlust dE/dx in den Kammern findet eine Teilchenidentifikation statt. Eine Verbesserung der Auflösung für die Messung der z–Koordinate auf σ_z=350 μm erfolgt durch die z–Kammern CIZ und COZ, in denen die Signaldrähte senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet sind. Die Vieldraht–Proportionalkammern CIP und COP dienen der Triggerentscheidung.

Der **vordere Spurdetektor** (**F**orward **T**racking **D**evice, FTD) hat einen Akzeptanzbereich von etwa $5° \leq \theta \leq 25°$ und setzt sich aus drei sogenannten *Supermodulen* zu-

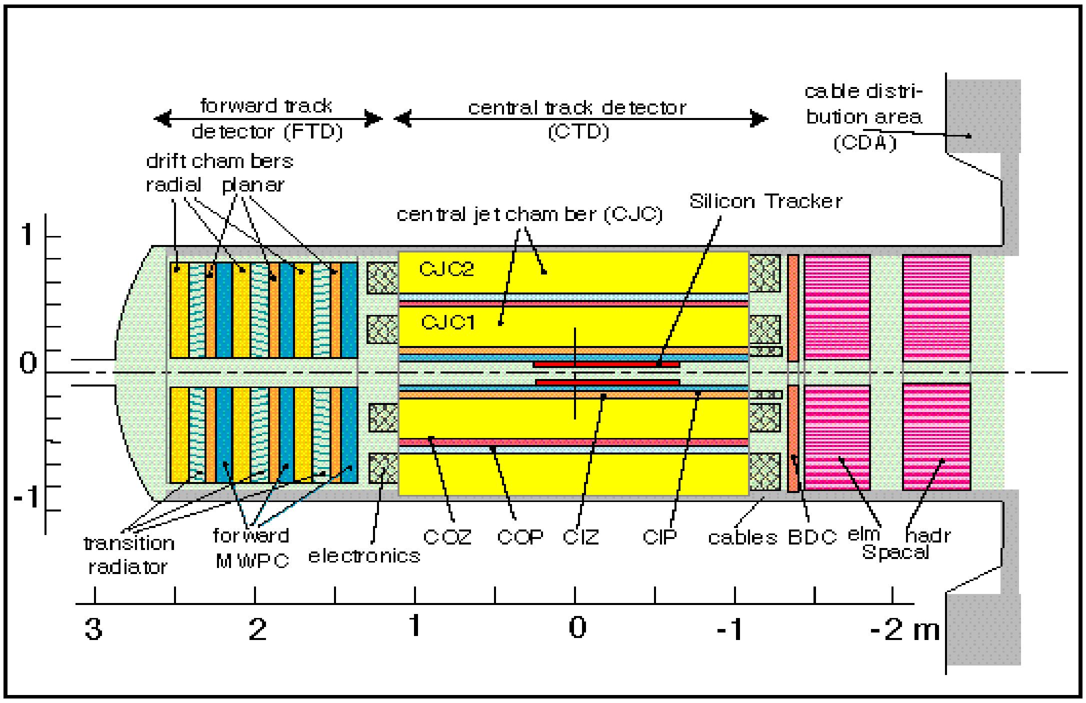


Abbildung 1.4: *Das Spurkammersystem des H1–Detektors.*

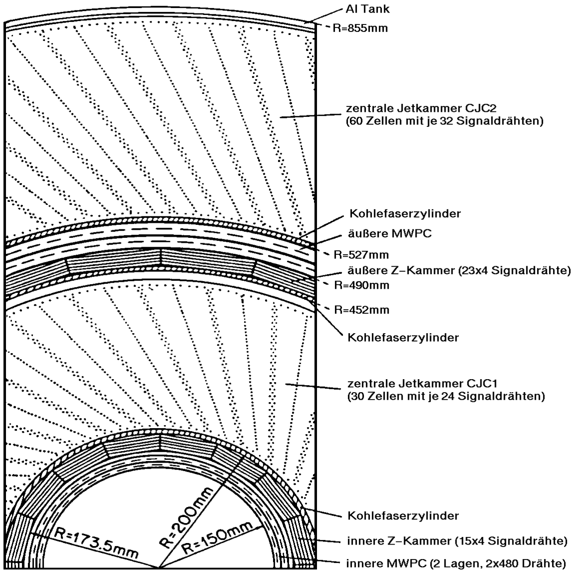


Abbildung 1.5: *Transversaler Schnitt durch das zentrale Spurkammersystem CTD.*

sammen. Jedes dieser Module besteht nacheinander in z–Richtung aus vier Komponenten: einer dreilagigen planaren Driftkammer, einer Vieldraht–Proportionalkammer, einer Schicht aus 400 Polypropylenfolien und einer radialen Driftkammer. Die Driftkammern dienen der Spurrekonstruktion in den drei Raumebenen, die Proportionalkammer liefert ein schnelles Triggersignal und in der Polypropylenschicht erzeugte Übergangsstrahlung ermöglicht die Unterscheidung von Positronen und Pionen.

Im hinteren Bereich erfolgt die Spurrekonstruktion durch die **Rückwärts–Driftkammer** (**B**ackward **D**rift **C**hamber, BDC), die einen Polarwinkelbereich von $151^\circ \leq \theta \leq 177,5^\circ$ abdeckt. Ihre Aufgabe ist es, den Polarwinkel des gestreuten Positrons aus der tiefunelastischen Streuung sehr genau zu messen.

1.2.2 Die Kalorimeter

Aufgabe des Flüssig–Argon–Kalorimeters (**Li**quid **Ar**gon Calorimeter, LAr) ist es, neutrale und geladene Teilchen sowie Jets zu identifizieren und deren Energie zu messen. Es deckt den Vorwärts– und Zentralbereich des Detektors in einem Polarwinkelbereich von etwa $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ ab und besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Das Auslesemedium beider Teile ist flüssiges Argon. Als Absorbermaterial werden im elektromagnetischen Teil Bleiplatten und im hadronischen Teil Edelstahlplatten verwendet. Die Dicke des inneren, elektromagnetischen Kalorimeters variiert mit dem Polarwinkel von 20 bis zu 30 Strahlungslängen X_0, die des hadronischen Kalorimeters zwischen 5 und 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ.

Im hinteren Bereich des Detektors wird das LAr ergänzt durch das sogenannte **Spa**ghetti **Cal**orimeter (SpaCal), das einen Akzeptanzbereich von 153° bis $177,8^\circ$ hat. Als Auslesematerial werden hier Szintillationsfasern und als Absorbermaterial Blei verwendet. Das SpaCal setzt sich ebenfalls aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Komponente zusammen. Seine Hauptaufgabe besteht darin, die Energien und Richtungen der gestreuten Positronen aus tiefunelastischen Streuprozessen zu messen.

1.2.3 Das Myonsystem

Das Eisenjoch, welches der Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient, umschließt alle wesentlichen Detektorkomponenten und ist mit Streamerröhren instrumentiert. Diese erfüllen die Aufgabe, hadronische Energie nachzuweisen, die nicht vollständig im LAr–Kalorimeter deponiert wurde und Myonspuren zu messen. Abbildung 1.6 zeigt die 64 Module des instrumentierten Eisens, die sich auf den vorderen und hinteren *Barrel*[3]–Bereich ($35^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$) sowie die vordere ($5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$) und die hintere ($130^\circ \leq \theta \leq 175^\circ$) Endkappe verteilen. Die Endkappen sind außerdem in einen inneren und einen äußeren Teil untergliedert. Mit Hilfe von 103 700 Drähten und 28 700 dazu senkrecht verlaufenden Streifen kann die Position und Richtung von Teilchen rekonstruiert werden, die das instrumentierte Eisen passieren (s. Abbildung 1.7). Dabei handelt es sich hauptsächlich um Myonen mit Impulsen $p \geq 1{,}5$ GeV, aber auch ein kleiner Teil von Hadronen kann das instrumentierte Eisen erreichen und als Myonen fehlidentifiziert werden.

---

[3] engl. für „Faß “

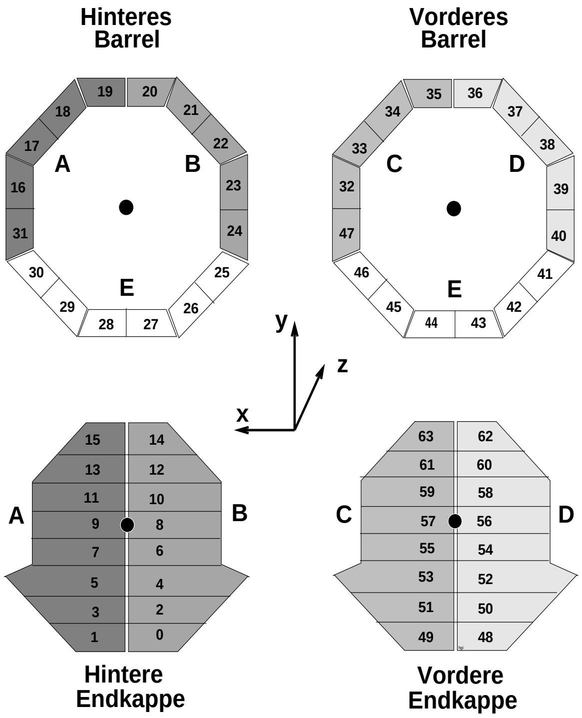


Abbildung 1.6: *Die 64 Module des instrumentierten Eisens. Das instrumentierte Eisen dient zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule und zur Myonerkennung.*

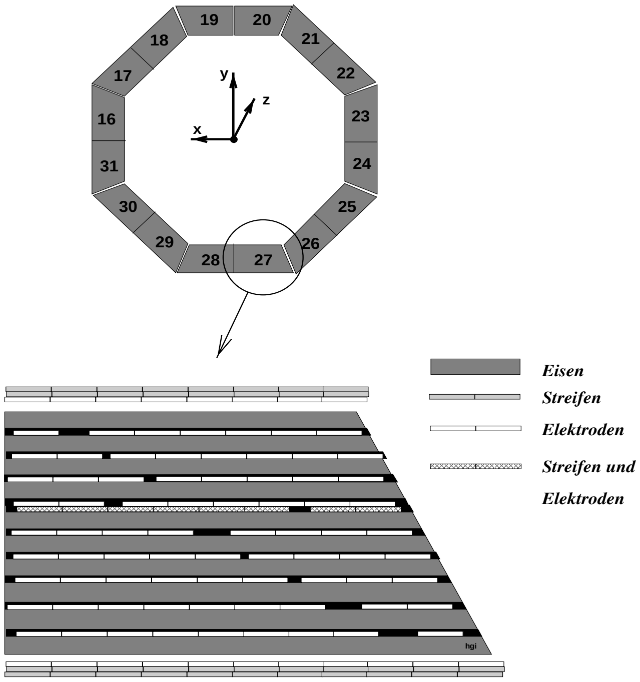


Abbildung 1.7: *Die Lagen des instrumentierten Eisens.*

1.2.4 Das Luminositätssystem

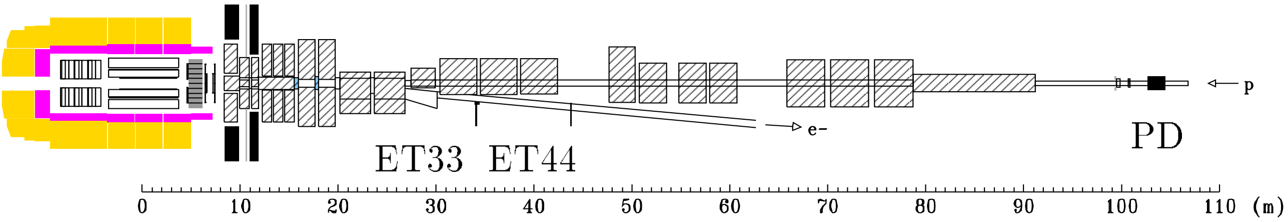


Abbildung 1.8: *Das Luminositätssystem, das die Rate von Bethe–Heitler–Prozessen zur Bestimmung der Luminosität mißt. Die Elektron–Tagger (ET33 und ET44) und der Photon–Detektor (PD) dienen außerdem der Erkennung von Photoproduktionsprozessen.*

Da der Wirkungsquerschnitt für Bethe–Heitler–Ereignisse $ep \to ep\gamma$ sehr genau bekannt ist, wird die Rate dieses Prozesses zur Bestimmung der Luminosität herangezogen. Findet ein solcher Prozeß statt, so wird dies im Luminositätssystem durch den Nachweis des Photons und des gestreuten Positrons gemessen. Das Luminositätssystem besteht aus den Cherenkov–Zählern ET33 (**E**lectron **T**agger) bei $z = -33$ m und ET44 bei $z = -44$ m, die außerdem der Messung von Positronen aus Photoproduktionsprozessen (s. Abschnitt 5.2) dienen, sowie dem Photondetektor PD bei $z = -103$ m. Abbildung 1.8 zeigt den schematischen Aufbau.

1.2.5 Das Triggersystem

Alle 96 ns treffen im H1–Detektor ein Positronpaket und ein Protonpaket aufeinander. Der größte Teil des Untergrundes entsteht durch Wechselwirkungen der Protonen mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr, Synchrotonstrahlung der Positronen, Kollisionen der Strahlteilchen mit der Strahlrohrwand und kosmische Myonen. Der Frequenz von einigen 10 kHz, mit der diese Untergrundreaktionen stattfinden, stehen 20–30 Hz bei Photoproduktionsprozessen und 1–2 Ereignisse pro Minute aus tiefunelastischer Streuung gegenüber. Diese physikalisch interessierenden ep–Prozesse herauszufiltern, ist das Ziel der zentralen Triggerlogik (**C**entral **T**rigger **L**ogic, CTL).

Das Triggersystem besteht aus den fünf Stufen Level 1 bis Level 5 (L1–L5). Nur Ereignisse, die alle vier Triggerstufen L1 bis L4 passieren, werden akzeptiert und auf Magnetband gespeichert[4].

---

[4] Die dritte Stufe wurde 1997 implementiert, bisher aber nicht zur Triggerentscheidung eingesetzt.

Die erste Triggerstufe L1: Fast alle Detektorkomponenten können an der Triggerentscheidung beteiligt sein. Sobald ein Subdetektor ein möglicherweise physikalisch interessantes Ereignis registriert, aktiviert er ein *Triggerelement*. Logische Kombinationen von 192 Triggerelementen verschiedener Subdetektoren bilden 128 *Subtrigger*. Wenn mindestens einer der Subtrigger anspricht, wird das Ereignis auf die nächste Triggerstufe weitergeleitet. Die Triggerentscheidung dauert im Mittel 2,4 μs. So lange werden die Daten aus den in dieser Zeit sich durchkreuzenden 25 Teilchenpaketen zwischengespeichert, so daß keine Totzeit entsteht. L1 reduziert die Ereignisrate von rund 100 kHz auf etwa 1 kHz.

Die zweite Triggerstufe L2: Die Entscheidungsfindung auf L2 erfolgt nicht mehr totzeitfrei, da hier komplexere Entscheidungen gestützt auf topologische Trigger oder neuronale Netzwerke getroffen werden. Die Entscheidung dauert etwa 20 μs. Wird das Ereignis verworfen, startet die Datennahme sofort erneut. Im Falle einer positiven Triggerentscheidung dauert das Auslesen der Daten etwa 2 ms. Die zweite Triggerstufe reduziert die Rate der von L1 akzeptierten Ereignisse um einen Faktor 20 auf etwa 50 Hz.

Die vierte Triggerstufe L4: L4 besteht aus etwa 30 schnellen PC–Prozessoren, die an die zentrale Datennahme angeschlossen sind und im Gegensatz zu L1 und L2 über die gesamten Detektorinformationen des Ereignisses verfügen. Die Aufgabe des L4–Triggers ist es, L1–Triggerentscheidungen zu verifizieren und Untergrundereignisse zu identifizieren. Die Ereignisrate wird noch einmal um einen Faktor 5 bis 10 reduziert.

Passiert ein Ereignis alle vier Triggerstufen L1 bis L4, beträgt die Totzeit des Detektors etwa 1 ms. L4 läuft asynchron zu den ersten drei Stufen und trägt daher nicht zur Totzeit bei.

Die fünfte Triggerstufe L5: Die eigentliche Triggerentscheidung ist auf L5 bereits abgeschlossen. Hier findet die volle Ereignisrekonstruktion statt. Darüber hinaus werden die Ereignisse in Klassen eingeteilt, z. B. Ereignisse mit schweren Quarks (Klasse 16) oder Ereignisse mit Myonkandidaten (Klasse 24).

Da das Triggersystem nur über eine beschränkte Bandbreite verfügt, müssen einige Subtrigger mit vordefinierten Faktoren skaliert werden. Die Definitionen und mittleren Skalierungsfaktoren der für diese Analyse relevanten L1–Subtrigger sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Die Tabellen 1.2–1.4 enthalten die Beschreibungen der Triggerelemente in den Spurkammern, im instrumentierten Eisen und weitere wichtige Triggerelemente.

ST	Definition	mittlere Skalierung
S2	(SPCLe_IET>1||SPCLe_IET_Cen_2)&&DCRPh_THig&&zVtx_sig	2,483
S19	Mu_Bar&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig&&zVtx_sig	1,210
S22	Mu_ECQ&&zVtx_sig&&DCRPh_Tc&&DCRPh_TNeg&&DCRPh_THig	1,214
S61	(SPCLe_IET>2||SPCLe_IET_Cen_3)&&DCRPh_THig&&zVtx_sig	1,214
S83	eTAG&&zVtx_sig&&DCRPh_Tc	1,228
S87	etag_all&&DCRPh_Ta&&Mu_Any	1,002

Tabelle 1.1: *Definition und mittlere Skalierungsfaktoren der für diese Analyse relevanten Subtrigger. Es sind nur die wichtigsten Triggerelemente aufgeführt. Die Symbole || und && stehen für das logische ODER und das logische UND.*

Triggerelement	Beschreibung
DCRPh_Ta	mindestens eine angesprochene Spurmaske mit $p_t > 450$ MeV
DCRPh_Tc	mindestens drei angesprochene Spurmasken mit $p_t > 450$ MeV
DCRPh_TNeg	mindestens eine angesprochene negative Spurmaske mit $p_t > 450$ MeV
DCRPh_THig	mindestens eine angesprochene Spurmaske mit $p_t > 800$ MeV

Tabelle 1.2: *Triggerelemente in den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2.*

Triggerelement	Beschreibung
Mu_Bar	Myonkandidat im Barrel
Mu_FIEC	Myonkandidat in der vorderen inneren Endkappe
Mu_FOEC	Myonkandidat in der vorderen äußeren Endkappe
Mu_BOEC	Myonkandidat in der hinteren äußeren Endkappe
Mu_2_BIoIEC	Myonkandidat in der hinteren inneren oder äußeren Endkappe
Mu_ECQ	Abkürzung für Mu_FOEC||Mu_BOEC||Mu_2_BIoIEC
Mu_Any	Abkürzung für Mu_ECQ||Mu_FIEC

Tabelle 1.3: *Triggerelemente im instrumentierten Eisen.*

Triggerelement	Beschreibung
SPCLe_IET>1	Gemessenes Positron im SpaCal, $E \geq 2\,\mathrm{GeV}$
SPCLe_IET_Cen_2	wie SPCLe_IET>1 aber nur für Zentralregion im SpaCal
SPCLe_IET>2	Gemessenes Positron im SpaCal, $E \geq 5{,}7\,\mathrm{GeV}$
SPCLe_IET_Cen_3	wie SPCLe_IET>2 aber nur für Zentralregion im SpaCal
eTAG	Signal im Elektron–Tagger ET33
etag_all	Signal im Elektron–Tagger ET33 oder ET44
zVtx_sig	signifikantes Maximum im z–Vertex–Histogramm

Tabelle 1.4: *Weitere relevante Triggerelemente zum Nachweis des gestreuten Positrons im SpaCal und in den Elektron–Taggern sowie eines signifikanten Vertex durch die Vieldraht–Proportionalkammern CIP und COP.*

Kapitel 2

Der theoretische Kontext

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Charm– und Bottom–Produktion bei hohen Schwerpunktenergien beschrieben. Dabei wird unterschieden zwischen Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung (**D**eep **I**nelastic **S**cattering, DIS), bei denen der Impulsübertrag Q^2 des Positrons auf das Proton groß ist ($Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) und Ereignissen aus Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$. Der Impulsübertrag erfolgt dominant über ein vom Positron abgestrahltes virtuelles Photon.

Es werden Mechanismen der Erzeugung schwerer Quarks vorgestellt und Möglichkeiten zu deren Nachweis durch Messung von Zerfallsteilchen beschrieben. Wichtige Informationen über den Produktionsprozeß liefern Ladungs– und Winkelkorrelationen der Zerfallsteilchen.

2.1 Produktion schwerer Quarks

Die *ep*–Kollisionen bei HERA–Schwerpunktenergien bieten eine gute Möglichkeit, die Produktion von *c*– und *b*–Quarks zu untersuchen und mit theoretischen Vorhersagen der QCD zu vergleichen.

In der QCD ist die **B**oson–**G**luon–**F**usion (BGF) der dominierende Produktionsprozeß bei der Erzeugung schwerer Quarks:

$$\gamma g \to Q\bar{Q} \tag{2.1}$$

Je nachdem, ob es sich um einen Prozeß mit *c*– oder *b*–Quarks handelt, steht Q für die entsprechende Quarksorte. Abbildung 2.1 zeigt die Feynmandiagramme, die zur tiefunelastischen *ep*–Streuung in führender Ordnung (Abbildung 2.1 a)) und nächst führender Ordnung (Abbildung 2.1 b) und c)) beitragen. Zur Erzeugung schwerer Quarks trägt von den hier vorgestellten Prozessen nur der Prozeß c) bei. Daneben gibt es Beiträge höherer Ordnung oder solche mit W–Boson–Austausch, die aber in dieser Arbeit vernachlässigt werden können, da ihr Anteil nur sehr gering ist.

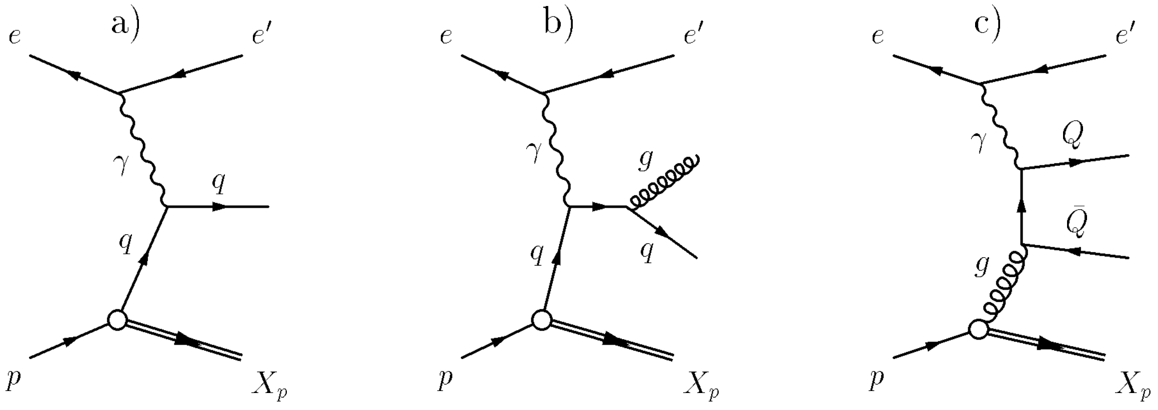


Abbildung 2.1: *Feynmandiagramme für tiefunelastische ep-Streuung: (a) ep–Wechselwirkung über ein virtuelles Photon (γ) und ein Valenz- oder Seequark aus dem Proton, (b) Korrekturen zu (a) durch Gluon-Abstrahlung des wechselwirkenden Quarks vor oder nach der Wechselwirkung mit dem Photon (QCD–Compton–Streuung) und (c) Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (BGF), in dem auch schwere Quarkpaare, $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$, erzeugt werden.*

Die Produktion schwerer Quarks in *ep*–Kollisionen bei HERA ist dominiert von Photoproduktion, bei der das quasireelle Positron unter sehr kleinen Polarwinkeln θ gestreut wird. Den Hauptbeitrag liefert wie bei tiefunelastischer *ep*–Streuung der BGF–Prozeß, der in Abbildung 2.2 a) dargestellt ist. Bei Photoproduktionsereignissen ist zwischen zwei Prozessen zu unterscheiden: dem direkten Prozeß, bei dem das quasireelle Photon als punktförmiges Objekt etwa über ein $Q\bar{Q}$–Paar mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt (Abbildung 2.2 a)) und dem aufgelösten Prozeß, bei dem das Photon vor der Wechselwirkung in einen hadronischen Zustand fluktuiert (Abbildung 2.2 b) und c)). In QCD–Modellen zur Produktion schwerer Quarks dominiert der direkte Prozeß. Der Beitrag von aufgelösten Prozessen ist bisher nicht genau gemessen.

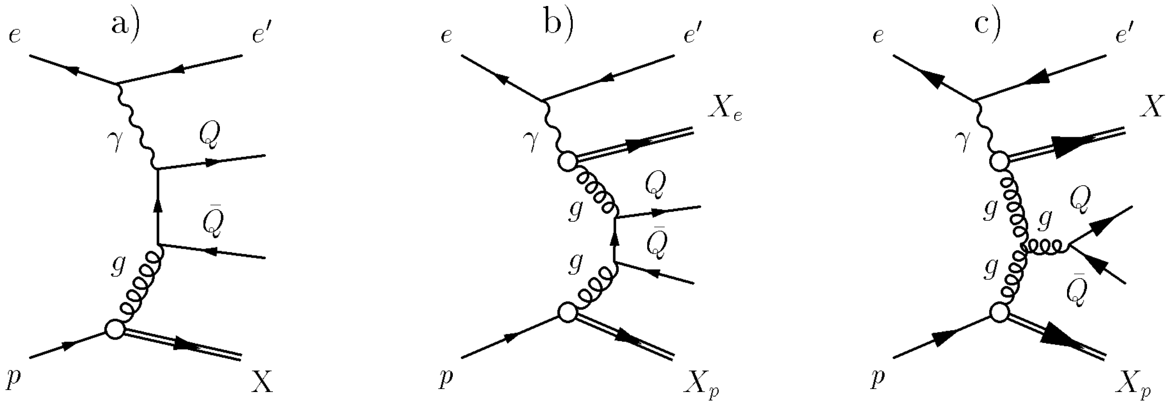


Abbildung 2.2: *Photoproduktion schwerer Quarks: (a) direkter Prozeß (BGF), (b) und (c) aufgelöster Prozeß.*

2.2 Theoretische Vorhersagen für Korrelationen schwerer Quarks

Bei dem Vergleich der störungstheoretischen QCD mit den Daten ergeben sich eine Reihe von Phänomenen, die zur Zeit nur zum Teil miteinander in Verbindung gebracht werden können. So werden zum Beispiel eine Reihe von Daten gut durch die Annahme der Quarkmassen zu $m_c = 1,5$ GeV und $m_b = 4,75$ GeV beschrieben. Andere Phänomene erfordern aber zusätzliche nicht–störungstheoretische Parameter und teils auch andere Quarkmassen [Frix97]. Um genauere theoretische Vorhersagen machen zu können, sind weitere experimentelle Studien nötig.

Als Beispiel werden Daten aus hadronischen Prozessen diskutiert: Die theoretisch bis zur zweiten Ordnung der QCD berechneten $c\bar{c}$– und $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Strahlenergie E_b für $\pi^- N$–Kollisionen sind in Abbildung 2.3 gezeigt. Für die Beschreibung der unterschiedlichen Parameterkompositionen, die für die drei Kurven verwendet wurden, sei auf [Frix97] verwiesen. An dieser Stelle sei nur angemerkt, daß die Datenpunkte für den $c\bar{c}$–Wirkungsquerschnitt sehr gut mit der Quarkmasse m_c=1,5 GeV verträglich sind, während für den $b\bar{b}$–Wirkungsquerschnitt alle drei angenommenen b–Quarkmassen die Messungen beschreiben.

Die störungstheoretische QCD gerät im Bereich der Vorhersagen für die Produktion von Charm–Quarks an ihre Grenzen, da die c–Masse nicht viel größer als typische Hadronmassen ist. Daher müssen möglicherweise auch nicht–störungstheoretische Beiträge berück-

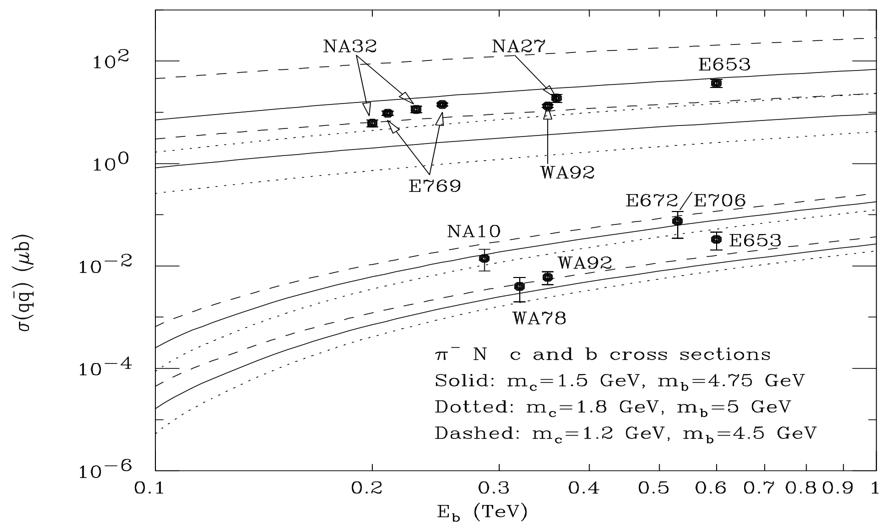


Abbildung 2.3: *Theoretisch bestimmter Wirkungsquerschnitt für $c\bar{c}$–Produktion (oberer Satz von Kurven) und $b\bar{b}$–Produktion (unterer Satz von Kurven) bei $\pi^- N$–Kollisionen und experimentelle Ergebnisse [Frix97].*

sichtigt werden. Um diese aber besser verstehen zu können, sind Messungen von Charm–Produktion von großer Bedeutung.

Die Messung von Korrelationen der schweren Quarks bietet die Möglichkeit, deren Produktion und Massen genauer zu untersuchen. Insbesondere bietet die Kenntnis des gesamten Endzustands aus dem BGF–Prozeß auch die Möglichkeit, Aussagen über die Gluondichte x_g im Proton machen zu können.

Im Schwerpunktsystem des Photons und des Gluons verlaufen die Impulse der beiden erzeugten Quarks Q und $\bar{Q}$ in führender Ordnung genau entgegengesetzt. Für den Winkel zwischen den auf die Transversalebene projizierten Impulsen der beiden Quarks sollte demnach gelten $\Delta\phi(Q\bar{Q}) = \pi$. In nächst führender Ordnung kann z. B. das Gluon aus dem Proton ein Gluon abstrahlen bevor es mit dem Photon wechselwirkt. In solch einem Fall gilt diese Beziehung nicht mehr.

Als Beispiel für eine Korrelationsmessung werden wieder Daten aus πN–Prozessen diskutiert. Abbildung 2.4 zeigt die theoretische Vorhersage für die $\Delta\phi$–Verteilung in nächst führender Ordnung (durchgezogene Linie) mit $m_c = 1,5\,\mathrm{GeV}$ und Datenpunkte aus πN–Kollisionsexperimenten bei einer Strahlenergie von $E_b = 350\,\mathrm{GeV}$. Es ist zu erkennen, daß die Datenpunkte eine breitere Verteilung besitzen als durch die störungstheoretische QCD vorausgesagt. Die gepunkteten und die gestrichelten Linien zeigen die Auswirkungen eines nicht–störungstheoretischen Effektes auf die zuvor störungtheoretisch in zweiter Ordnung berechnete Verteilung. Der betrachtete Effekt ist ein intrinsischer Transversalimpuls eines der einlaufenden Partonen. Für eine genauere Beschreibung siehe auch hier [Frix97]. Offenbar ist die Verteilung für $\Delta\phi$ sehr sensitiv auf solche nicht–störungstheoretischen Effekte.

2.3 Der Zerfall von c–Quarks

Die Produktion von c–Quarks kann durch die Rekonstruktion von Hadronen mit Charm nachgewiesen werden. Eine gute Möglichkeit dazu bietet der Nachweis eines $D^{*\pm}$–Mesons. Das D^{*+} ist ein Vektormeson und besteht aus einem leichten $\bar{d}$– und einem c–Quark[1]. In dieser Analyse wird zu seiner Rekonstruktion folgender Zerfallskanal untersucht:

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^\pm \rightarrow (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm. \tag{2.2}$$

Das pseudoskalare D^0–Meson besteht aus einem $\bar{u}$– und einem c–Quark und kann nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen.

Das zweite bei der Boson–Gluon–Fusion produzierte c–Quark kann, ebenfalls über die schwache Wechselwirkung, semileptonisch in ein $\mu\nu_\mu$–Paar zerfallen.

---

[1] Die Angaben spezieller Zustände und Zerfallskanäle stehen stellvertretend auch für die ladungskonjugierten Zustände und Zerfallskanäle.

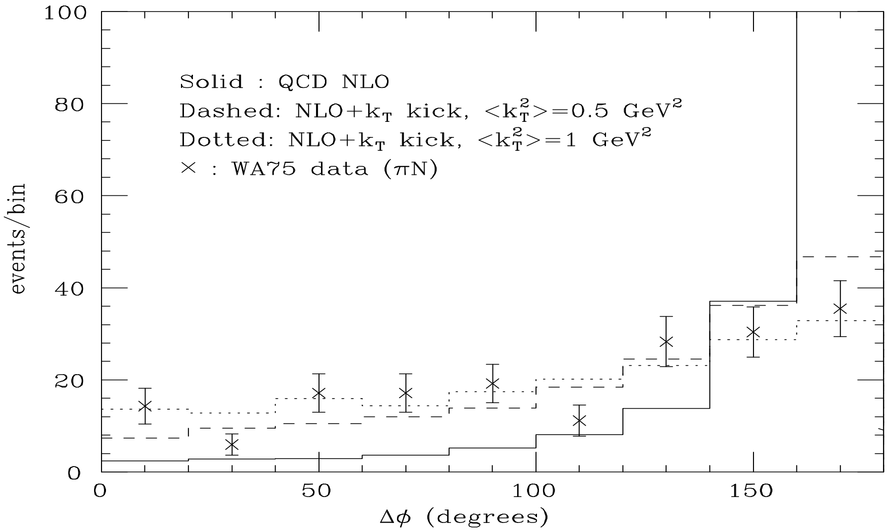


Abbildung 2.4: *$\Delta\phi(Q\bar{Q})$-Korrelation für Charm-Produktion bei πN-Kollisionen: Vorhersagen aus störungstheoretischen Berechnungen in zweiter Ordnung und experimentelle Ergebnisse der WA75-Kollaboration [Aoki92, Frix97].*

Die Häufigkeit, mit der ein Ereignis zu erwarten ist, in dem sowohl ein $D^{*\pm}$–Meson mit dem betrachteten Zerfallskanal als auch ein Myon mit entgegengesetzter Ladung erzeugt wird, berechnet sich aus den Verzweigungsverhältnissen der einzelnen Prozesse. Diese sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Aus dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse ergibt sich ein Gesamtverzweigungsverhältnis von 0,0575%. Im Vergleich dazu: Die Erzeugung von zwei $D^{*\pm}$–Mesonen in dem angegebenen Zerfallskanal hat ein Verzweigungsverhältnis von 0,0050%.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	Referenz
$c \;\rightarrow\; D^* \;\rightarrow\; K^-\pi^+\pi^+$	(0.71 ± 0.05) %	[LEP96]
$c \;\rightarrow\; \mu^+ X$	$(8{,}1\ ^{+1{,}0}_{-0{,}9})$ %	[PDG98]

Tabelle 2.1: *Verzweigungsverhältnisse der in der Analyse relevanten Prozesse für den Zerfall von c–Quarks.*

In führender Ordnung ist zu erwarten, daß im Laborsystem das c– und das $\bar{c}$–Quark mit entgegengesetzt gleichem Transversalimpuls erzeugt werden. Daher sollte die Hadronisation bzw. der Zerfall des $c\bar{c}$–Paares in der $r\phi$–Ebene in gegenüberliegenden Detektorhemisphären stattfinden. Wir haben gesehen, daß nicht störungstheoretisch berechenbare Beiträge dazu führen, daß die beiden Quarks nicht mehr genau entgegengesetzt auseinanderfliegen. Darüber hinaus fliegt bei großen Impulsüberträgen Q^2 das Quarkpaar im Laborsystem unter kleineren Winkeln auseinander, da dann der endliche Transversalimpuls des Photons durch die Transversalimpulse der Quarks ausgeglichen wird. Im folgenden wird daher nur noch zwischen $\Delta\phi \geq 90°$ und $\Delta\phi < 90°$ unterschieden. $\Delta\phi$ ist nun definiert durch den eingeschlossenen Winkel zwischen dem Impuls des D^*–Mesons und dem des Myons jeweils projiziert auf die $r\phi$–Ebene. Im Falle von $\Delta\phi \geq 90°$ bedeutet dies, daß die Quarks im Laborsystem in gegenüberliegende Detektorhemisphären fliegen. Für $c\bar{c}$–Ereignisse sind ausschließlich Beiträge zu $\Delta\phi \geq 90°$ zu erwarten. Außerdem tragen das D^*–Meson und das Myon entgegesetzte Ladung.

2.4 Der Zerfall von *b*–Quarks

Aufgrund der hohen Masse von b–Quarks ist bei HERA der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $b\bar{b}$–Paaren um etwa zwei Größenordnungen kleiner als der für die Produktion von $c\bar{c}$–Paaren. Dennoch sind bereits $b\bar{b}$–Paare über ihren semileptonischen Zerfall im H1–Detektor nachgewiesen worden [Kan98, Lang98, Woll99]. Nahezu 100% aller b–Quarks zerfallen in ein c–Quark; nur ein sehr geringer Teil geht direkt in ein leichtes u–Quark über. Zu etwa 12% fluktuieren b–Quarks vor ihrem Zerfall in $\bar{b}$–Quarks und umgekehrt, sogenannte *b–Oszillationen* [LEP96]. Die c–Quarks, die aus dem Zerfall der beiden durch BGF entstandenen b–Quarks stammen, können ebenfalls über die Rekonstruktion eines D^*–Myon–Paares im Detektor nachgewiesen werden. Die Ladungs– und Winkelkorrelationen zwischen dem D^*–Meson und dem Myon unterscheiden sich für den Hauptanteil der b–Prozesse von denen der c–Produktion.

Die Verzweigungsverhältnisse für diejenigen Prozesse, die zur Produktion von D^*–Mesonen und Myonen aus dem Zerfall von b–Quarks zusätzlich beitragen, sind in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\bar{b} \rightarrow \mu^+\nu_\mu X$	(10,8 ± 0,5)%
$\bar{b} \rightarrow D^{*-}\mu^+\nu_\mu X$	(2,76 ± 0,29)%

Tabelle 2.2: *Verzweigungsverhältnisse der in der Analyse relevanten Prozesse für den Zerfall von b–Quarks [PDG98].*

Tabelle 2.3 enthält die b–Zerfallsprozesse, die zur Produktion eines D^*–Myon–Paares den größten Beitrag liefern[2], mit dem entsprechenden Verzweigungsverhältnis sowie schematisch die Ladungs– und Winkelkorrelationen zwischen dem Meson und dem Lepton. In den ersten beiden Spalten sind nur die relevanten Zerfallsprodukte aufgeführt und alle weiteren Zerfallsprodukte, die in der Literatur oft mit X bezeichnet werden,

---

[2] Der Prozeß $b \rightarrow c\bar{c}s$ wurde nicht berücksichtigt, da sein Beitrag im Vergleich zu dem Prozeß $b \rightarrow c\bar{c}d$ nur klein und daher innerhalb der Unsicherheiten für die angegebenen Verzweigungsverhältnisse vernachlässigbar ist.

vernachlässigt. Der ladungskonjugierte Prozeß ist immer implizit enthalten. Die Verzweigungsverhältnisse ergeben sich aus den in den Tabellen 2.1 und 2.2 angegebenen Zahlen. Für ein in Tabelle 2.3 angegebenes D^*–Meson wird dabei ausschließlich der Anteil berücksichtigt, der über den untersuchten Zerfallskanal nachgewiesen werden kann. Des weiteren ist in der rechten Spalte angegeben, in wieviel Prozent aller aufgeführten $b\bar{b}$–Zerfälle der entsprechende Zerfall stattfindet.

b–Zerfall	$\bar{b}$–Zerfall	Ladungs– korrelation	Winkel– korrelation	Verzweigungs– verhältnis	Häufigkeit
$\to \mu^-$	$\to \bar{c} \to D^{*-}$	$=$	$\Delta\phi > 90°$	0,077%	33,0%
$\to c \to \mu^+$	$\to \bar{c} \to D^{*-}$	$\neq$	$\Delta\phi \geq 90°$	0,058%	24,9%
$\to D^{*+} + \mu^-$		$\neq$	$\Delta\phi < 90°$	0,073%	31,3%
b–Oszillationen					
$\to \bar{b} \to \mu^+$	$\to \bar{c} \to D^{*-}$	$\neq$	$\Delta\phi \geq 90°$	0,009%	3,9%
$\to \bar{b} \to \bar{c} \to \mu^-$	$\to \bar{c} \to D^{*-}$	$=$	$\Delta\phi \geq 90°$	0,007%	3,0%
$\to \bar{b} \to D^{*-} + \mu^+$		$\neq$	$\Delta\phi < 90°$	0,009%	3,9%

Tabelle 2.3: *Zerfallsprozesse von b–Quarks, bei denen ein D^*–Meson und ein Myon im Detektor nachgewiesen werden können. Bei den letzten drei Prozessen oszilliert das b–Quark vor seinem Zerfall in ein $\bar{b}$–Quark. Die angegebenen Ladungs– und Winkelkorrelationen bestehen zwischen dem D^*–Meson und dem Myon. Bei der Ladungskorrelation stehen die Zeichen $=$ und $\neq$ dafür, daß das D^*–Meson und das Myon gleiche bzw. ungleiche Ladung tragen. Es bedeutet $\Delta\phi \geq 90°$, daß die Transversalimpulse des Mesons und des Myons in gegenüberliegende Detektorhemisphären zeigen, während $\Delta\phi < 90°$ bedeutet, daß die Flugrichtung beider Teilchen in die gleiche Detektorhemisphäre zeigt. Das Verzweigungsverhältnis bezieht sich auf den gemessenen Anteil an allen b–Zerfällen. In der letzten Spalte ist der Anteil bezogen auf die hier betrachteten Prozesse angegeben.*

Insgesamt ergeben sich für die vier Ladungs– und Winkelkorrelationen die in Tabelle 2.4 und 2.5 zusammengefaßten Anteile an erwarteten Beiträgen.

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	100%	–
$\Delta\phi < 90°$	–	–

Tabelle 2.4: *Erwartete Beiträge zu den vier Ladungs– und Winkelkorrelationen aus c–Zerfallsprozessen.*

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	28,8%	36,0%
$\Delta\phi < 90°$	35,2%	–

Tabelle 2.5: *Erwartete Beiträge zu den vier Ladungs– und Winkelkorrelationen aus b–Zerfallsprozessen.*

Kapitel 3

Die kinematische Ereignisrekonstruktion

In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten kinematischen Variablen sowie deren Definitionen zusammengefaßt und die Selektion von Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung und aus Photoproduktion beschrieben.

3.1 Die Kinematik der *ep*–Streuung

Abbildung 3.1 zeigt die schematische Darstellung einer *ep*–Wechselwirkung. Im folgenden wird ausschließlich von dem ausgetauschten Photon die Rede sein, da der Z^0– und der $W^{\pm}$–Austausch in dem hier untersuchten energetischen Bereich stark unterdrückt ist. Die Vierervektoren des einlaufenden Positrons und Protons werden mit k und P bezeichnet.

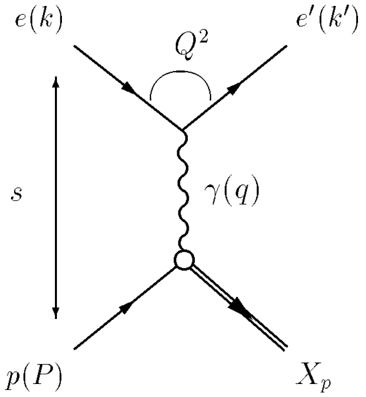


Abbildung 3.1: *Feynmandiagramm für ep–Streuung.* X_p *bezeichnet einen beliebigen hadronischen Endzustand.*

Das Quadrat der Schwerpunktenergie der Reaktion berechnet sich allein aus den Energien der einlaufenden Teilchen unter Vernachlässigung ihrer Massen zu:

$$s = (k + P)^2 \simeq 4E_e E_P = (300\,\mathrm{GeV})^2 \tag{3.1}$$

Dabei sind $E_e = 27,5$ GeV und $E_P = 820$ GeV die Energien des einlaufenden Positrons und Protons. Die für die Physik bei HERA relevanten kinematischen Größen sind die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$, die invariante Masse des hadronischen Endzustands W, das Quadrat des Impulsübertrags vom Positron auf das Proton Q^2 und die dimensionslosen Bjørken Skalenvariablen x und y. Im Quark–Parton–Modell ist x der Anteil des Protonimpulses, den dasjenige Parton trägt, das an den elektroschwachen Strom koppelt. Die Inelastizität y quantifiziert den relativen Energieverlust des Elektrons im Schwerpunktsystem des Protons. Alle verwendeten Vierervektoren sind Abbildung 3.1 zu entnehmen. Die beschriebenen kinematischen Größen sind wie folgt definiert:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \tag{3.2}$$

$$W^2 = (P + q)^2 = 2Pq - Q^2, \tag{3.3}$$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}, \tag{3.4}$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}. \tag{3.5}$$

Die Gleichungen (3.1)–(3.5) sind durch die folgenden Relationen miteinander verknüpft:

$$Q^2 = xys, \tag{3.6}$$

$$W^2 = ys - Q^2. \tag{3.7}$$

Es genügen drei unabhängige Variablen, um den Streuprozeß vollständig zu beschreiben. Da mit den Energien der einlaufenden Teilchen auch das Quadrat der Schwerpunktenergie s bekannt ist, ist zur kinematischen Rekonstruktion eines Streuereignisses im Detektor nur die Messung von zwei unabhängigen Größen erforderlich.

3.2 Methoden der kinematischen Ereignisrekonstruktion

Aus den Meßgrößen des H1-Detektors werden die Impulse und Energien der erzeugten Hadronen und des gestreuten Positrons sowie die Winkel der Teilchenspuren rekonstruiert. Sie stehen für die Rekonstruktion der im vorigen Abschnitt eingeführten kinematischen Variablen zur Verfügung. Drei in dieser Analyse verwendete Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik werden im folgenden beschrieben. Die Massen aller beteiligten Teilchen werden dabei vernachlässigt. Alle Gleichungen beziehen sich auf das H1–Koordinatensystem (s. Abschnitt 1.2).

Die Elektron–Methode: Diese Methode basiert ausschließlich auf der Messung des gestreuten Positrons. Aus dessen Streuwinkel θ_e und Energie E'_e sowie den bekannten Energien des einlaufenden Protons E_P und Positrons E_e werden die kinematischen Variablen bestimmt gemäß:

$$Q^2_e = 2E_eE'_e(1 + \cos\theta_e), \tag{3.8}$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos\theta_e), \tag{3.9}$$

$$x_e = \frac{Q^2_e}{4E_PE_ey_e}. \tag{3.10}$$

Die Genauigkeit dieser Methode hängt von einer guten Kalibrierung des Kalorimeters ab und ist sehr sensitiv auf die Abstrahlung von Photonen durch das Positron vor der eigentlichen Wechselwirkung. Für kleine Werte von y ergibt sich:

$$\frac{\delta y}{y} \approx \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E'_e}{E'_e}. \tag{3.11}$$

Da $\delta E'_e/E'_e$ für $E'_e \to E_e$ kaum abnimmt, wird auch der absolute systematische Fehler von y_e nicht wesentlich kleiner für abnehmendes y_e, das heißt, die relative Unsicherheit nimmt für kleine y_e zu. Die Elektron–Methode kann nur bei Ereignissen mit $y \geq 0.05$ angewendet werden, weil für kleinere Werte von y keine angemessene Genauigkeit mehr erzielt wird. In dieser Analyse wurde sie benutzt, um die Kinematik von Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung mit einem nachgewiesenen gestreuten Positron im SpaCal zu rekonstruieren.

Methode der Energiemessung im Elektron–Tagger: Für Photoproduktionsereignisse wird das Positron unter sehr kleinen Winkeln θ_e gestreut. Wenn es nicht durch das Strahlrohr entkommt, sondern im Elektron–Tagger ET33 nachgewiesen wird, kann seine Energie dort gemessen und Gleichung (3.9) vereinfacht werden zu:

$$y_e \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} = \frac{E_e - E'_e}{E_e}. \tag{3.12}$$

Diese Methode wird für Ereignisse angewendet, bei denen das gestreute Positron im Elektron–Tagger ET33 nachgewiesen wird. Da die Energiemessung im ET44 nur sehr ungenau ist, kann sie nicht zur Bestimmung der Energie des gestreuten Positrons und damit auch nicht zur Bestimmung von Q_e, y_e und x_e verwendet werden.

Die Jacquet–Blondel–Methode: Diese Methode benutzt zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik nur die gemessenen Winkel und Energien der entstandenen Hadronen. Es bezeichnen E_i die Energien, p_{x_i}, p_{y_i} und p_{z_i} die Komponenten der Hadronimpulse. Die kinematischen Variablen berechnen sich nach dieser Methode wie folgt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{z_i})}{2E_e}, \tag{3.13}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_i p_{x_i})^2 + (\sum_i p_{y_i})^2}{1 - y_{JB}}, \tag{3.14}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s \cdot y_{JB}}. \tag{3.15}$$

Mit der Jacquet–Blondel–Methode kann die Kinematik des Ereignisses nur hinreichend genau bestimmt werden, wenn der Transversalimpuls der entstandenen Hadronen, die durch das Strahlrohr dem Detektor entkommen, nicht zu groß ist. Diese Methode wird in der vorliegenden Analyse nur für Ereignisse verwendet, bei denen das gestreute Positron gar nicht oder ausschließlich im Elektron–Tagger ET44 nachgewiesen wurde.

Neben den Energien und Winkeln der Teilchen wird die Rapidität oder die Pseudorapidität zur Beschreibung der Kinematik herangezogen. Die Rapidität $\widehat{y}$ eines Teilchens mit der Energie E und dem Longitudinalimpuls p_z ist definiert als:

$$\widehat{y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \tag{3.16}$$

Wenn die Masse des Teilchens klein im Vergleich zu seiner Energie ist ($m \ll E$), kann die Rapidität durch die Pseudorapidität η angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right) = -\frac{1}{2} \ln (\tan(\theta/2)). \tag{3.17}$$

Ihr Vorteil gegenüber der Messung des Polarwinkels θ ist, daß sie sich bei longitudinalen Lorentztransformationen nur um eine additive Konstante ändert und daher Differenzen von Pseudorapiditäten invariant unter Lorentztransformationen sind.

3.3 Separation der kinematischen Bereiche

In dieser Analyse werden Korrelationen zwischen D^*–Mesonen und Myonen in einem Bereich von $0 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ untersucht. Die Ereignisrekonstruktion erfolgt separat für die beiden Bereiche $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$. Im ersten Fall wird ab jetzt von Ereignissen aus Photoproduktion, im zweiten von Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung die Rede sein.

Bei tiefunelastischen Streuprozessen ist der Streuwinkel des Positrons groß, so daß es im SpaCal oder im LAr–Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Die Rekonstruktion eines guten Positron–Kandidaten ist das Hauptkriterium, um Ereignisse mit großen Impulsüberträgen Q^2 von Photoproduktionsereignissen zu unterscheiden.

Die Trennung von Ereignissen dieser beiden Klassen basiert auf der Identifikation des gestreuten Positrons sowie einem Schnitt auf die rekonstruierten Größen y_e und Q_e:

1. **Photoproduktion**: Weder im SpaCal noch im LAr–Kalorimeter wird ein Positronkandidat mit einer Energie $E \geq 4\,\mathrm{GeV}$ registriert.
2. **Tiefunelastische Streuung**: Im SpaCal wird ein guter Positronkandidat registriert, d.h. es gibt einen Energie–Cluster im SpaCal mit:
   - Energie $E > 8\,\mathrm{GeV}$
   - Clusterradius $r_{cluster} <$ 3,4 cm
   - Abstand des Clusters zur nächsten Spur in der Rückwärts–Driftkammer BDC $\Delta_{BDC} <$ 3,4 cm
   - Streuwinkel des gemessenen Teilchens $\theta_e < 177°$.

   Außerdem wird für die rekonstruierten Größen y_e und Q_e gefordert: $0,05 < y_e < 0,7$ und $1\,\mathrm{GeV}^2 < Q_e^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$.

Abbildung 3.2 zeigt die Verteilung der in einer Monte–Carlo–Simulation (s. Kap. 6) generierten Q^2–Werte für die unter 1. und 2. aufgeführten Selektionsbedingungen. Es kann eine gute Separation von Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung und aus Photoproduktion erreicht werden. Die Zahl der Ereignisse, die keiner der beiden Ereignisklassen zugeordnet werden können, ist für diese Analyse vernachlässigbar.

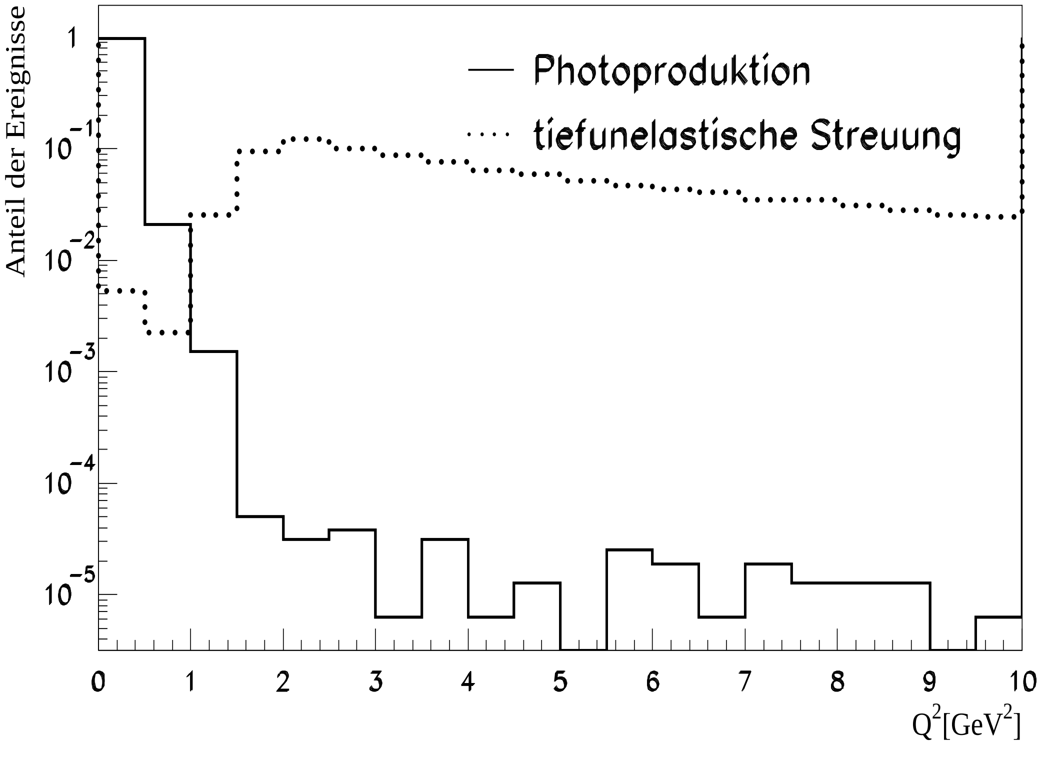


Abbildung 3.2: *Verteilung der in der Monte-Carlo-Simulation generierten Q^2-Werte für Ereignisse, die nach der Rekonstruktion als tiefunelastische Streuung oder als Photoproduktion klassifiziert werden. Aufgetragen ist der Anteil an allen betrachteten Ereignissen pro* 500 *MeV^2.*

Kapitel 4

Die Ereignisselektion

Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus der Datennahmeperiode 1997. Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen alle erforderlichen Detektorkomponenten mit Hochspannung versorgt waren. Dazu gehören das LAr–Kalorimeter, das SpaCal, die zentralen Spurkammern und das instrumentierte Eisen. Die integrierte Luminosität dieser Daten entspricht etwa 19 pb^{-1} . Für die vorliegende Analyse stand ein auf D^*–Kandidaten vorselektierter Datensatz mit rund 738 000 Ereignissen zur Verfügung.

In diesem Kapitel wird die Selektion von Ereignissen mit einem D^*– und einem Myonkandidaten beschrieben. Es beinhaltet die Spurrekonstruktion und -selektion sowie die Rekonstruktion von D^*–Mesonen und die Identifikation von Myonen.

4.1 Die Selektion und Rekonstruktion von D^*–Ereignissen

4.1.1 Die Spurrekonstruktion und Spurselektion

Die in den zentralen Spurkammern gemessenen Signale werden in einer iterativen Prozedur Spuren zugeordnet, die an eine Helix angepaßt werden [Hengst96]. Jede Spur eines Ereignisses wird parametrisiert und an einen Vertex angepaßt. So können der Ereignisvertex und etwaige sekundäre Zerfallsvertices bestimmt werden. Aus der Spurkrümmung kann der Teilchenimpuls rekonstruiert werden. In Tabelle 4.1 sind die Spurparameter aufgeführt.

Eine gute Spurrekonstruktion ist die Voraussetzung für eine genaue Impulsmessung der Teilchen im Detektor. Sie bietet die Möglichkeit, kurzlebige Teilchen durch die Methode der invarianten Masse, wie in Kapitel 4.1.2 für das D^*–Meson beschrieben, zu rekonstruieren.

Parameter	Bezeichnung
Kleinster Abstand zum Primärvertex in der $r\phi$-Ebene	d_{ca}
Krümmung	κ
Polarwinkel	θ
Azimutalwinkel	ϕ
z–Koordinate am Punkt des d_{ca}	z_0

Tabelle 4.1: *Spurparameter.*

Zur Selektion von guten Spuren wird ein für den H1–Detektor entwickeltes Programmpaket verwendet [West97], das Spurmehrdeutigkeiten auflöst und schlecht gemessene sowie unphysikalische Spuren verwirft. Eine Liste von Schnitten auf die Spurparameter, die dieses Programm anwendet, ist im Anhang A.1 zu finden.

4.1.2 Die Rekonstruktion der invarianten Masse von D^*–Mesonen

Die Rekonstruktion eines Ereignisses, in dem ein D^*–Meson erzeugt wurde, geschieht über die folgende Zerfallskette:

$$D^{*\pm} \to D^0 \pi_s^\pm \to (K^\mp \pi^\pm)\pi_s^\pm . \tag{4.1}$$

Das Pion, das beim Zerfall des D^*–Mesons entsteht, hat wegen der geringen Massendifferenz des D^*– und des D^0–Mesons nur einen sehr kleinen Impuls und wird daher als langsames Pion π_s bezeichnet[1]. Sowohl das D^*– als auch das D^0–Meson zerfallen so schnell, daß alle Zerfallsteilchen innerhalb der Detektorauflösung vom primären Vertex auszugehen scheinen[2]. Deshalb wurden nur Spuren mit einer Anpassung an den primären Vertex verwendet.

Die Rekonstruktion des D^0–Mesons erfolgt anhand seines Zerfalls in ein Kaon und ein Pion mit entgegengesetzter Ladung. Aus den Impulsen der im Detektor gemessenen Spuren und den Massenhypothesen für ein Kaon und ein Pion wird die invariante Masse von allen Kombinationen aus zwei Spuren mit entgegengesetzter Krümmung bestimmt. Liegt die so rekonstruierte invariante Masse in einem Bereich von $\pm 100\,\mathrm{MeV}/c^2$ um die nominelle D^0–Masse von $1,865\,\mathrm{GeV}/c^2$ [PDG98], wird die Kombination als D^0–Kandidat akzeptiert.

Die D^*–Massenrekonstruktion erfolgt auf gleiche Weise, indem alle Spuren, die nicht aus dem Zerfall des D^0–Kandidaten stammen und die entgegengesetzte Ladung des Kaon–Kandidaten tragen, berücksichtigt werden.

Die Massenauflösungen für sowohl das D^0–Meson als auch das D^*–Meson sind

---

[1] Das tiefgestellte „s“ steht für „slow“, englisch für „langsam“.

[2] Dies gilt nur, sofern die Datenanalyse ohne Berücksichtigung der Informationen des Silizium–Vertexdetektors erfolgt.

Schnitte auf K, π und π_s	
Polarwinkel θ	$20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$
Transversalimpuls p_t(K,π)	$p_t \geq 250\,\mathrm{MeV}/c$
Transversalimpuls $p_t(\pi_s)$	$p_t \geq 120\,\mathrm{MeV}/c$
Schnitte auf D^*	
Transversalimpuls $p_t(D^*)$	$p_t \geq 1,5\,\mathrm{GeV}/c$
Pseudorapidität $\eta(D^*)$	$\mid \eta \mid \leq 1{,}5$
rekonstruierte D^0–Masse	
$\mid M(\mathrm{K}\pi)$-$M(D^0) \mid \leq 400\,\mathrm{MeV}/c^2$ für $0 < \Delta M < 155\,\mathrm{MeV}/c^2$	
$\mid M(\mathrm{K}\pi)$-$M(D^0) \mid \leq 100\,\mathrm{MeV}/c^2$ für $155\,\mathrm{MeV}/c^2 < \Delta M < 170\,\mathrm{MeV}/c^2$	

Tabelle 4.2: *Schnitte zur D^*–Ereignisselektion.*

wegen der endlichen Detektorauflösung begrenzt. Ein besseres Ergebnis liefert die Verteilung der Massendifferenz $\Delta M \equiv M(D^*) - M(D^0)$, deren nomineller Wert bei $\Delta M = (145,42 \pm 0,05)\,\mathrm{MeV}$ liegt [PDG98].

Um sowohl den kombinatorischen Untergrund aus Fehlidentifikationen von Kaonen und Pionen als auch den aus der begrenzten Detektorauflösung resultierenden Untergrund zu verringern, werden für die Zerfallsteilchen und den D^*–Kandidaten Mindesttransversalimpulse verlangt. Für Ereignisse mit der richtigen Ladungskombination der Zerfallsteilchen und $\Delta M < 155\,\mathrm{MeV}/c^2$ ist der Schnitt auf die D^0–Masse auf $\pm 400\,\mathrm{MeV}/c^2$ erweitert worden, um später die D^0–Massenauflösung betrachten zu können (s. Abbildung 4.1). Sämtliche Schnitte zur Selektion von Ereignissen mit mindestens einem D^*–Kandidaten sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Alle Ereignisse, die diese Selektionskriterien erfüllen, gehen in die folgende Analyse ein. Es handelt sich dabei um einen Datensatz mit 424 885 Ereignissen.

4.1.3 Die Anpassungsfunktion

Der letzte Schritt zur Rekonstruktion des Zerfallskanals $D^{*\pm} \to D^0\pi_s^\pm \to (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm$ ist die Anpassung der Verteilung der Massendifferenz $\Delta M \equiv M(D^*) - M(D^0)$ durch eine geeignete Anpassungsfunktion. Um zu demonstrieren, daß die Ereignisse aus dem richtigen Zerfallskanal kommen, sind in Abbildung 4.1 rechts die Verteilungen der rekonstruierten D^0–Masse für einen Bereich von $\pm 2,5\,\mathrm{MeV}/c^2$ um die nominelle Massendifferenz ΔM gezeigt. Es ist ein klares Signal bei der D^0–Masse zu sehen. Bei $M(\mathrm{K}\pi)$=1,65 GeV der Verteilung ist ein weiteres Signal zu erkennen. Diese als S^0 bezeichnete Reflektion im $M(\mathrm{K}\pi)$–Massenspektrum wird verursacht durch D^0–Zerfälle mit dem Zerfallskanal $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$, bei denen das π^0 nicht im Detektor rekonstruiert wird. Nur die Ereignisse, bei denen die D^0–Masse in einem Bereich von $\pm 80\,\mathrm{MeV}/c^2$ um den nominellen Wert liegt, werden jetzt noch für die ΔM–Rekonstruktion akzeptiert.

Die Anzahl der rekonstruierten D^*–Ereignisse im Signal ergibt sich durch eine Anpassung an die ΔM–Verteilung, die in Abbildung 4.1 a) für tiefunelastische Streuung und in 4.1 b) für Photoproduktion zu sehen ist.

Die Anpassungsfunktion setzt sich aus einer Gaußverteilung zur Beschreibung des Signalanteils und einer Funktion zur Beschreibung des Untergrundes zusammen (für eine genauere Erklärung siehe [Kat97]):

$$f(\Delta M) = \frac{N_{sig}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot exp\left(-\frac{(\Delta M - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + a \cdot (\Delta M - M(\pi))^b. \qquad (4.2)$$

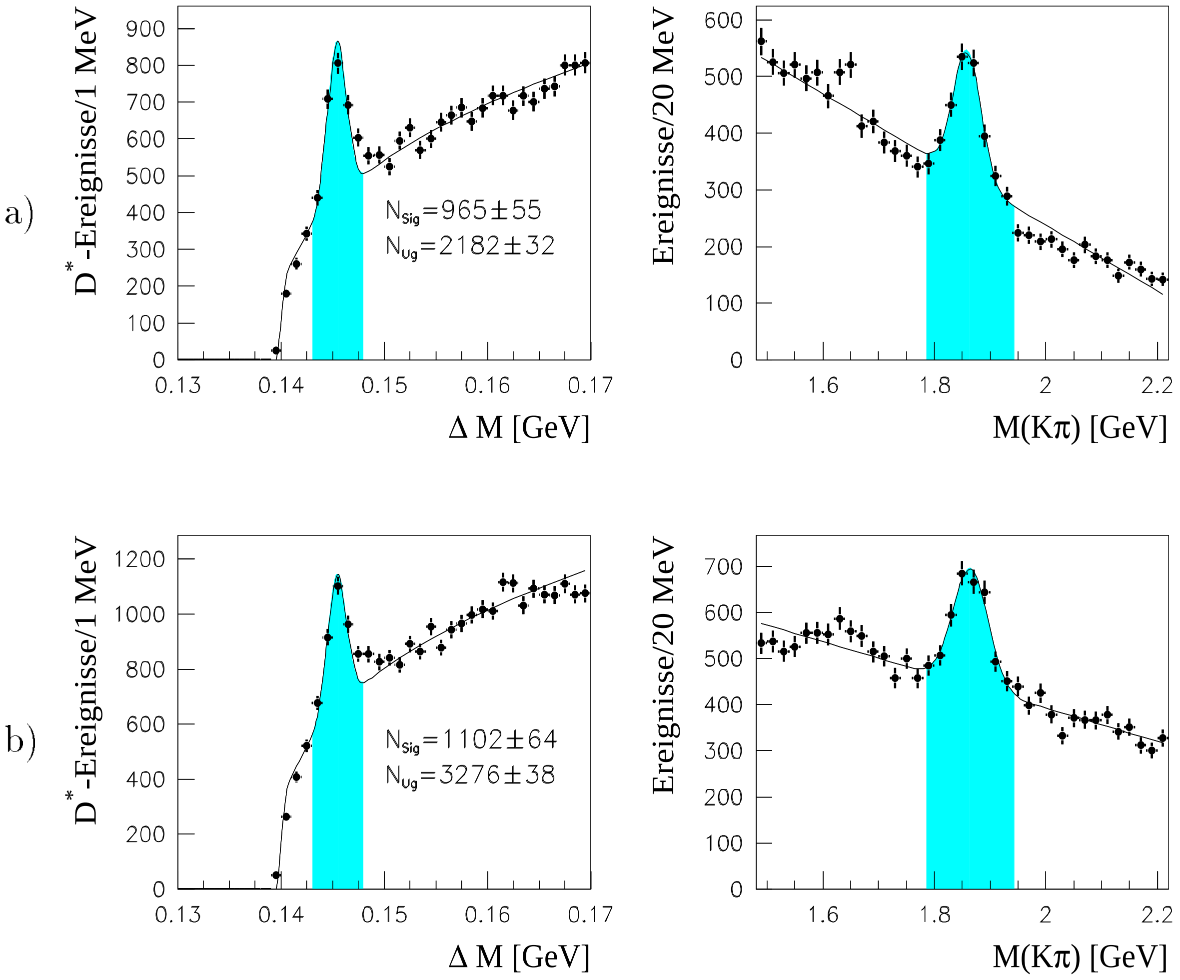


Abbildung 4.1: *D^*-Ereignisse aus a)* **tiefunelastischer Streuung** *und b)* **Photoproduktion***: In den ΔM–Verteilungen links ist die D^*–Signalregion jeweils grau markiert. Rechts sind die M($K\pi$)–Verteilungen für alle Ereignisse gezeigt, die nach der Selektion in dieser Signalregion liegen. Grau markiert ist der Bereich, auf den zur ΔM–Rekonstruktion geschnitten wurde. Die Anzahlen der Ereignisse im Signal und im Untergrund, die aus der Anpassung bestimmt wurden, sind angegeben. Vor der Anpassung des ΔM–Signals wurden die Breite σ und die Position μ des Signals fixiert.*

Der Ausschnitt von ±2,5 MeV um den Wert von ΔM=145,42 MeV wird im folgenden als *Signalregion* bezeichnet.

4.2 Identifikation und Selektion von Myonen

Ein bei der Boson–Gluon–Fusion erzeugtes c– oder b–Quark kann semileptonisch in ein Myon und ein Myonneutrino zerfallen. Um Myonen aus diesen Prozessen selektieren zu können, ist es notwendig, zunächst die Myonerkennung im H1–Detektor zu untersuchen.

Beim Durchgang durch Materie verlieren Myonen einen Teil ihrer Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung. Ihr Energieverlust durch Bremsstrahlung ist bei Impulsen unterhalb von einigen 100 GeV vernachlässigbar. Die Identifikation von Myonen im H1–Detektor erfolgt mit Hilfe des LAr–Kalorimeters und des instrumentierten Eisens. Eine aus dem Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapolierte Spur, deren Energiedeposition vergleichbar mit der eines minimalionisierenden Teilchens ist, liefert einen Myonkandidaten. Die Myonerkennung im instrumentierten Eisen erfolgt über die Rekonstruktion von Spuren in den zentralen Spurkammern und deren Extrapolation auf rekonstruierte Spuren in den Eisenlagen unter Beachtung von Energieverlust und Vielfachstreuung [Schm97].

In der vorliegenden Analyse wird dasselbe Programmpaket wie zur Spurselektion auch zur Myonselektion verwendet [West97]. Die hierin angewendeten Schnitte sind im Anhang A.2 zu finden.

Es werden drei Myonqualitäten Q_μ^{Kalo} für die Erkennung im Kalorimeter unterschieden: schwache Qualität (Q_μ^{Kalo}=1), gute Qualität (Q_μ^{Kalo}=2) und sehr gute Qualität (Q_μ^{Kalo}=3). Myonkandidaten, deren Spur im instrumentierten Eisen nachgewiesen wird, haben die Myonqualität Q_μ=Q_μ^{Kalo}+10. Abbildung 4.2 zeigt die Anzahl der Myonkandidaten mit entsprechender Qualität in dem analysierten Datensatz nach der D^*–Selektion, wobei schon bei der Vorselektion $Q_\mu \geq 2$ verlangt wurde. Es ist zu erkennen, daß bei größeren Myonimpulsen $p_{t,\mu}$ der Anteil der ausschließlich im Kalorimeter nachgewiesenen Myonkandidaten abnimmt.

Die Eigenschaften der Myonkandidaten werden ausführlich anhand von Monte–Carlo–Ereignissen untersucht (s. Abschnitt 6.2.1). Myonen mit einem Impuls von mehr als $0,8\,\mathrm{GeV}/c$ können als minimalionisierende Teilchen im LAr–Kalorimeter nachgewiesen werden, Myonen mit einem Impuls von mehr als $1,5\,\mathrm{GeV}/c$ auch im zentralen Myonsystem. Einen Großteil der nachgewiesenen Myonkandidaten bilden fehlidentifizierte Hadronen oder Myonen aus Teilchenzerfällen im Detektor, die im folgenden auch als *vorgetäuschte* Myonen bezeichnet werden. Die meisten Myonkandidaten aus dem semimyonischen Zerfall von c–Quarks geben ihre gesamte Energie im Kalorimeter ab und erreichen das Myonsystem nicht. Myonen aus dem Zerfall von b–Quarks haben wegen der größeren Masse der b–Quarks einen höheren Impuls, so daß sie häufiger das Myonsystem erreichen als Myonen aus c–Zerfällen.

Aufgrund der nur sehr geringen Statistik für D^*–Myon–Ereignisse, bei denen das Myon einen Impuls von mehr als $1,5\,\mathrm{GeV}/c$ trägt, ist es notwendig, auch Myonkandidaten

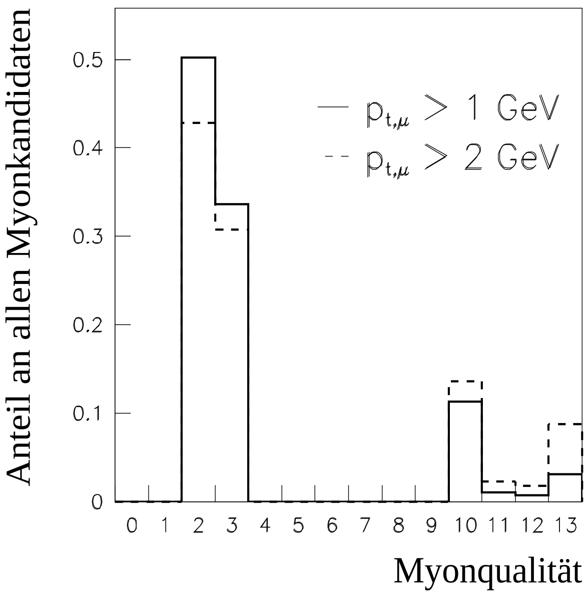


Abbildung 4.2: *Myonqualität Q_μ der als Myonen identifizierten Teilchen. Aufgetragen ist der Anteil an allen identifizierten Myonkandidaten für die verschiedenen Myonqualitäten (s. Text) mit einem Myonimpuls $p_{t,\mu} > 1$ GeV und $p_{t,\mu} > 2$ GeV. Der Anteil der ausschließlich im Kalorimeter erkannten Myonen ($Q_\mu < 10$) ist für $p_{t,\mu} > 2$ GeV wesentlich kleiner als für $p_{t,\mu} > 1$ GeV, während der Anteil an im instrumentierten Eisen ($Q_\mu \geq 10$) erkannten Myonen mit dem Myonimpuls zunimmt.*

zu akzeptieren, die nur im Kalorimeter gemessen wurden. Dies vergrößert den Untergrund fehlidentifizierter minimalionisierender Teilchen, der mit Hilfe der Monte–Carlo–Simulation abgeschätzt wird. Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Myonen ist daher eine Gratwanderung zwischen einer großen Erkennungseffizienz und damit einhergehend einer hohen Fehlidentifikation. Andersherum kann die Fehlidentifikation durch Schnitte bei großen Impulsen zwar stark eingeschränkt werden, aber damit werden auch die meisten Myonen aus c–Zerfällen verworfen.

Einen großen Teil des Myonuntergrundes verursachen Kaonen und Pionen, also auch die Zerfallsteilchen des D^0–Mesons. Sie sind hochenergetisch genug, um einen Myonkandidaten vortäuschen zu können. Um dies auszuschließen wird gefordert, daß die Spur der Myonkandidaten mit keiner der Spuren dieser Zerfallsteilchen identisch ist.

In Abbildung 4.3 ist zu erkennen, daß durch diese Forderung die Korrelationen zwischen dem Azimutalwinkel ϕ_μ der Myonspur und den Winkeln $\phi(\mathrm{K})$, $\phi(\pi)$ und $\phi(\pi_s)$ abnehmen. Der relative Anteil der Histogrammeinträge an allen Einträgen ist durch verschiedene Graustufen gekennzeichnet. Dunkelgrau bedeutet, daß ein großer Anteil in dem Bereich liegt, während helle Stellen für einen kleinen Anteil an allen Einträgen steht. Offenbar ist ein großer Teil der als Myonen identifizierten Teilchen in der Verteilung des Azimutalwinkels ϕ stark mit den Zerfallsteilchen des D^*–Mesons korreliert. Diese Korrelationen nehmen durch die Forderung nach nicht identischen Teilchenspuren stark ab, wie in den unteren Abbildungen zu sehen ist. Diese zeigen stattdessen weitere Häufungen von Ein-

Schnitte zur Myonselektion	
Myonqualität im Kalorimeter	$Q_\mu \geq 2$
Transversalimpuls	$p_{t,\mu} \geq 1,2\,\mathrm{GeV}/c$
Polarwinkel	$20° \leq \theta_\mu \leq 160°$
rekonstruierte Spur	$\mathrm{Spur}(K,\pi,\pi_s) \neq \mathrm{Spur}(\mu)$

Tabelle 4.3: *Schnitte zur Myonselektion.*

trägen für zwischen den Spuren eingeschlossene Azimutalwinkel ϕ von etwa 180°. Dies ist ein erster Hinweis darauf, daß bei einem Großteil der Ereignisse das D^*–Meson und das Myon in entgegengesetzte Detektorhemisphären fliegen.

Es wird gefordert, daß die Myonspur im Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammern rekonstruiert wird und der rekonstruierte Impuls $p_{t,\mu} \geq 1.2\,\mathrm{GeV}$ ist. Abbildung 4.4 zeigt die für die Selektion wichtigen Parameter der Myonen vor und nach den in Tabelle 4.3 aufgeführten Schnitten. Es ist zu erkennen, daß der Anteil von Myonen mit kleinen Impulsen und damit auch der Anteil von Myonen, die ausschließlich im Kalorimeter erkannt

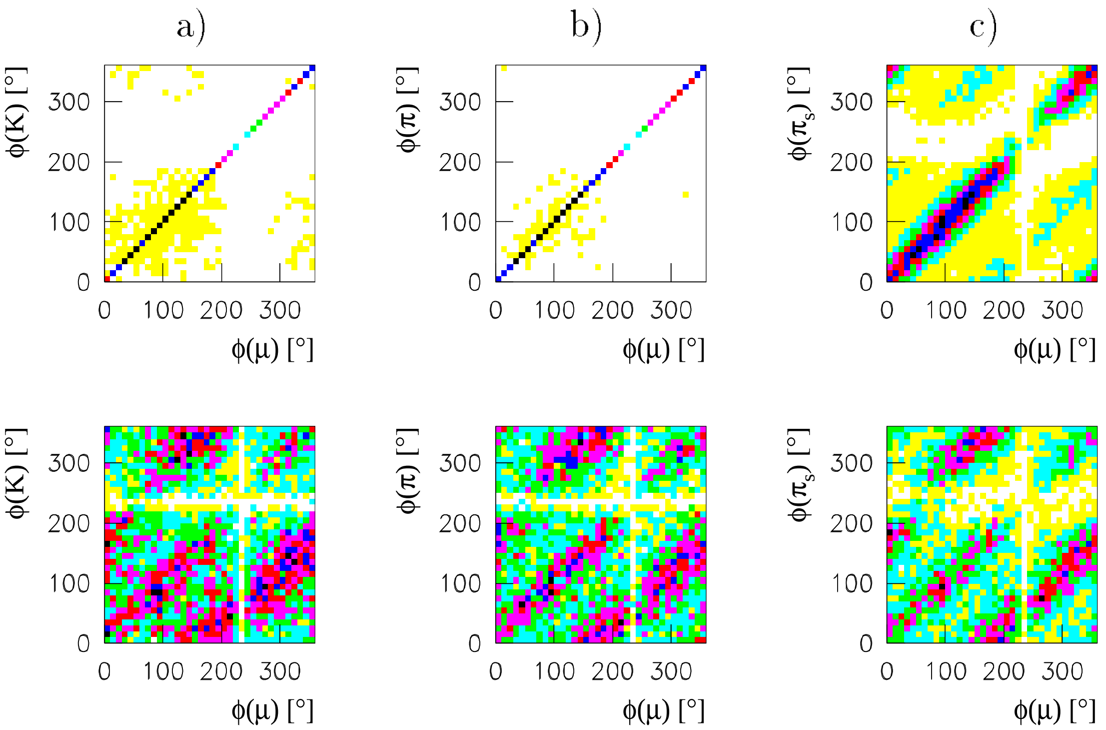


Abbildung 4.3: *Azimutalwinkel ϕ_μ des Myonkandidaten in Abhängigkeit von a) $\phi(K)$, b) $\phi(\pi)$, und c) $\phi(\pi_s)$ vor (oben) und nach (unten) den Schnitten aus Tab. 4.3. Die verschiedenen Graustufen symbolisieren den relativen Anteil der Einträge an allen Einträgen im Histogramm. Die Ineffizienz bei etwa 225° hat ihre Ursache darin, daß 1997 an dieser Stelle einige Signaldrähte der zentralen Spurkammern ausgefallen sind.*

wurden, abnimmt. Die Schnitte verringern also den Beitrag von minimalionisierenden Teilchen, die Myonen vortäuschen.

Die Zahl der insgesamt registrierten Myonkandidaten reduziert sich durch die Schnitte von 136 666 nach der Vorselektion auf 25 074 nach Anwendung der endgültigen Selektionsschnitte aus Tabelle 4.3.

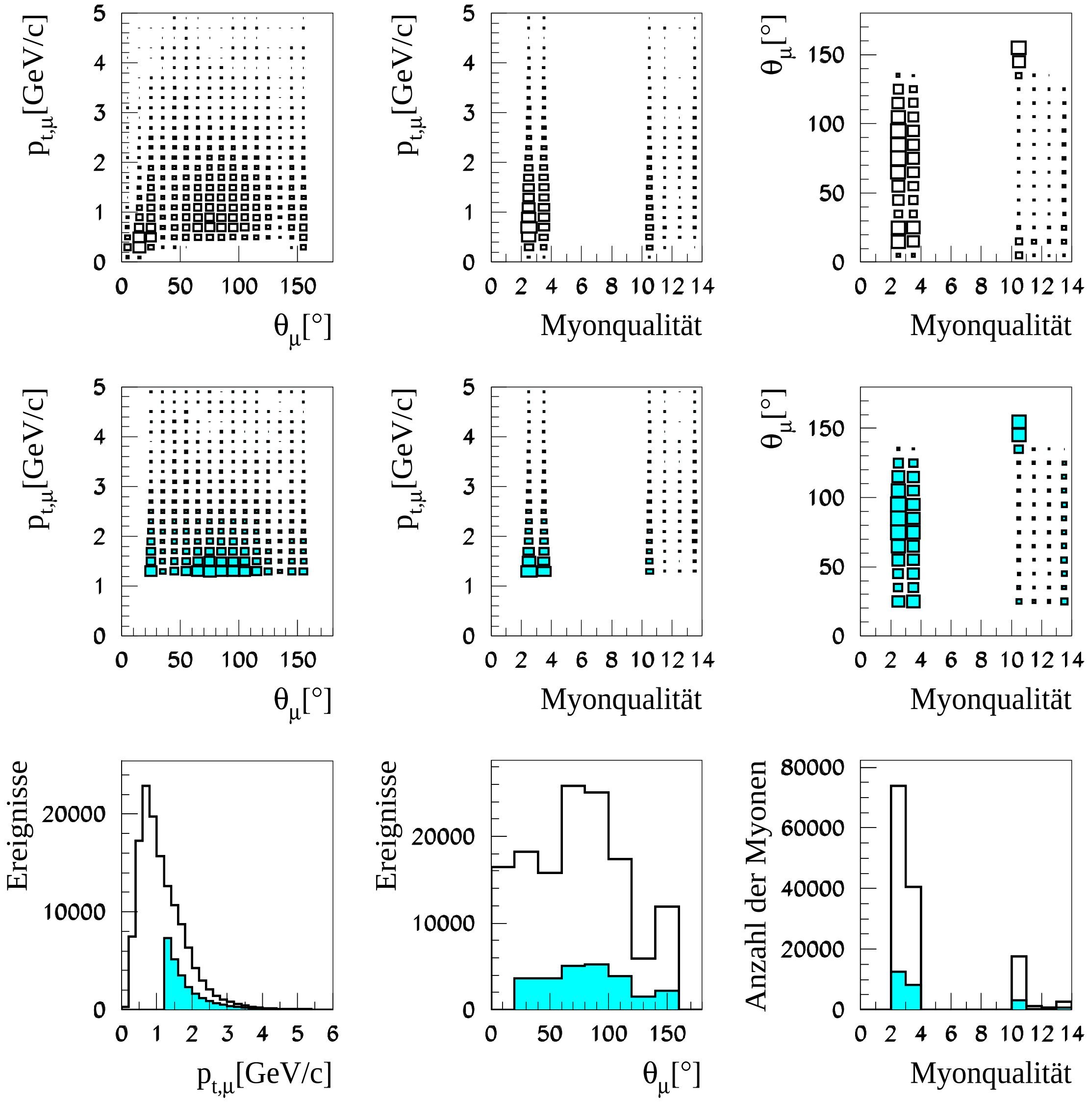


Abbildung 4.4: *$p_{t,\mu}$– und θ_μ–Verteilung sowie Anzahl der Myonen für die verschiedenen Myonqualitäten vor (weiß) und nach (grau) den in Tabelle 4.3 aufgeführten Selektionsschnitten.*

Kapitel 5

D^*–Myon–Ereignisse

Die Größe des Untergrundes unter dem D^*–Signal unterscheidet sich für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung und aus Photoproduktion. Da der Anteil von aufgelösten Prozessen mit wachsendem Q^2 abnimmt, ist dieser in tiefunelastischer $q\bar{q}$–Produktion wesentlich kleiner als in Photoproduktion.

Deshalb erfolgt die Untersuchung von D^*–Myon–Korrelationen getrennt für die beiden Prozesse in den Abschnitten 5.1 und 5.2. Die Unterscheidung zwischen Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung und denen aus Photoproduktion beruht auf der Selektion des gestreuten Positrons wie in Abschnitt 3.3 beschrieben.

5.1 D^*–Myon–Korrelationen in tiefunelastischer Streuung

5.1.1 Das D^*–Signal

Für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung wurden alle Ereignisse akzeptiert, die die Schnitte für ein gestreutes Positron im SpaCal aus Kapitel 3.3 erfüllen und bei denen der Transversalimpuls des D^*–Kandidaten der Forderung

$$p_t(D^*) \geq 1,5\,\mathrm{GeV}/c$$

genügt. Des weiteren wurde verlangt, daß einer der Subtrigger S2 oder S61 (s. Tabelle 1.1) angesprochen hat. Die ΔM–Verteilung mit der in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Methode der Anpassung und die D^0–Massenverteilung in der D^*–Signalregion für diese Ereignisse ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Das Verhältnis der Anzahl von Signal– zu Untergrundereignissen in der ΔM–Verteilung ist $N_{Sig}/N_{Ug} = 0,42$.

Die Verteilung der Massendifferenz ΔM in Abbildung 5.1 schließt alle Ereignisse ein, in denen ein D^*–Kandidat vorhanden ist. Um D^*–Myon–Korrelationen zu untersuchen,

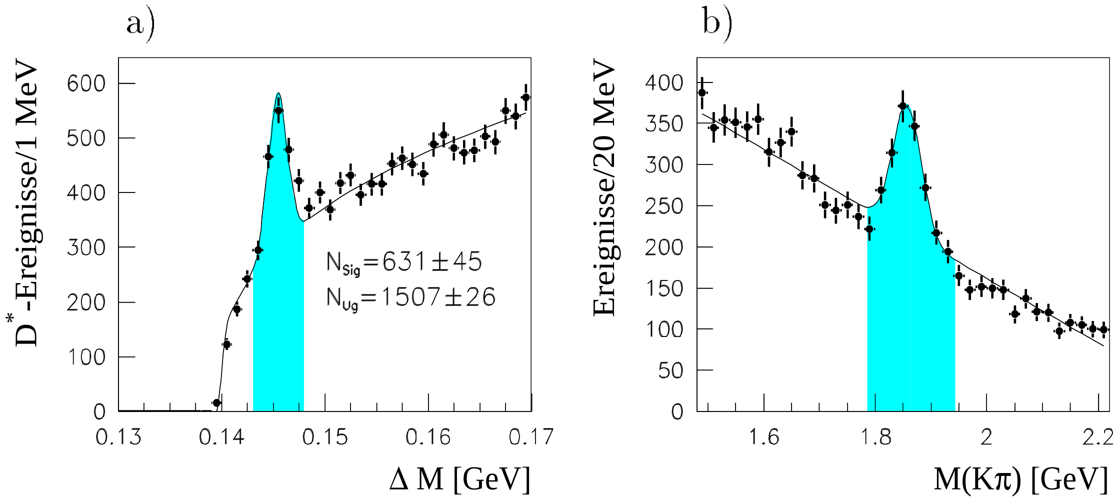


Abbildung 5.1: *D^*–Ereignisse aus* **tiefunelastischer Streuung** *nach Auswahl der Subtrigger S2 oder S61: a) ΔM–Verteilung: Grau markiert ist die D^*–Signalregion. Die Anzahlen der Ereignisse im Signal und im Untergrund sind angegeben. b) $M(K\pi)$–Verteilung für alle Ereignisse in der D^*–Signalregion. Grau markiert ist der Bereich, auf den zur ΔM–Rekonstruktion geschnitten wurde.*

werden nun nur noch Ereignisse akzeptiert, in denen mindestens ein D^*– und mindestens ein Myonkandidat mit allen in Kapitel 4.2 aufgeführten Schnitten rekonstruiert werden. Die ΔM– und $M(\mathrm{K}\pi)$–Verteilung für diese Ereignisse sind in Abbildung 5.2 zu sehen. Die Anzahl der D^*–Myon–Ereignisse im Signal ist im Vergleich zu allen D^*–Ereignissen im Signal von 631 auf 38 gesunken; nur in etwa 6% der Fälle, in denen ein D^*–Kandidat rekonstruiert werden kann, wird auch ein Myon selektiert. Das Signal– zu Untergrundverhältnis ist im Vergleich zu allen D^*–Ereignissen etwa gleich geblieben.

Abbildung 5.3 a) zeigt die Multiplizitäten der D^*–Kandidaten für alle rekonstruierten D^*–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung und für den Teil der Ereignisse, die in der D^*–Signalregion liegen. Sind mehr als ein D^*–Kandidat in einem Ereignis rekonstruiert worden, so wird jede erkannte Myonspur für jeden dieser Kandidaten mit den Spuren der Zerfallsteilchen des zugehörigen D^0–Kandidaten verglichen. So kann es vorkommen, daß derselbe Myonkandidat mehrfach gezählt wird. In Abbildung 5.3 b) ist die Multiplizität der Myonen für alle rekonstruierten D^*–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung und innerhalb der D^*–Signalregion gezeigt.

Es wird deutlich, daß mehrere D^*–Myon–Koinzidenzen pro Ereignis vorkommen können. Dennoch wurde darauf verzichtet, nur jeweils einen D^*–Kandidaten mit allen Myonkandidaten, oder umgekehrt, zu vergleichen, da es kein Auswahlkriterium gibt, das mit großer Wahrscheinlichkeit nur den richtigen Kandidaten selektiert.

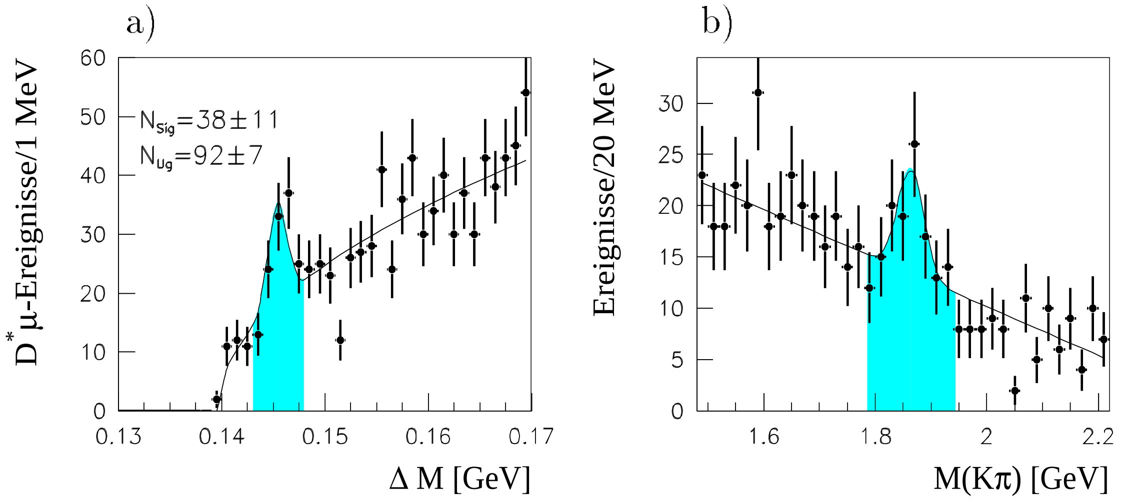


Abbildung 5.2: *D^*–Myon–Ereignisse aus* **tiefunelastischer Streuung***: a) ΔM–Verteilung: Grau markiert ist die D^*–Signalregion. Die Anzahlen der Ereignisse im Signal und im Untergrund stehen neben dem Signal. b) $M(K\pi)$–Verteilung für alle Ereignisse in der D^*–Signalregion. Grau markiert ist der Bereich, auf den zur ΔM–Rekonstruktion geschnitten wurde.*

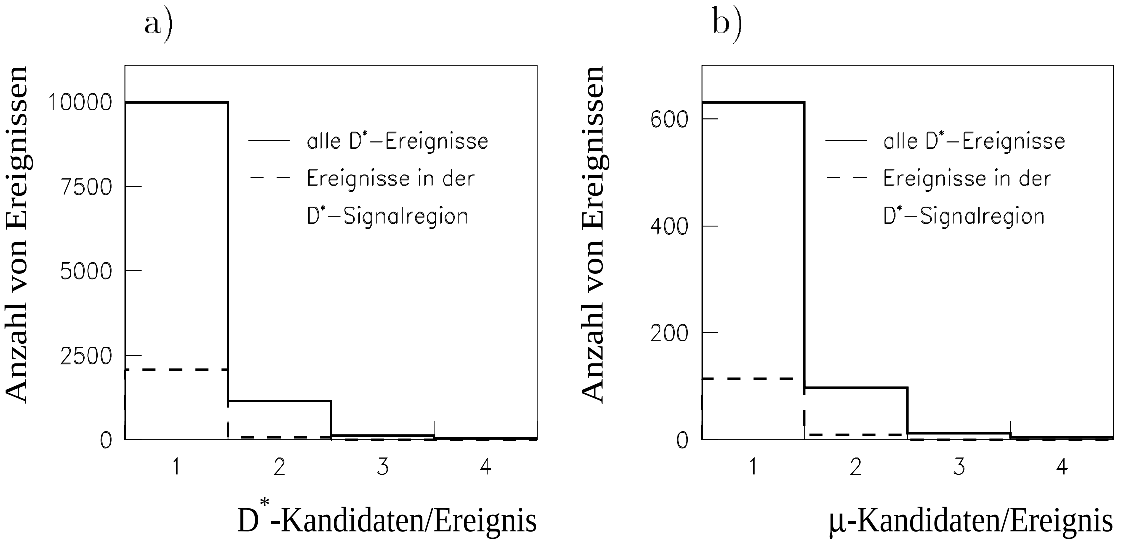


Abbildung 5.3: *a) Multiplizität der D^*-Kandidaten in allen rekonstruierten D^*–Ereignissen und in der D^*–Signalregion. b) Multiplizität der Myonen in allen rekonstruierten D^*–Ereignissen und in der D^*–Signalregion.*

5.1.2 Ladungs– und Winkelkorrelationen von D^*–Mesonen und Myonen

Im folgenden werden die Korrelationen zwischen dem D^*– und dem Myonkandidaten der Ereignisse in der Signalregion untersucht.

In Abbildung 5.4 sind die Eigenschaften aller D^*–Kandidaten und Myonen in der D^*–Signalregion dargestellt. Zu erkennen sind die Schnitte auf die Transversalimpulse sowie auf den Polarwinkelbereich im Akzeptanzbereich des Detektors. Darüber hinaus zeigt die Verteilung der Myonqualität, daß die meisten Myonen ausschließlich im Kalorimeter mit $Q_\mu = 2$ erkannt wurden. Es wurden nur wenige D^*– und Myonenkandidaten in Rückwärtsrichtung nachgewiesen. Die Polarwinkel $\phi(D^*)$ und ϕ_μ zeigen keine auffällige Korrelation.

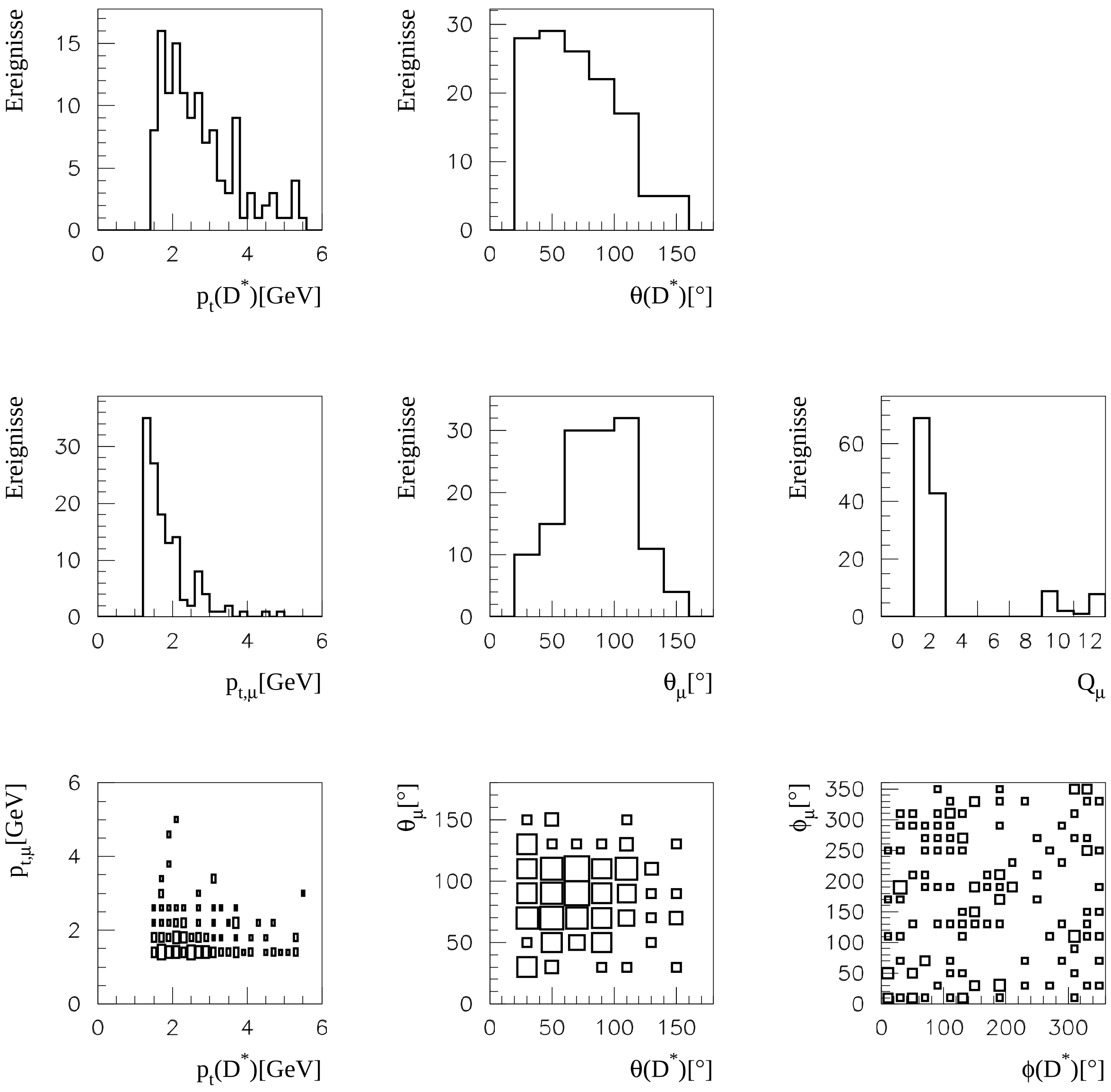


Abbildung 5.4: *$p_t(D^*)$–, $\theta(D^*)$– und $p_{t,\mu}$–, θ_μ–, Q_μ–Verteilungen sowie die p_t–, θ– und ϕ–Korrelationen zwischen dem D^*–Kandidaten und dem Myon für Ereignisse aus* **tiefunelastischer Streuung** *in der D^*–Signalregion.*

Stammen das D^*–Meson und das Myon jeweils aus der Hadronisation und dem Zerfall eines c– und eines $\bar{c}$–Quarks, so ist zu erwarten, daß sie sich in gegenüberliegende Detektorhemisphären bewegen und entgegengesetzte Ladungen tragen, wie in Kapitel 2.3 beschrieben. Der eingeschlossene Azimutalwinkel zwischen dem D^*–Kandidaten und dem Myon wird im folgenden mit $\Delta\phi$ bezeichnet. Es werden Ereignisse mit $\Delta\phi \geq 90°$ und $\Delta\phi < 90°$ entsprechend entgegengesetzter und gleicher Flugrichtung der gesuchten Teilchen unterschieden. Die Ladungskorrelationen $q_{D^*} = q_\mu$ und $q_{D^*} \neq q_\mu$ sind möglich.
Abbildung 5.5 zeigt die $\Delta\phi$–Verteilung der Ereignisse in der D^*–Signalregion für gleiche und entgegengesetzte Ladung der beiden gesuchten Teilchen. Wie zu erwarten ist, finden sich die meisten Einträge bei der Kombination $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$, welche im folgenden als die *richtige $c\bar{c}$–Kombination* bezeichnet wird. Bei der Kombination $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ sind ausschließlich Untergrundereignisse zu erwarten, während zu allen drei anderen Kombinationen Ereignisse aus $b\bar{b}$–Produktion beitragen können.

Das Verhältnis von Signal– zu Untergrundanteil hat sich durch die zusätzliche Forderung nach einem Myon gegenüber dem reinen D^*–Signal nicht verbessert. Gehen wir davon aus, daß der größte Teil der D^*–Myon–Ereignisse aus dem Zerfall von c–Quarks resultiert, sollte das Signal– zu Untergrundverhältnis in einer Anpassung an die ΔM–Verteilung mit der richtigen $c\bar{c}$–Kombination besser sein als bei den übrigen Kombinationen. Bei $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ ist gar kein Signal zu erwarten.
In Abbildung 5.6 sind die ΔM– und $M(\mathrm{K}\pi)$–Verteilungen für die vier möglichen Ladungs– und $\Delta\phi$–Kombinationen getrennt angepaßt worden. Die Qualität der Signal– zu Untergrundverhältnisse stimmt gut mit der Erwartung überein. Es ist zu erkennen, daß das Signal für die richtige $c\bar{c}$–Kombination im Vergleich zu den drei anderen Ladungs– und Winkelkombinationen wesentlich besser ist. Die Signal– zu Untergrundverhältnisse und Anzahlen der Signalereignisse für alle Kombinationen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Das gute Signal– zu Untergrundverhältnis bei der Kombination $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ ist damit zu begründen, daß, wie schon in Kapitel 2.3 angesprochen, bei Ereignissen mit großen Impulsüberträgen Q^2 die beiden c–Quarks im Laborsystem unter kleineren Win-

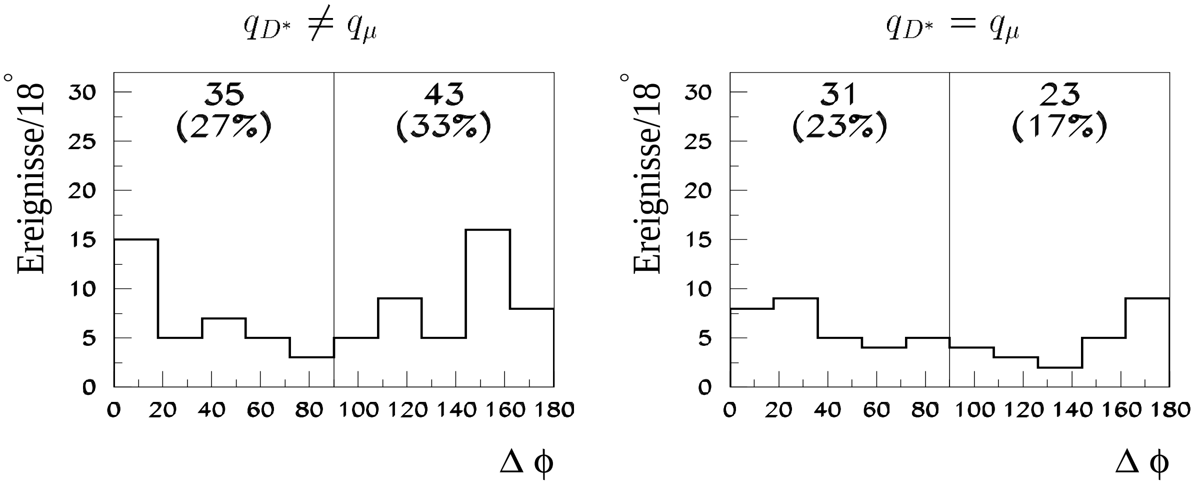


Abbildung 5.5: *$\Delta\phi$–Verteilungen in der Signalregion für alle Ereignisse aus* **tiefunelastischer Streuung** *mit $q_{D^*} \neq q_\mu$ (links) und $q_{D^*} = q_\mu$ (rechts). Die Zahlen sind die Anzahlen der Einträge bei $\Delta\phi < 90°$ und bei $\Delta\phi \geq 90°$.*

keln auseinanderfliegen.

Tabelle 5.1 ist zu entnehmen, daß der Fehler der Anpassung bei $q_{D^*} = q_\mu$ so groß ist, daß die Signale nicht signifikant sind.

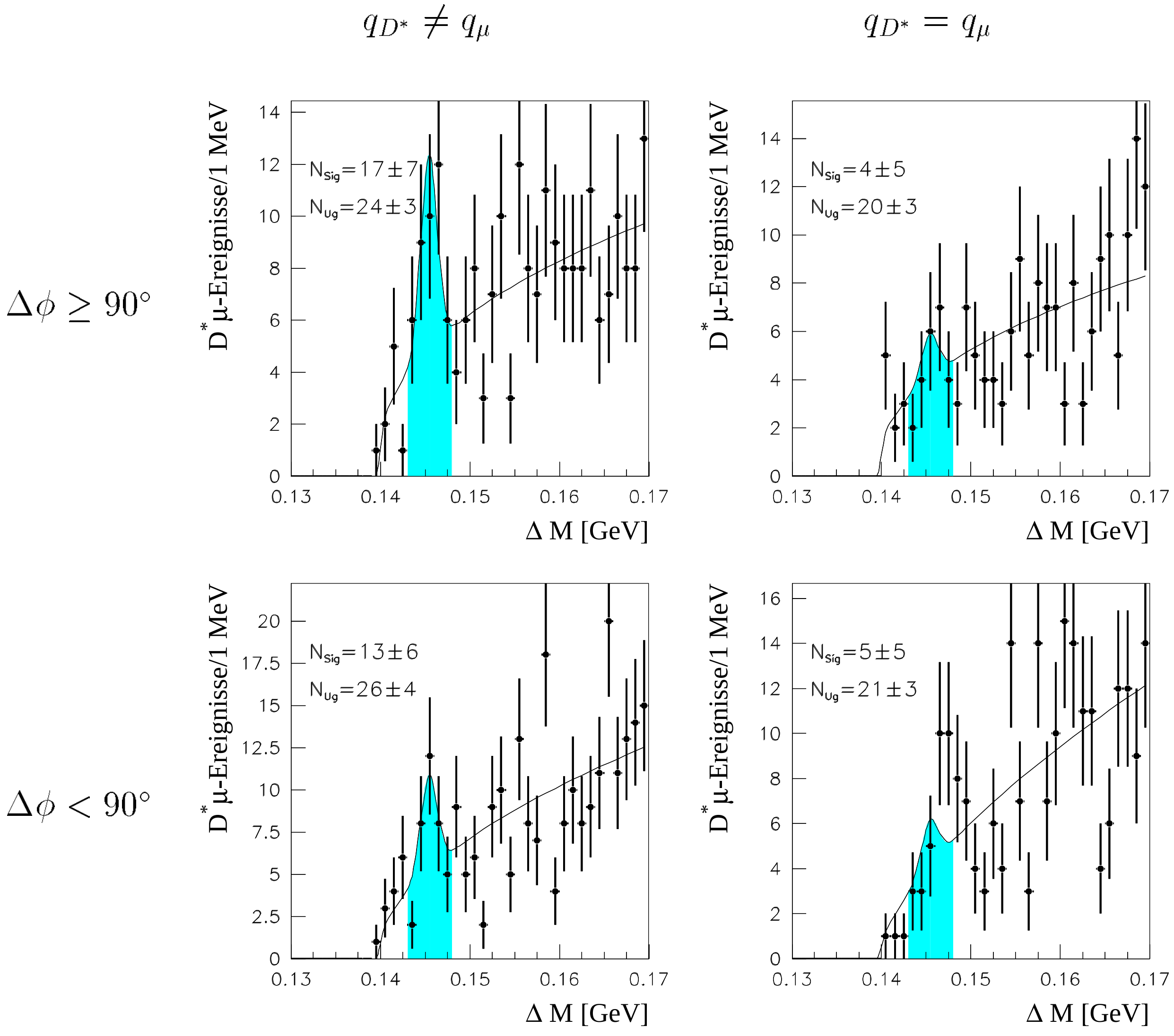


Abbildung 5.6: Tiefunelastische Streuung: *ΔM–Spektren für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ (links oben), $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ (rechts oben), $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ (links unten) sowie $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ (rechts unten). Die Werte N_{Sig} und N_{Ug} in den ΔM–Verteilungen geben die Anzahl aller Ereignisse im Signal und im Untergrund an.*

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	0,71 (17 ± 7)	0,20 (4 ± 5)
$\Delta\phi < 90°$	0,50 (13 ± 6)	0,24 (5 ± 5)

Tabelle 5.1: *Signal– zu Untergrundverhältnisse für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen bei Ereignissen aus* **tiefunelastischer Streuung**. *In Klammern steht jeweils die Anzahl der Ereignisse im Signal.*

5.2 D^*–Myon–Korrelationen in Photoproduktion

Wie im vorigen Abschnitt für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung werden im folgenden das D^*–Signal für die D^*– und die D^*–Myon–Ereignisse aus Photoproduktion vorgestellt sowie die Ladungs– und Winkelkorrelationen zwischen dem D^*–Kandidaten und dem Myon untersucht.

Die Tatsache, daß für Prozesse mit $Q^2 \approx 0$ der Winkel des gestreuten Positrons kaum vom Winkel des einlaufenden Positrons abweicht, wird ausgenutzt, um Photoproduktionsereignisse zu selektieren. Es wird unterschieden zwischen Ereignissen, bei denen das gestreute Positron in einem der Elekron–Tagger ET33 oder ET44 nachgewiesen wird und denen ohne nachgewiesenes gestreutes Positron. In beiden Fällen wird gefordert, daß im SpaCal nur Teilchen mit einer Energie kleiner als 4 GeV gemessen werden.

5.2.1 Auswahl der Subtrigger

Anders als in Ereignissen mit endlichen Q^2, welche eine große Triggereffizienz aufgrund der Energiedeposition im SpaCal besitzen, werden Photoproduktionsereignisse nur dann akzeptiert, wenn ein Myonkandidat im Myonsystem detektiert oder das gestreute Positron in einem der Elektron–Tagger ET33 oder ET44 registriert wurde.

Die folgenden Subtrigger–Kombinationen werden für die Photoproduktionsanalyse ausgewählt: S19, S22, S83, S87(ET44). S19 und S22 sind Trigger, die einen Myonkandidaten im instrumentierten Eisen fordern. S83 spricht an, wenn im ET33 das gestreute Positron gemessen wird und S87(ET44), wenn sowohl ein Myonkandidat im instrumentierten Eisen als auch das gestreute Positron im ET44 detektiert wird. Abbildung 5.7 zeigt die ΔM–Spektren von D^*– und D^*–Myon–Ereignissen für alle in dieser Analyse relevanten Subtrigger.

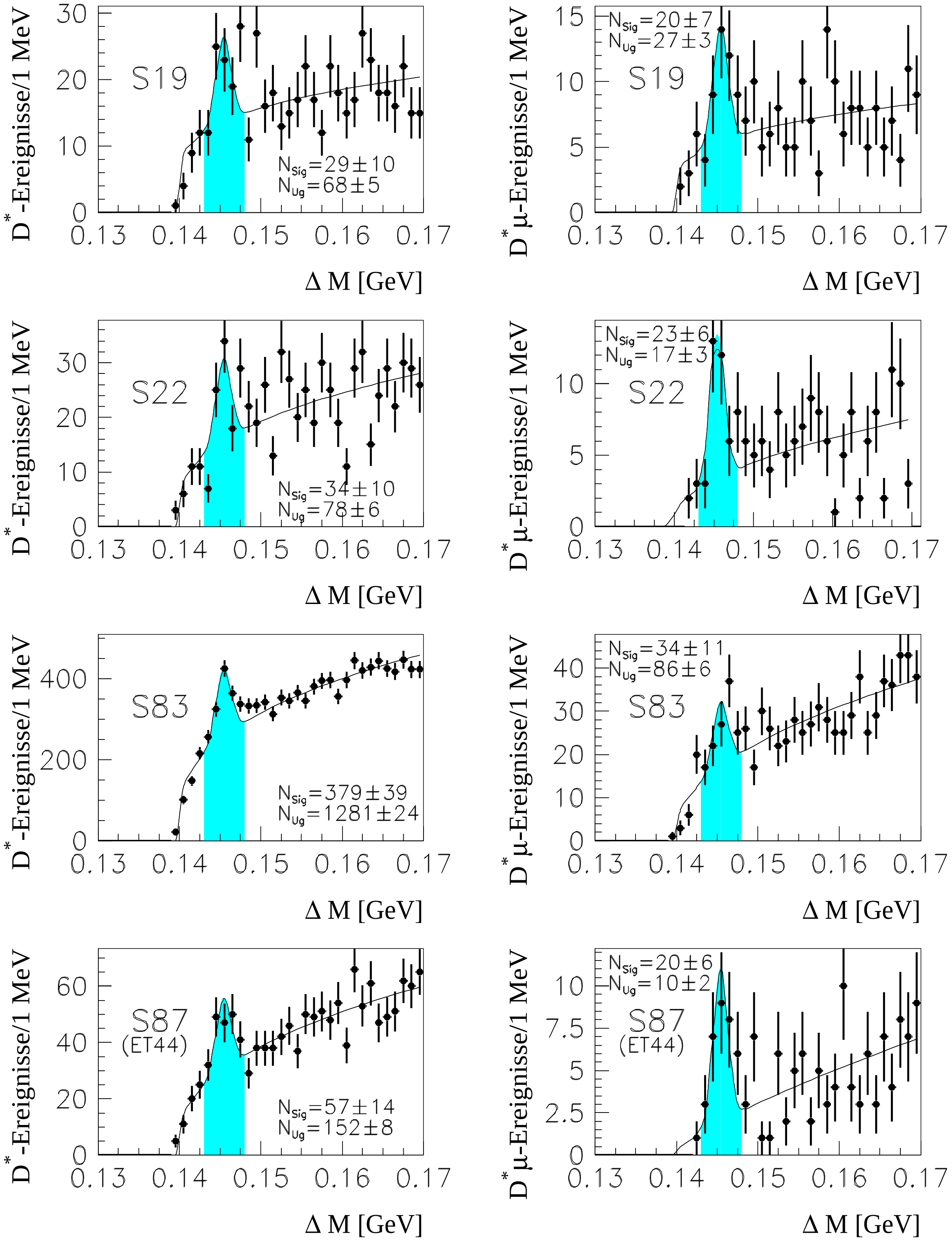


Abbildung 5.7: *ΔM–Spektrum für die relevanten Subtrigger: S19, S22, S83 und S87. Die Werte N_{Sig} und N_{Ug} geben die Anzahl der Ereignisse im D^*–Signal und im Untergrund an.*

Die Rekonstruktion der Massendifferenz erfolgt wie bei den Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung jedoch mit der Einschränkung, daß für die von S19, S22 und S83 akzeptierten Ereignisse der Schnitt auf den Transversalimpuls des D^*–Kandidaten auf $p_t(D^*) > 2,5\,\mathrm{GeV}$ erhöht wird, um den Untergrund zu verringern.

Die Elektron–Tagger sind nur für Ereignisse mit $Q^2 <$ 0,01 GeV^2 effizient. Abbildung 5.8 zeigt die Akzeptanzbereiche für ET33 und ET44. Bei der Analyse der Daten wurde für den ET33 auf den Bereich $0,29 < y_e < 0,62$ und für den ET44 auf $0,054 < y_{JB} < 0,188$ geschnitten.

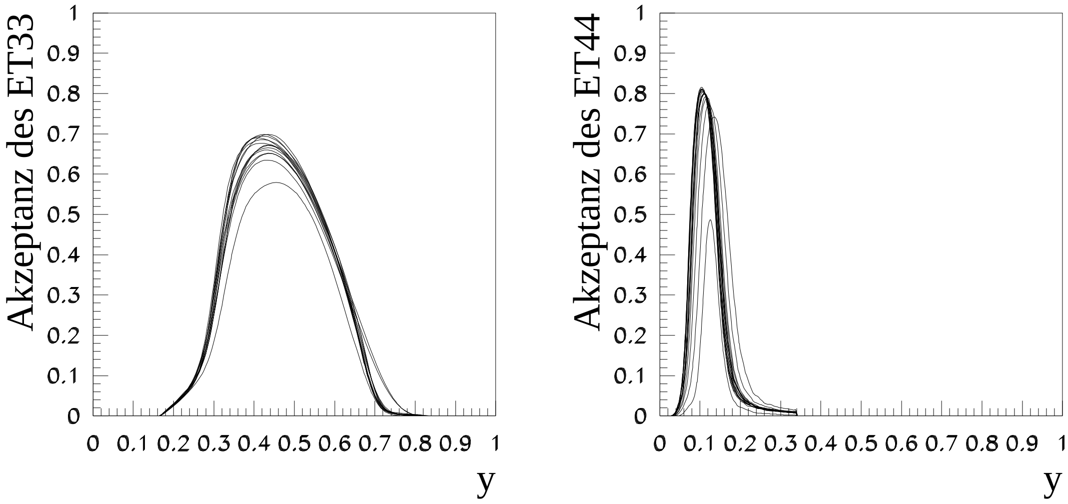


Abbildung 5.8: *Akzeptanz der Elektron–Tagger ET33 und ET44 als Funktion von y für einige Abschnitte in der Datennahmeperiode 1997.*

Es ist nicht möglich, die Elektron–Tagger im Rahmen der Detektor–Simulation zu beschreiben, da die ständige Verschiebung des ep–Wechselwirkungspunktes großen Einfluß auf die Registrierung des Positrons im Elektron–Tagger hat. Diese Verschiebung ist jedoch nicht in die Monte–Carlo–Simulation implementiert. Für diese Analyse wird deshalb beim Vergleich der Daten mit der Monte–Carlo–Simulation jedes Monte–Carlo–Ereignis, das innerhalb der y–Schnitte liegt, mit einem Faktor 0,4 gewichtet.

In den Daten werden Schnitte auf die im Photondetektor gemessene Energie sowie auf die deponierte Energie und die x–Koordinate des Auftreffpunktes x_0 im Elektron–Tagger angewendet, um die Zahl der Untergrundereignisse zu verringern. Eine Zusammenfassung aller Schnitte für die Ereignisselektion aus Photoproduktion findet sich in Tabelle 5.2.

Abbildung 5.9 zeigt das ΔM–Spektrum für D^*– und D^*–Myon–Ereignisse aus Photoproduktion vor und nach der Triggerauswahl. Das Signal– zu Untergrundverhältnis für das D^*–Signal ist $N_{Sig}/N_{Ug} = 0,31$ nach der Triggerauswahl. Es verbessert sich durch die Forderung nach einem Myon auf $N_{Sig}/N_{Ug} = 0,85$. Durch die Auswahl der Subtrigger, die nur ansprechen, wenn ein Myon im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurde, sind

Subtrigger	**Schnitte zur Selektion von Photoproduktionsereignissen**	**Schnitte zur Rekonstruktion der Massendifferenz ΔM**
S19, S22	Energie im SpaCal $E'(e) < 4$ GeV	D^0–Masse $\lvert M(K\pi) - M(D^0) \rvert \leq 80$ GeV
		Transversalimpuls des D^*–Kandidaten $p_t(D^*) > 2,5$ GeV
S83	Energie im SpaCal $E'(e) < 4$	D^0–Masse $\lvert M(K\pi) - M(D^0) \rvert \leq 80$ GeV
	Energie im ET33 $E_{ET}(e) > 4$ GeV	
	Auftreffpunkt im ET33 $\lvert x_0 \rvert < 6,5$ cm	
	Energie im Photontagger $E_\gamma < 2$ GeV	Transversalimpuls des D^*–Kandidaten $p_t(D^*) > 2,5$ GeV
	Inelastizität $0,29 < y_e < 0,62$	
S87(ET44)	Energie im SpaCal $E'(e) < 4$ GeV	D^0–Masse $\lvert M(K\pi) - M(D^0) \rvert \leq 80$ GeV
	Energie im ET44 $E_{ET}(e) > 6$ GeV	
	Auftreffpunkt im ET44 $\lvert x_0 \rvert < 6,5$ cm	
	Energie im Photontagger $E_\gamma < 1$ GeV	Transversalimpuls des D^*–Kandidaten $p_t(D^*) > 1,5$ GeV
	Inelastizität $0,054 < y_{JB} < 0,188$	

Tabelle 5.2: *Schnitte zur Rekonstruktion von Photoproduktionsereignissen.*

die selektierten Ereignisse aus Photoproduktion mit Myonen angereichert und das Signal– zu Untergrundverhältnis verbessert sich im Gegensatz zu den selektierten Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung deutlich. Es fällt auf, daß die Anzahl der D^*–Signalereignisse durch die Auswahl der Subtrigger auf weniger als ein Drittel aller rekonstruierten Ereignisse im Signal abnimmt. Der Grund dafür ist, daß hauptsächlich Subtrigger gefordert wurden, die nur ansprechen, wenn auch ein Myonkandidat vorhanden ist. Bei einem Großteil der Ereignisse, bei denen ausschließlich ein D^*–Kandidat rekonstruiert wurde, haben andere Subtrigger angesprochen, die aber für die Analyse von D^*–Myon–Ereignissen nicht relevant sind. Wie aus Abbildung 5.9 c) und d) hervorgeht, liegt die Effizienz der Triggerauswahl für diese Ereignisse bei über 80%.

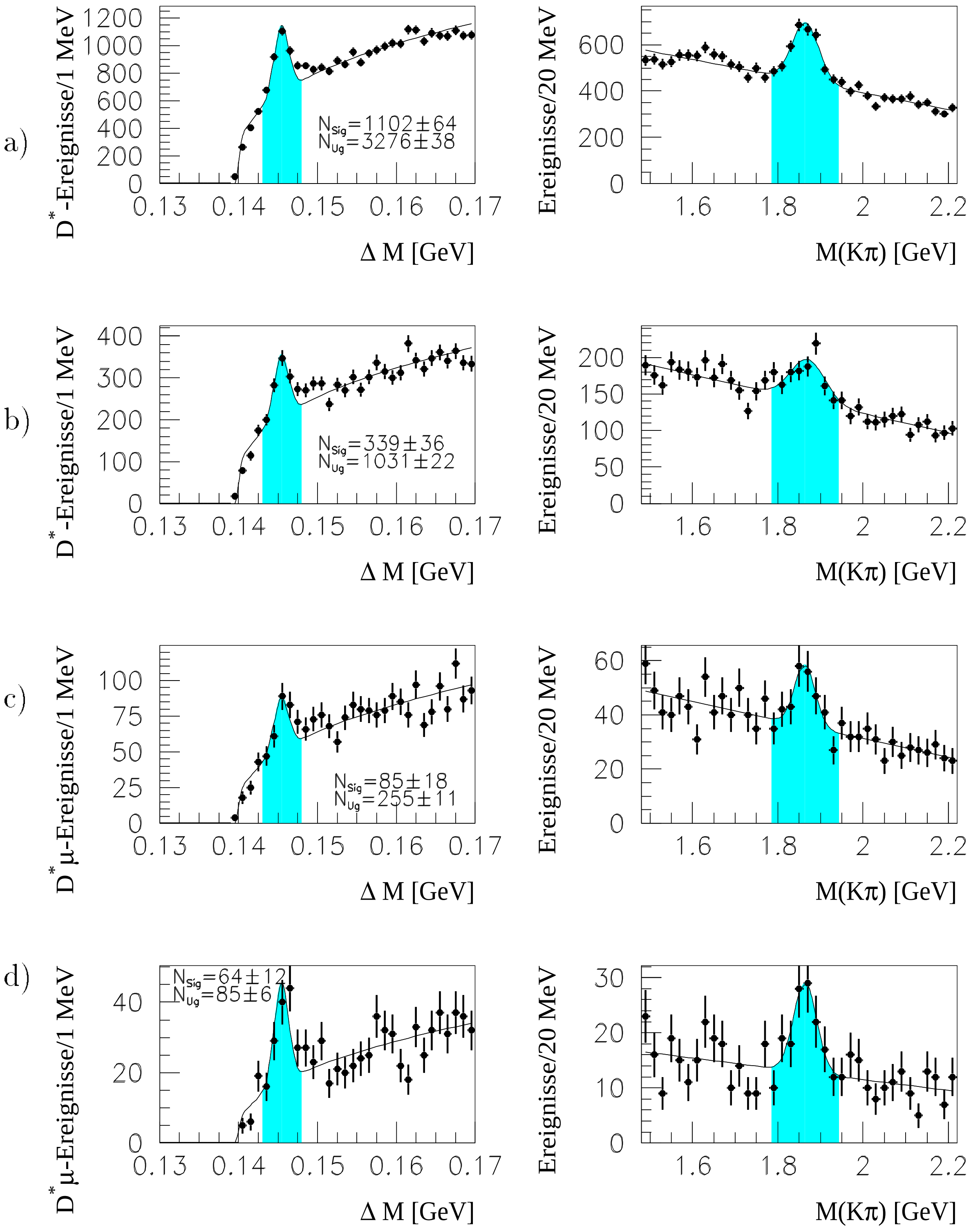


Abbildung 5.9: *ΔM–Spektrum (links) und $M(K\pi)$–Spektrum (rechts) für D^*–Ereignisse und D^*–Myon–Ereignisse: a) und c) vor der Triggerauswahl, b) und d) nach der Triggerauswahl für* **Photoproduktion**. *Die Zahlen neben dem Signal geben die Anzahl der Ereignisse im D^*–Signal und im Untergrund an.*

5.2.2 Ladungs– und Winkelkorrelationen von D^*–Mesonen und Myonen

Wie bei den Ereignissen mit endlichen Q^2 werden die Eigenschaften sowie die Winkel– und Ladungskorrelationen zwischen den D^*–Kandidaten und den Myonen in der D^*–Signalregion für Photoproduktionsereignisse untersucht. Abbildung 5.10 zeigt einige Eigenschaften der D^*–Kandidaten und der Myonen in der Signalregion sowie deren Korrelationen. Es sind auch hier deutlich die Rekonstruktionsschnitte zu erkennen. Beson-

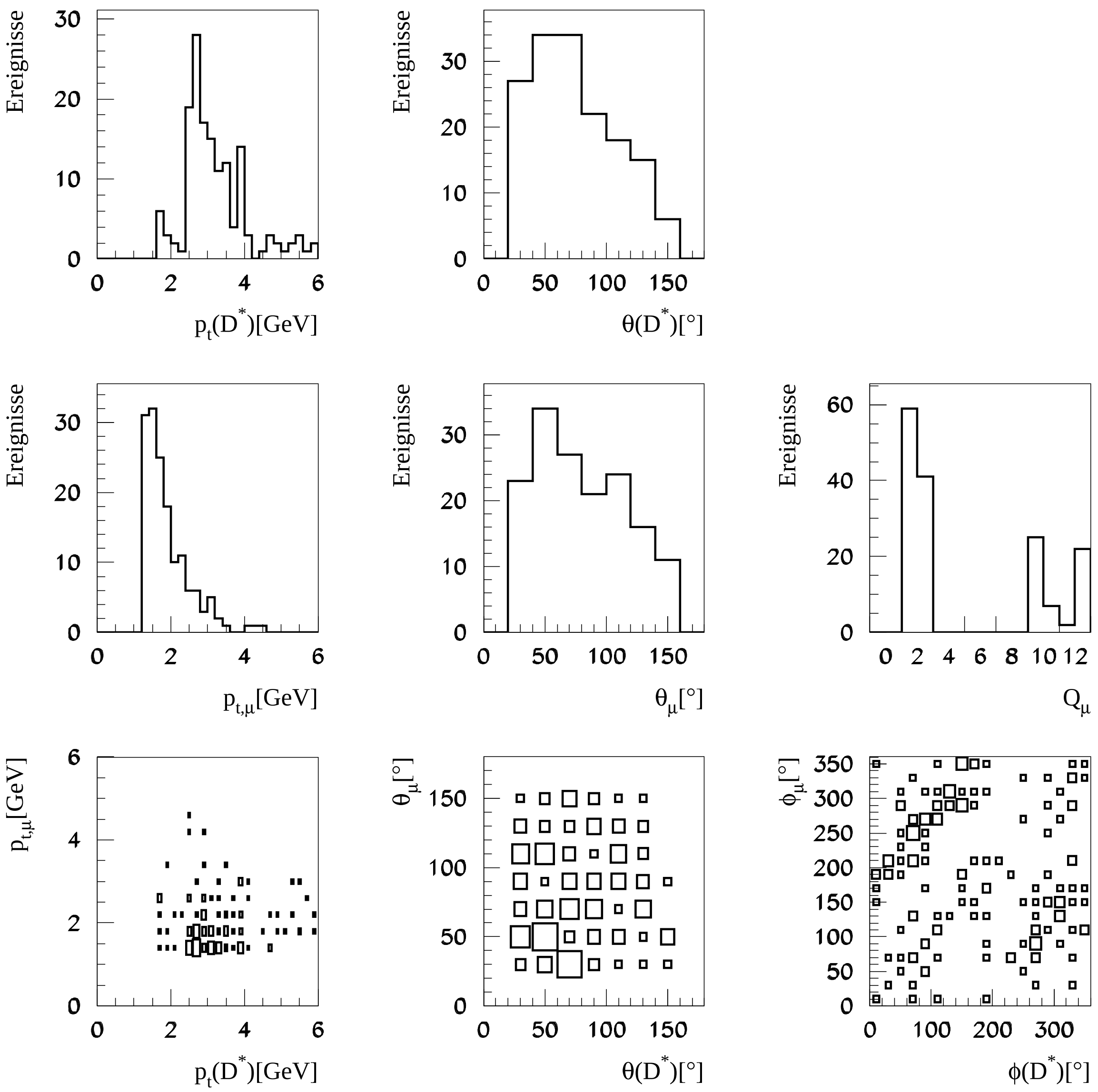


Abbildung 5.10: *$p_t(D^*)$–, $\theta(D^*)$– und $p_{t,\mu}$–, θ_μ–, Q_μ–Verteilungen sowie die p_t–, θ– und ϕ–Korrelationen zwischen dem D^*–Kandidaten und dem Myon für Ereignisse aus* **Photoproduktion** *in der D^*–Signalregion.*

ders in der $p_t(D^*)$–Verteilung ist zu erkennen, daß für die meisten Ereignisse der Schnitt $p_t(D^*) > 2,5\,\mathrm{GeV}$ wirkt, jedoch auch Ereignisse, die im ET44 registriert werden und nur $p_t(D^*) > 1,5\,\mathrm{GeV}$ erfüllen, in die Analyse eingehen. Der Anteil der Myonen, die $Q_\mu \geq 10$ erfüllen, das heißt im instrumentierten Eisen erkannt werden, ist in den Ereignissen aus Photoproduktion wesentlich größer. Der Grund dafür liegt in der Auswahl der Subtrigger, die für Photoproduktionsereignisse bereits Anforderungen an ein im instrumentierten Eisen erkanntes Myon stellen. Im Unterschied zu Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung werden mehr D^*– und Myonkandidaten im Rückwärtsbereich des Detektors rekonstruiert. Für die Azimutalwinkel $\phi(D^*)$ und ϕ_μ treten auch hier keine Korrelationen in Erscheinung.

Abbildung 5.11 zeigt den eingeschlossenen Azimutalwinkel $\Delta\phi$ für die Fälle $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $q_{D^*} = q_\mu$.

Das gestreute Positron hat im Vergleich zu Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung nur einen kleinen Transversalimpuls, den das erzeugte Quarkpaar auszugleichen hat. Das Quark und das Antiquark fliegen daher im Laborsystem unter einem größeren Winkel $\Delta\phi$ auseinander. Im Gegensatz zu den Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung fällt daher auf, daß für $q_{D^*} \neq q_\mu$ die Verteilung von $\Delta\phi$ ein deutliches Anwachsen für große Werte $\Delta\phi$ zeigt.

In Abbildung 5.12 sind die ΔM– und $M(\mathrm{K}\pi)$–Verteilungen für die vier möglichen Ladungs– und Winkelkombinationen wie schon im letzten Kapitel für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung getrennt angepaßt worden. In Photoproduktion ist noch deutlicher zu erkennen, daß das Signal bei der richtigen $c\bar{c}$–Kombination wesentlich besser ist als bei den anderen Kombinationen. Die Anpassung für die Kombination $\Delta\phi < 90°$ und $q_{D^*} = q_\mu$, bei der weder Beiträge aus $c\bar{c}$– noch aus $b\bar{b}$–Produktion zu erwarten sind, ergibt ein nur wenig signifikantes Signal.
Die Signal– zu Untergrundverhältnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

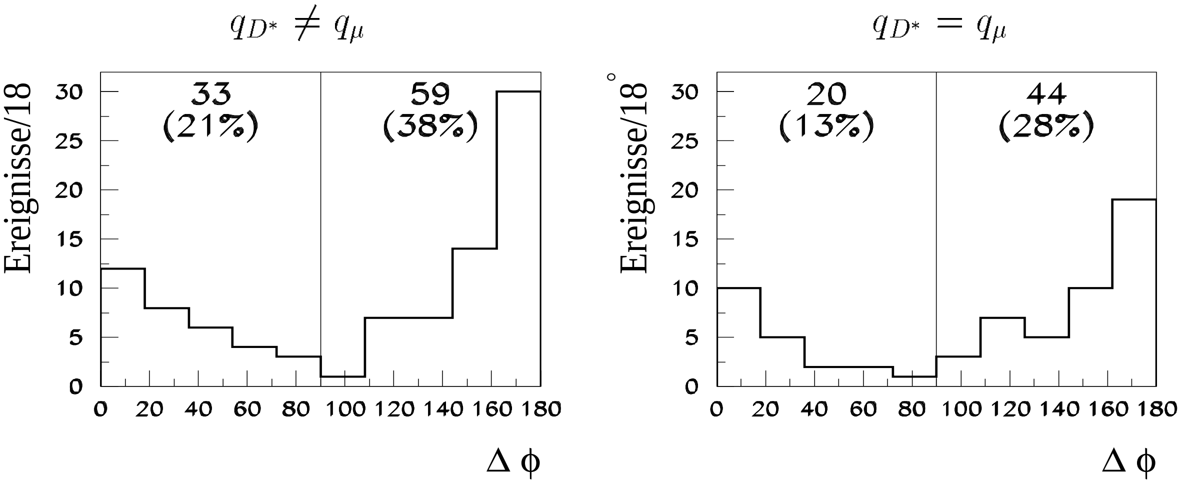


Abbildung 5.11: *$\Delta\phi$–Verteilungen in der Signalregion für alle Ereignisse aus* **Photoproduktion** *mit $q_{D^*} \neq q_\mu$ (links) und $q_{D^*} = q_\mu$ (rechts).*

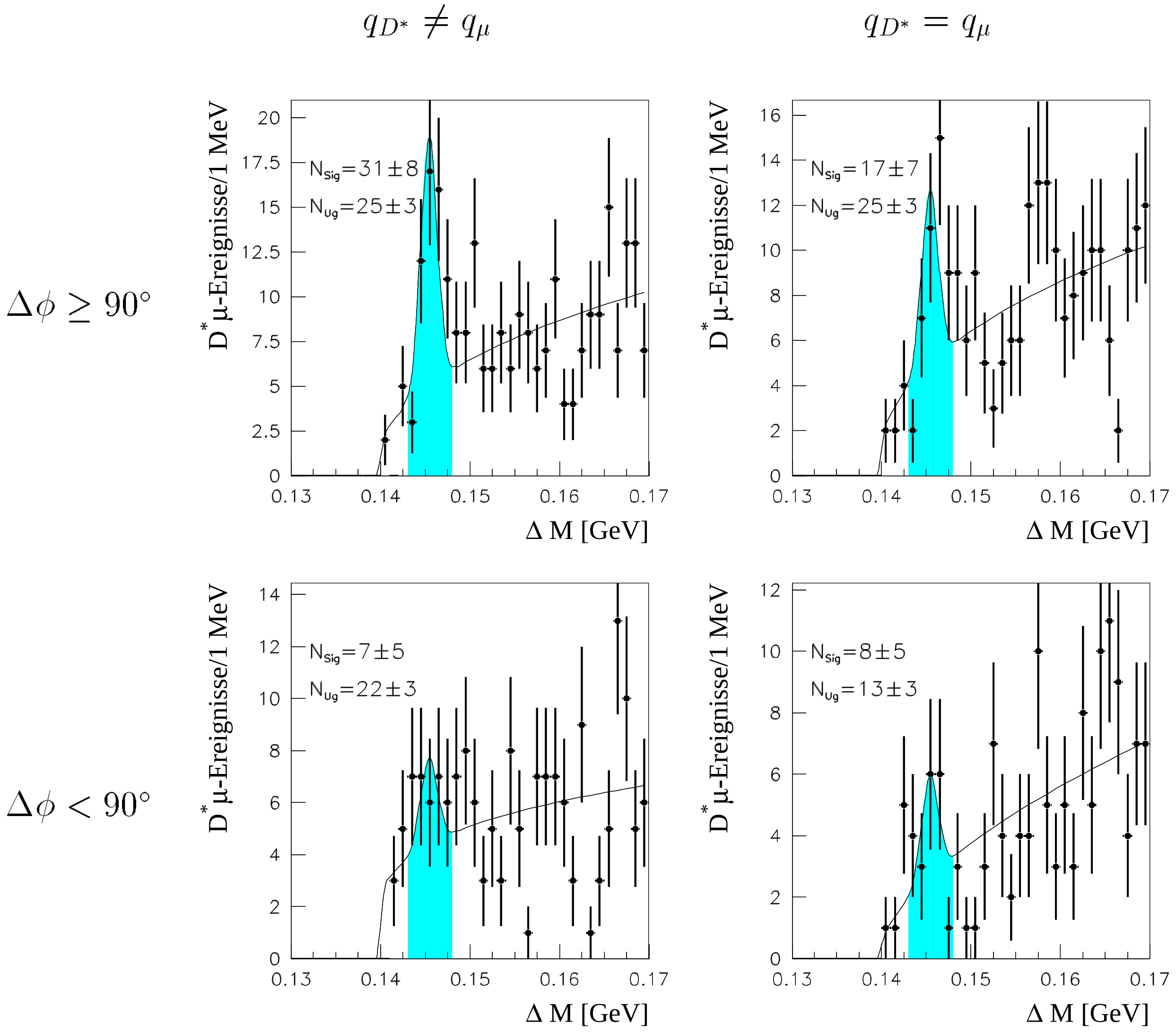


Abbildung 5.12: Photoproduktion: *ΔM–Spektren für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ (links oben), $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ (rechts oben), $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ (links unten) sowie $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ (rechts unten). Die Werte N_{Sig} und N_{Ug} in den ΔM–Verteilungen geben die Anzahl aller Ereignisse im Signal und im Untergrund an.*

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	1,24 (31 ± 8)	0,68 (17 ± 7)
$\Delta\phi < 90°$	0,32 (7 ± 5))	0,62 (8 ± 5)

Tabelle 5.3: *Signal– zu Untergrundverhältnisse für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen bei Ereignissen aus* **Photoproduktion**. *In Klammern steht jeweils die Anzahl der Ereignisse im Signal.*

5.3 Zusammenfassung der Ereignis– und Signalzahlen

In den vorangegangenen Kapiteln sind nacheinander die Vorselektion von D^*– und D^*–Myon–Ereignissen sowie die Rekonstruktion des D^*–Signals beschrieben worden. An dieser Stelle sei die Entwicklung der Ereigniszahlen in Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

Vorselektierter Datensatz	783 184			
D^*–Selektion	424 885			
D^*–Myon–Selektion	115 848			
	tiefunelastische Streuung		Photoproduktion	
	Rekonstruktion	Signal	Rekonstruktion	Signal
D^* vor Triggerauswahl	16 605	965	19 559	1002
$D^*\mu$ vor Triggerauswahl	1 063	54	1 412	85
D^* nach Triggerauswahl	11 304	631	6 054	339
$D^*\mu$ nach Triggerauswahl	748	38	500	64

Tabelle 5.4: *Entwicklung der Ereigniszahlen mit den Schnitten für die verschiedenen kinematischen Bereiche.*

Kapitel 6

Vergleich mit der Theorie

Um gemessene Verteilungen physikalischer Größen mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, werden Monte–Carlo–Simulationen verwendet. Für diese Analyse wurde der Monte–Carlo–Generator AROMA 2.2 [Ing95] benutzt, ein Programm, das die Produktion schwerer Quarks durch den Boson–Gluon–Fusionsprozeß in ep–Kollisionen in führender Ordnung simuliert. Beiträge höherer Ordnungen sind teilweise durch das Parton–Schauer–Modell [Sjo93, Sjo94] berücksichtigt. Dieses schließt jedoch nicht alle Beiträge ein. Dennoch beinhaltet das Programm eine vollständige Beschreibung der Hadronisation basierend auf dem Lund–String–Modell [And83] und generiert alle Teilchen im Endzustand.

Die durch AROMA 2.2 generierten Größen werden in einem nächsten Schritt an das Programm H1SIM [Mey91] weitergegeben. Hier findet die Detektorsimulation statt, bei der die Antworten der einzelnen Subdetektoren simuliert werden.

Der dritte und letzte Schritt ist die Rekonstruktion der Ereignisse. Mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC werden wie auch bei den Daten aus den Detektorsignalen die Energien und Impulse der Teilchen rekonstruiert.

In diesem Kapitel wird die Monte–Carlo–Simulation beschrieben und es werden die Eigenschaften von D^*–Myon–Ereignissen mit den Monte–Carlo–Vorhersagen verglichen.

6.1 Monte–Carlo–Simulation

Zur Monte–Carlo–Simulation von Ereignissen mit einem D^*–Meson, das über den in Abschnitt 2.3 beschriebenen Zerfallskanal zerfällt, wurden mit AROMA 2.2 sowohl $c\bar{c}$–als auch $b\bar{b}$–Ereignisse erzeugt. Es wurde die Protonstrukturfunktion MRSA' [Martin95] verwendet und eine c–Quarkmasse von 1,5 GeV sowie eine b–Quarkmasse von 4,75 GeV zugrundegelegt. Mit AROMA 2.2 berechnen sich daraus für $Q^2 < 90200\,\mathrm{GeV}^2$ die folgenden Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(ep \to c\bar{c}) = 486{,}2\,\mathrm{nb}\,, \tag{6.1}$$

$$\sigma(ep \to b\bar{b}) = 3{,}7\,\mathrm{nb}\,. \tag{6.2}$$

Da die Statistik für D^*–Myon–Ereignisse klein ist, werden Monte–Carlo–Ereignisse mit einer wesentlich größeren Luminosität als die der Daten generiert und die Eigenschaften der Ereignisse daran untersucht. Die Generatorschnitte und Ereigniszahlen der mit AROMA 2.2 generierten Ereignisse sind in Tabelle 6.1 angegeben. Um die Anzahl der D^*–Myon–Ereignisse in den Daten mit der Vorhersage des Monte–Carlo–Generators vergleichen zu können, müssen die aus der Monte–Carlo–Simulation bestimmten Zahlen auf die Daten normiert werden. Dies geschieht über die Berechnung eines Normierungsfaktors $\mathcal{N}$, der sich aus den Luminositäten folgendermaßen ergibt:

$$\mathcal{N} = \frac{\mathcal{L}_{Daten}}{\mathcal{L}_{MC}}. \tag{6.3}$$

Die analysierten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L} = 18{,}86\,\mathrm{pb}^{-1}\,. \tag{6.4}$$

Die Luminosität der Monte–Carlo–Ereignisse berechnet sich wie folgt:

$$\mathcal{L}_{MC} = \frac{N^{gen}}{\sigma_{tot}}, \tag{6.5}$$

wobei N^{gen} die Zahl der generierten Ereignisse und σ_{tot} der zugehörige totale Wirkungsquerschnitt ist.

Es ergeben sich folgende Werte für die Luminositäten der generierten Monte–Carlo–Ereignisse:

$$\mathcal{L}_{MC}(ep \to c\bar{c}X) = 253{,}47\,\mathrm{pb}^{-1} \tag{6.6}$$

$$\mathcal{L}_{MC}(ep \to b\bar{b}X) = 6375{,}21\,\mathrm{pb}^{-1}\,. \tag{6.7}$$

Quarksorte	Generatorschnitte	Generierte Ereignisse	Ereignisse nach Generatorschnitten	$\mathcal{L}[\mathrm{pb}^{-1}]$
$c\bar{c}$	$p_t(D^*) > 1{,}4$ GeV $10° < \theta(D^*) < 170°$	$123{,}2 \cdot 10^6$	465 936	253,5
$b\bar{b}$	$p_t(D^*) > 1{,}4$ GeV $10° < \theta(D^*) < 170°$	$23{,}4 \cdot 10^6$	179 783	6375,2

Tabelle 6.1: *Generatorschnitte und Ereigniszahlen der mit AROMA 2.2 generierten Ereignisse. Es wurde die Protonstrukturfunktion MRSA' [Martin95] verwendet und für die Massen der Quarks die Werte* $m_c = 1{,}5\,GeV$ *bzw.* $m_b = 4{,}75\,GeV$ *angenommen.*

Diese Luminositäten sind aus den mit dem Monte–Carlo–Generator AROMA 2.2 berechneten Wirkungsquerschnitten bestimmt worden. Es ist bekannt, daß dieser Generator, der nur den direkten Prozeß in führender Ordnung berücksichtigt, den Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion zu klein berechnet [Smith92, Ellis89]. Durch die Vernachlässigung von Beiträgen höherer Ordnung sowie durch die ausschließliche Beschreibung direkter Prozesse weicht der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to D^{*\pm}X)$ für Prozesse im Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ wesentlich von dem in AROMA 2.2 berechneten ab, so daß es erforderlich ist, einen Korrekturfaktor zu bestimmen. Daher wird für Pozesse mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ der Wirkungsquerschnitt durch Vergleich mit Messungen an die Daten angepaßt.

Für Ereignisse mit größeren Impulsüberträgen Q^2 dagegen stimmt der berechnete Wirkungsquerschnitt mit der Messung überein und es wird die in Gleichung (6.6) angegebene Luminosität zur Berechnung des Normierungsfaktors verwendet.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von D^*–Mesonen in Photoproduktion bei HERA ist bestimmt worden zu [Aid96]:

$$\sigma_{vis}(ep \to D^{*\pm}X) = 4,90 \pm 0,7^{+0,74}_{-0,59}\,\mathrm{nb}\,. \tag{6.8}$$

Er gilt in dem kinematischen Bereich $Q^2 < 0,01\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,28 < y < 0,65$. Ferner muß das D^*–Meson folgende Schnitte erfüllen: $p_t(D^*) > 2,5\,\mathrm{GeV}/c$ und $-1,5 < \widehat{y} < 1,0$. Der Generator AROMA 2.2 liefert für diesen Bereich einen sichtbaren Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{vis}^{MC}(ep \to D^{*\pm}X) = 3,21\,\mathrm{nb}\,. \tag{6.9}$$

Für den vom Monte–Carlo–Generator berechneten Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ aus Photoproduktionsereignissen ergibt sich also der Korrekturfaktor $\mathcal{F} = \frac{4,90}{3,21} = 1,53$. Unter der Annahme, daß auf den Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0 < y < 1$ extrapoliert werden darf, kann die Monte–Carlo–Luminosität aus Gleichung (6.6) damit korrigiert werden zu $\mathcal{L}_{MC}^{Photo}$:

$$\mathcal{L}_{MC}^{Photo}(ep \to c\bar{c}X) = \frac{253,47\,\mathrm{pb}^{-1}}{\mathcal{F}} = 165,67\,\mathrm{pb}^{-1}\,. \tag{6.10}$$

Für $b\bar{b}$–Ereignisse ist der mit AROMA 2.2 berechnete Wirkungsquerschnitt um das zwei– bis fünffache kleiner als bisherige Messungen ergaben [Kan98, Lang98, Woll99]. Daher wird in dieser Analyse sowohl für tiefunelastische Streuung als auch für Photoproduktion die Luminosität der generierten $b\bar{b}$–Ereignisse aus Gleichung (6.7) durch zwei dividiert, um eine untere Abschätzung der erwarteten Ereigniszahlen bestimmen zu können.

Mit den beschriebenen Korrekturfaktoren ergeben sich für die Faktoren, mit denen die Monte–Carlo–Ereignisse auf die Daten normiert werden, die in Tabelle 6.2 angegebenen Werte.

Prozeß	Normierungsfaktor $\mathcal{N}$	
	tiefunelastische Streuung	Photoproduktion
$ep \rightarrow c\bar{c}X$	0,0744	0,1138
$ep \rightarrow b\bar{b}X$	0,0059	0,0059

Tabelle 6.2: *Faktoren für die Normierung der Monte–Carlo–Ereignisse auf die Daten, die sich aus der Division der Luminositäten (vgl. Gleichung (6.3)) sowie dem Korrekturfaktor* $\mathcal{F} = 1,53$ *für Photoproduktion und dem Faktor 2 für alle* $b\bar{b}$*–Wirkungquerschnitte ergeben.*

6.2 Eigenschaften von D^*–Myon–Ereignissen

Im folgenden werden die Eigenschaften von Myonen aus dem semimyonischen Zerfall von c– und von b–Quarks vorgestellt. Insbesondere werden die Transversalimpulsspektren dieser Myonen gegenübergestellt und die sich daraus ergebenden unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienzen erläutert.

Anhand der Monte–Carlo–Ereignisse werden die Ladungs– und Winkelkorrelationen zwischen dem rekonstruierten D^*–Kandidaten und dem rekonstruierten Myon untersucht und diese mit den Daten verglichen. Dabei wird wie bei den Daten zwischen Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung und aus Photoproduktion unterschieden. Die Wirkung der Schnitte zur Trennung dieser beiden kinematischen Bereiche ist für die generierten $c\bar{c}$–Ereignisse bereits in Abbildung 3.2 gezeigt worden.

6.2.1 Eigenschaften der Myonen aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks

In der Monte–Carlo–Simulation ist es im Gegensatz zu den Daten möglich, zwischen *echten* und *vorgetäuschten* Myonen zu unterscheiden. Als *echt* werden alle Myonen bezeichnet, die bereits auf Generatorniveau mit dem Monte–Carlo–Generator erzeugt wurden. *Vorgetäuscht* sind alle Teilchen, die während der Rekonstruktion im Detektor fälschlicherweise als Myonen identifiziert werden. Dabei handelt es sich um Myonen, die durch Teilchenzerfall entstehen oder Hadronen, die als Myonen fehlidentifiziert werden. Wie in Abschnitt 4.2 angesprochen, hängt die Erkennungseffizienz für Myonen entscheidend vom Myonimpuls ab. Die Impulsspektren für Myonen aus dem Zerfall von c– und b–Quarks sind in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß Myonen aus dem Zerfall von b–Quarks im Mittel größere Impulse tragen. Daher ist auch ihre Erkennungseffizienz bei dem angewendeten Schnitt auf den Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1,2\,\mathrm{GeV}/c$ höher. Aus den Monte–Carlo–Ereignissen werden die Effizienzen $\epsilon_{(c\rightarrow\mu)}$ und $\epsilon_{(b\rightarrow\mu)}$ für die Identifikation von Myonen aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks im Akzeptanzbereich $20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$ des Detektors mit einem Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1,2\,\mathrm{GeV}/c$ bestimmt zu:

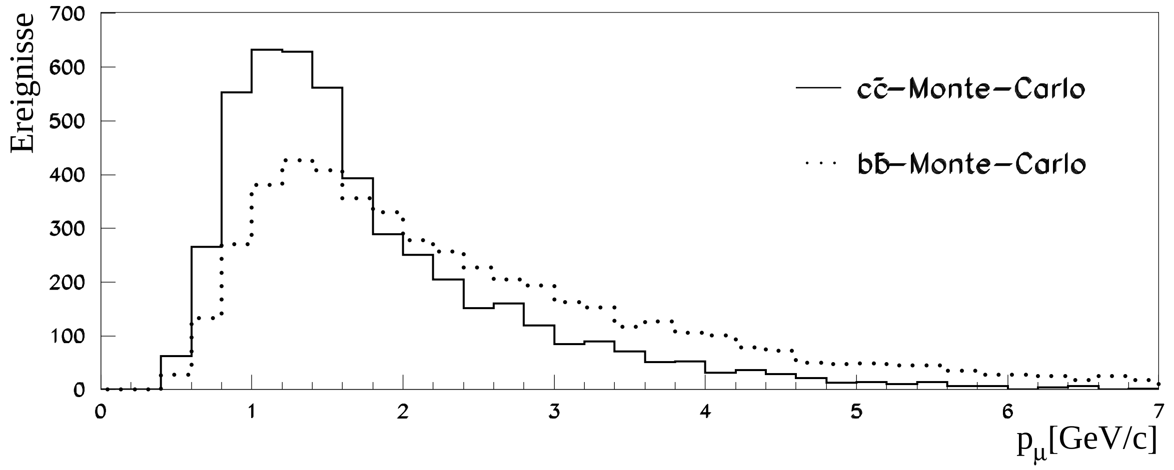


Abbildung 6.1: *Spektren des rekonstruierten Myonimpulses p_μ aus c– und b–Zerfall.*

$$\epsilon_{(c\rightarrow\mu)} = 76\% \text{ und}$$
$$\epsilon_{(b\rightarrow\mu)} = 85\%.$$

Abbildung 6.2 zeigt die Spektren der generierten Transversalimpulse und der Transversalimpulse nach Rekonstruktion der generierten Myonen aus c– und b–Zerfall und Anwendung der Analyseschnitte. Die Form der Verteilungen weicht nach der Rekonstruktion nur wenig von der Verteilung des generierten Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ ab.

Sowohl in der $c\bar{c}$– als auch in der $b\bar{b}$–Monte–Carlo–Simulation werden die Eigenschaften der als Myonen identifizierten Teilchen und der *echten* Myonen untersucht. Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die Verteilungen für den Transversalimpuls $p_{t,\mu}$, den Polarwinkel θ_μ und die Myonqualität Q_μ aus der $c\bar{c}$– und der $b\bar{b}$–Monte–Carlo–Simulation. In beiden Fällen ist der Anteil der *echten* rekonstruierten Myonen nach den Selektionsschnitten größer, das heißt die Selektionsschnitte verringern den Untergrund der als Myonen fehlidentifizierten Teilchen. Dennoch ist deutlich zu erkennen, daß die Fehlidentifikation bei den $b\bar{b}$–Ereignissen klein ist gegenüber der bei $c\bar{c}$–Ereignissen. Dies liegt hauptsächlich an den größeren Impulsen der Myonen aus dem semimyonischen Zerfall von b–Quarks und damit einhergehend einer höheren Erkennungseffizienz für diese Myonen gegenüber Myonen aus dem Zerfall von c–Quarks.

Diese qualitative Aussage läßt sich durch den relativen Anteil der *echten* rekonstruierten Myonen an allen als Myonen rekonstruierten Teilchen quantifizieren. Er berechnet sich aus dem Quotienten der Anzahl der rekonstruierten *echten* Myonen N^{rek}_{echt} und der Zahl aller als Myonen rekonstruierten Teilchen N^{rek}. In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse für die Ereignisse aus der $c\bar{c}$– und der $b\bar{b}$–Simulation vor und nach den in Tabelle 4.3 angegebenen Selektionsschnitten aufgeführt.

Die Erkennungseffizienz für Myonen im LAr–Kalorimeter wird in der Simulation um etwa 15% zu hoch angenommen [Schm97, Lang98]. Dies wird bei der Normierung der Anzahl von D^*–Myon–Ereignissen in den folgenden Abschnitten dadurch berücksichtigt, daß die Zahl der Ereignisse, bei denen das Myon ausschließlich im Kalorimeter identifiziert wurde, um 15% reduziert wird.

Quarksorte	N^{rek}_{echt}/N^{rek}	
	vor Selektionsschnitten	nach Selektionsschnitten
$c\bar{c}$	0,09	0,17
$b\bar{b}$	0,35	0,59

Tabelle 6.3: *Anteil der echten rekonstruierten Myonen an allen als Myonen rekonstruierten Teilchen vor und nach den Selektionsschnitten.*

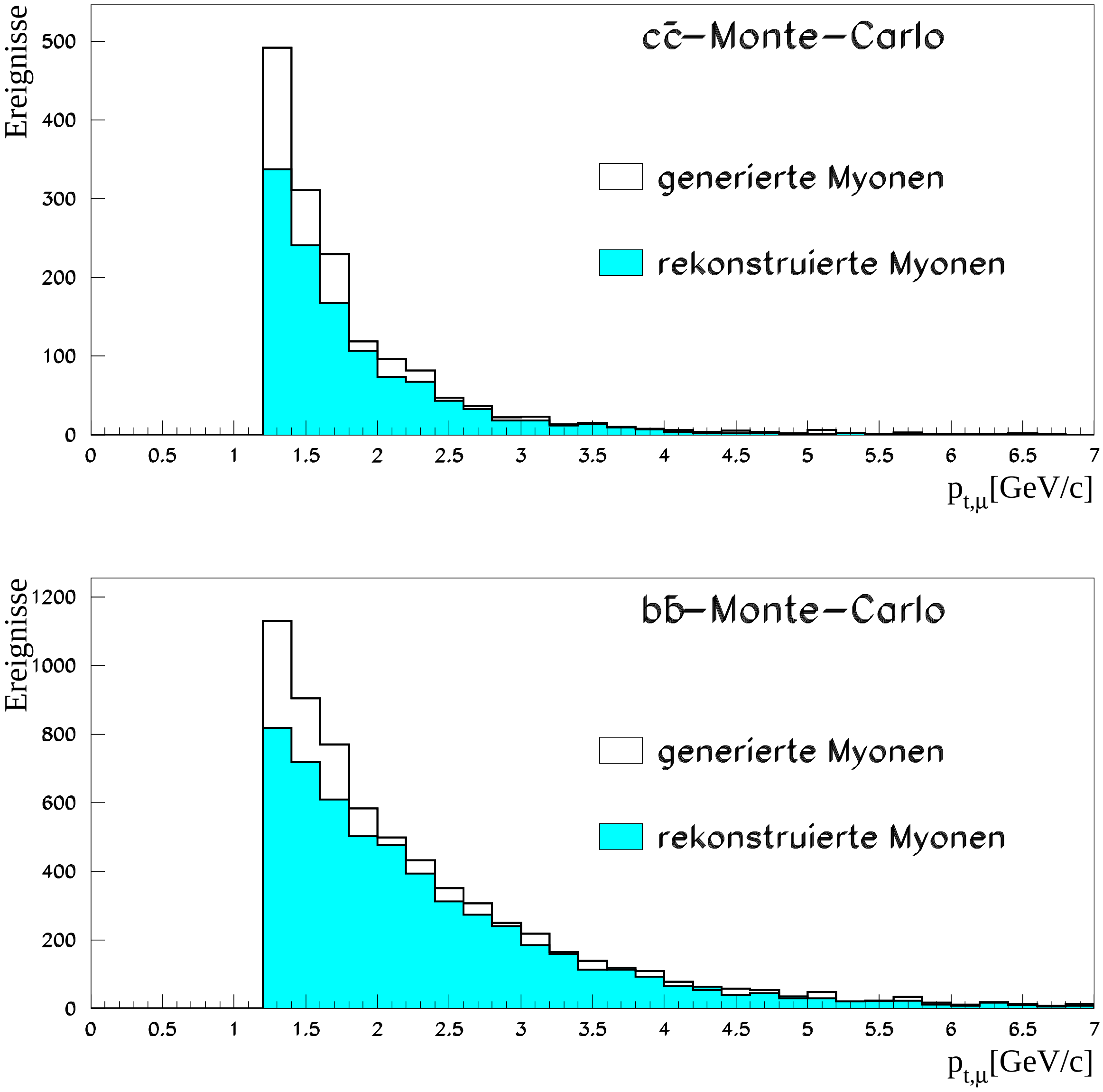


Abbildung 6.2: *Transversalimpulse der Myonen vor und nach Rekonstruktion.*

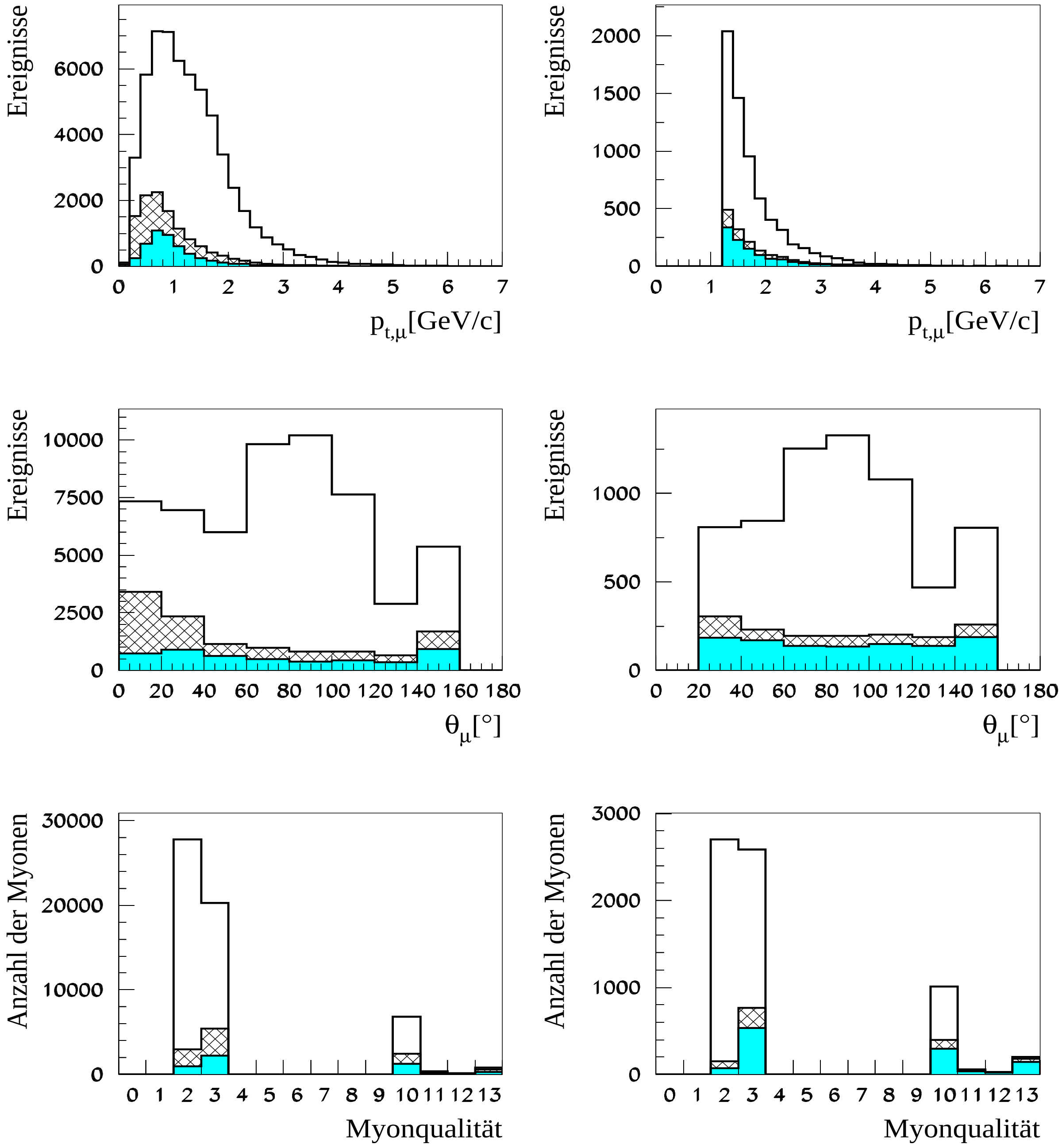


Abbildung 6.3: *Transversalimpuls $p_{t,\mu}$, Polarwinkel θ_μ und Myonqualität Q_μ vor (links) und nach (rechts) den Schnitten aus Tabelle 4.3. Gezeigt sind die Verteilungen aller als Myon identifizierten Teilchen in der* **$c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation** *unterteilt in fehlidentifizierte Hadronen (weiß), Myonen aus Hadronzerfall (kariert) und* echte *Myonen (grau).*

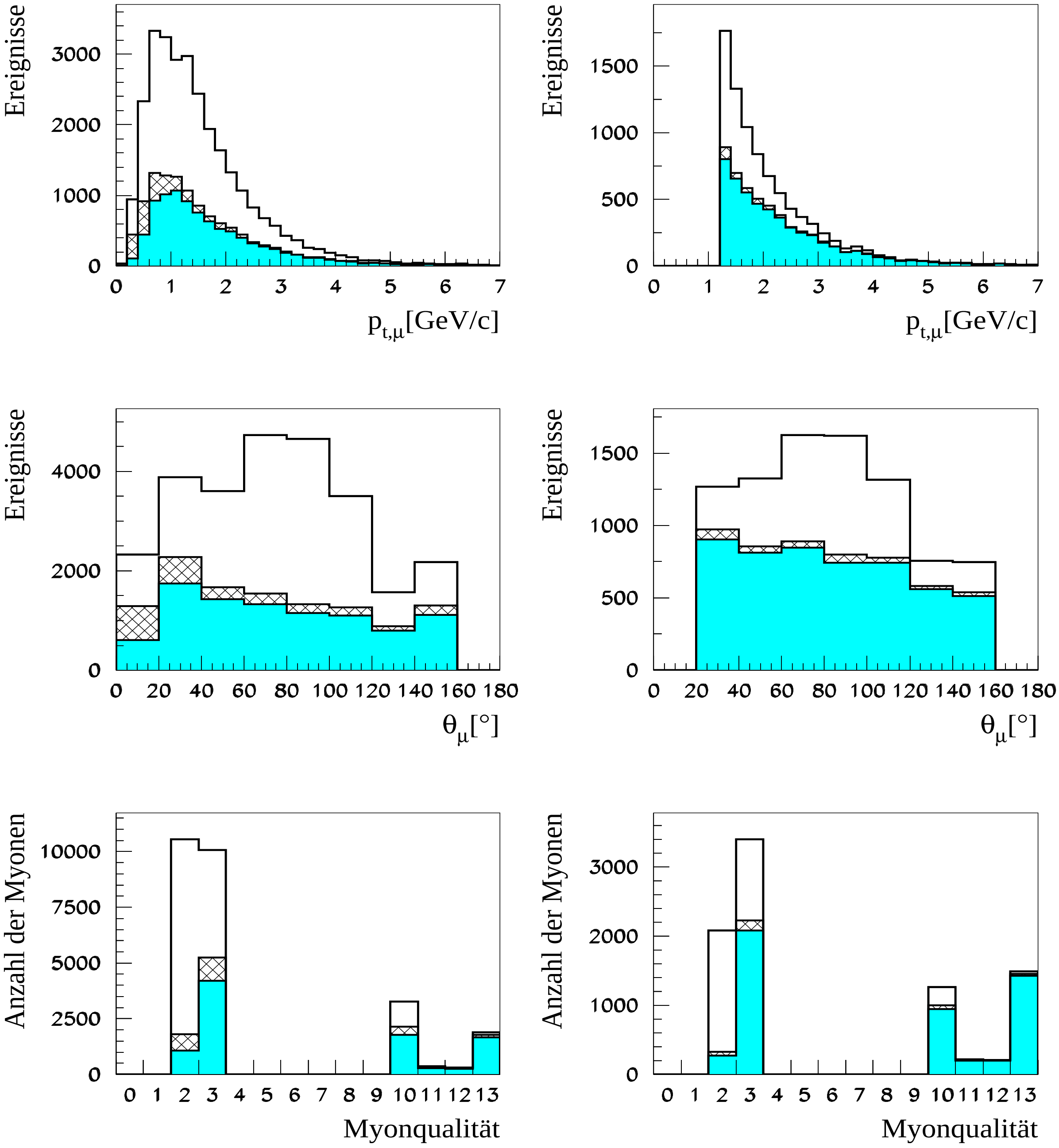


Abbildung 6.4: *Transversalimpuls $p_{t,\mu}$, Polarwinkel θ_μ und Myonqualität Q_μ vor (links) und nach (rechts) den Schnitten aus Tabelle 4.3. Gezeigt sind die Verteilungen aller als Myon identifizierten Teilchen in der* **$b\bar{b}$–Monte–Carlo–Simulation** *unterteilt in fehlidentifizierte Hadronen (weiß), Myonen aus Hadronzerfall (kariert) und* echte *Myonen (grau).*

6.2.2 D^*–Myon–Korrelationen in tiefunelastischer Streuung

Es werden die aus den Vierervektoren der rekonstruierten D^*–Kandidaten bestimmten Azimutalwinkel $\phi(D^*)$ mit denen der identifizierten Myonen verglichen und daraus $\Delta\phi$ bestimmt. In Abbildung 6.5 sind die $\Delta\phi$–Verteilungen für die beiden Ladungskombinationen $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $q_{D^*} = q_\mu$ für Daten und Monte–Carlo–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung gezeigt. Bei dem Vergleich der Daten mit den Monte–Carlo–Simulationen ist zu bedenken, daß die Daten den Untergrund unter dem D^*–Signal enthalten, der durch Prozesse mit leichten Quarks (u, d, s) entsteht, während in die Monte–Carlo–Simulationen ausschließlich die Produktion schwerer Quarks eingeht und der D^*–Untergrund daher vernachlässigbar klein ist. In den Monte–Carlo–Verteilungen wird unterschieden zwischen allen rekonstruierten Myonen (*echte* und *vorgetäuschte*) und dem Anteil an *echten* Myonen.

$c\bar{c}$–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung:
Wie zu erwarten ist, steigt die Verteilung in der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation für $q_{D^*} \neq q_\mu$ bei $\Delta\phi \geq 90°$, also die richtige $c\bar{c}$–Kombination, an. 84% aller *echten* Myonen innerhalb der D^*–Signalregion, die auch rekonstruiert werden, haben die richtige $c\bar{c}$–Kombination. Keines der generierten Myonen trägt die gleiche Ladung wie der rekonstruierte D^*–Kandidat. Nach der Rekonstruktion haben noch 42% aller (einschließlich der fehlidentifizierten) Myonen die richtige $c\bar{c}$–Kombination, während es in den Daten etwa 33% sind. Darüber hinaus ist der Anstieg bei $\Delta\phi \approx 180°$ weit weniger ausgeprägt als in der Simulation von $c\bar{c}$–Ereignissen. Diese beiden Beobachtungen könnten Hinweise darauf sein, daß in den Daten auch $b\bar{b}$–Produktion oder nicht störungstheoretisch berechenbare Effekte eine Rolle spielen. Ferner ist in Abbildung 6.5 zu erkennen, daß auch für $q_{D^*} = q_\mu$ die Verteilung für große $\Delta\phi$ ansteigt. In den Daten sind dagegen mehr Einträge bei $\Delta\phi < 90°$ vorhanden. Dennoch stimmt der Anteil der Myonen mit der Kombination $q_{D^*} = q_\mu$ mit 40% mit der Zahl in den Daten überein.

$b\bar{b}$–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung:
Bei den simulierten $b\bar{b}$–Ereignissen weichen die Formen der Verteilungen und damit die prozentualen Anteile für die rekonstruierten Myonen sehr viel weniger von denen für die *echten* Myonen ab als in der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation. Der Grund dafür ist, daß die Myonen aus dem Zerfall von b–Quarks im Mittel größere Impulse tragen und somit besser erkannt werden, wie in Abschnitt 6.2.1 erläutert wurde.
Die $\Delta\phi$–Verteilungen für die $b\bar{b}$–Monte–Carlo–Ereignisse zeigen, daß die Kombination $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ den Hauptbeitrag liefert. Der prozentuale Anteil mit *echten* Myonen liegt mit $(47 \pm 4)\%$ über der Abschätzung von 35,2%, die sich in Abschnitt 2.4 aus den Verzweigungsverhältnissen für die Zerfallsprozesse der b–Quarks unter Berücksichtigung von b–Oszillationen ergab. Entsprechend sind die simulierten Beiträge zu den Kombinationen, in denen $\Delta\phi \geq 90°$ ist, kleiner als in Tabelle 2.5 angegeben. Diese Abweichungen könnten aus dem Transversalimpuls des Positrons resultieren, der zu einer Verschmierung der $\Delta\phi$–Verteilung und damit anderen prozentualen Verteilungen für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen führt.
Der große Anteil für kleine Winkel $\Delta\phi$ bei $q_{D^*} \neq q_\mu$ in den Daten ist möglicherweise durch den Beitrag von $b\bar{b}$–Ereignissen zu dieser Kombination zu erklären.

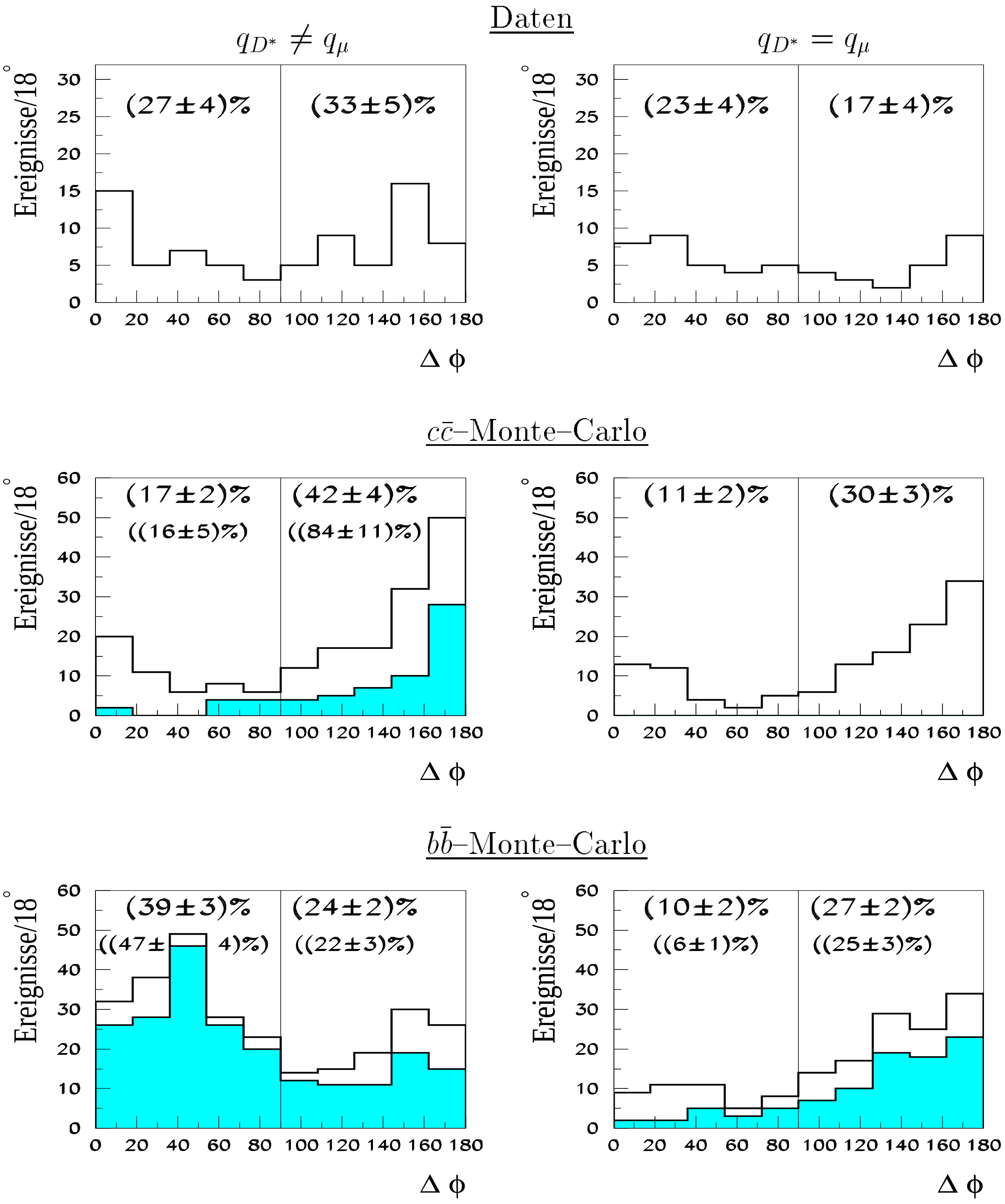


Abbildung 6.5: *$\Delta\phi$–Verteilungen für die* **Daten**, **$c\bar{c}$–Monte–Carlo–Ereignisse** *und* **$b\bar{b}$–Monte–Carlo–Ereignisse** *aus* **tiefunelastischer Streuung**. *Es sind alle Ereignisse gezeigt, in denen ein D^*-Kandidat rekonstruiert und ein Myon identifiziert werden (weiß). In den Monte–Carlo–Verteilungen sind auch diejenigen Ereignisse aufgetragen, in denen das identifizierte Myon ein echtes Myon ist (grau). Die Prozentangaben beziehen sich auf die Anzahl der Einträge für alle vier Ladungs- und Winkelkombinationen. In Klammern stehen die Angaben für die echten Myonen. Die absolute Anzahl der Einträge wurde nicht normiert. Die Fehler auf die Prozentangaben wurden berechnet aus dem relativen Fehler auf die Anzahl der Einträge pro Kombination multipliziert mit dem ermittelten prozentualen Anteil dieser Kombination.*

6.2.3 D^*–Myon–Korrelationen in Photoproduktion

Wie im vorigen Abschnitt für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung, so werden in diesem Abschnitt die Ladungs– und Winkelkorrelationen für die aus der Monte–Carlo–Simulation rekonstruierten Ereignisse aus Photoproduktion mit den Daten verglichen. Abbildung 6.6 zeigt die $\Delta\phi$–Verteilungen für die Daten und für die Monte–Carlo–Ereignisse.

$c\bar{c}$–Ereignisse aus Photoproduktion:
Auch in Photoproduktion ist bei $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Ereignissen der Anstieg für große Werte von $\Delta\phi$ für beide Ladungskombinationen zu beobachten. Von den *echten* Myonen haben 97% einen Impuls, der in der $r\phi$–Ebene mit dem Impuls des D^*–Kandidaten einen Winkel $\Delta\phi \geq 90°$ einschließt. Dies bestätigt die Abschätzung in Tabelle 2.4 für $c\bar{c}$–Ereignisse. Die richtige $c\bar{c}$–Kombination tritt in 49% aller $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Ereignisse auf, in denen ein D^*–Kandidat rekonstruiert und ein Myon selektiert werden. Wie bei den Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung liegt dieser Wert über dem der Daten von 38%. Insgesamt ist der Anteil aber sowohl in der Monte–Carlo–Simulation als auch in den Daten in Photoproduktion größer als bei den Ereignissen aus tiefunelastischer Streuung. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist der bereits erwähnte größere Transversalimpuls des Positrons in tiefunelastischer Streuung und damit verbunden eine Verschmierung in der $\Delta\phi$–Verteilung. In der Tat ist diese Verschiebung der Ereigniszahlen auch bei den *echten* rekonstruierten Myonen zu beobachten; ihr Anteil für $\Delta\phi < 90°$ beträgt in Photoproduktion nur 2% und für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung 16%.

$b\bar{b}$–Ereignisse aus Photoproduktion:
Die prozentualen Anteile der Ereigniszahlen für die vier verschiedenen Ladungs- und Winkelkombinationen sind wieder mit den theoretisch berechneten aus Tabelle 2.4 zu vergleichen. Für Photoproduktionsereignisse sind diese Zahlen sowohl für die *echten* als auch für alle rekonstruierten Myonen in guter Übereinstimmung mit den aus den Verzweigungsverhältnissen berechneten Anteilen.

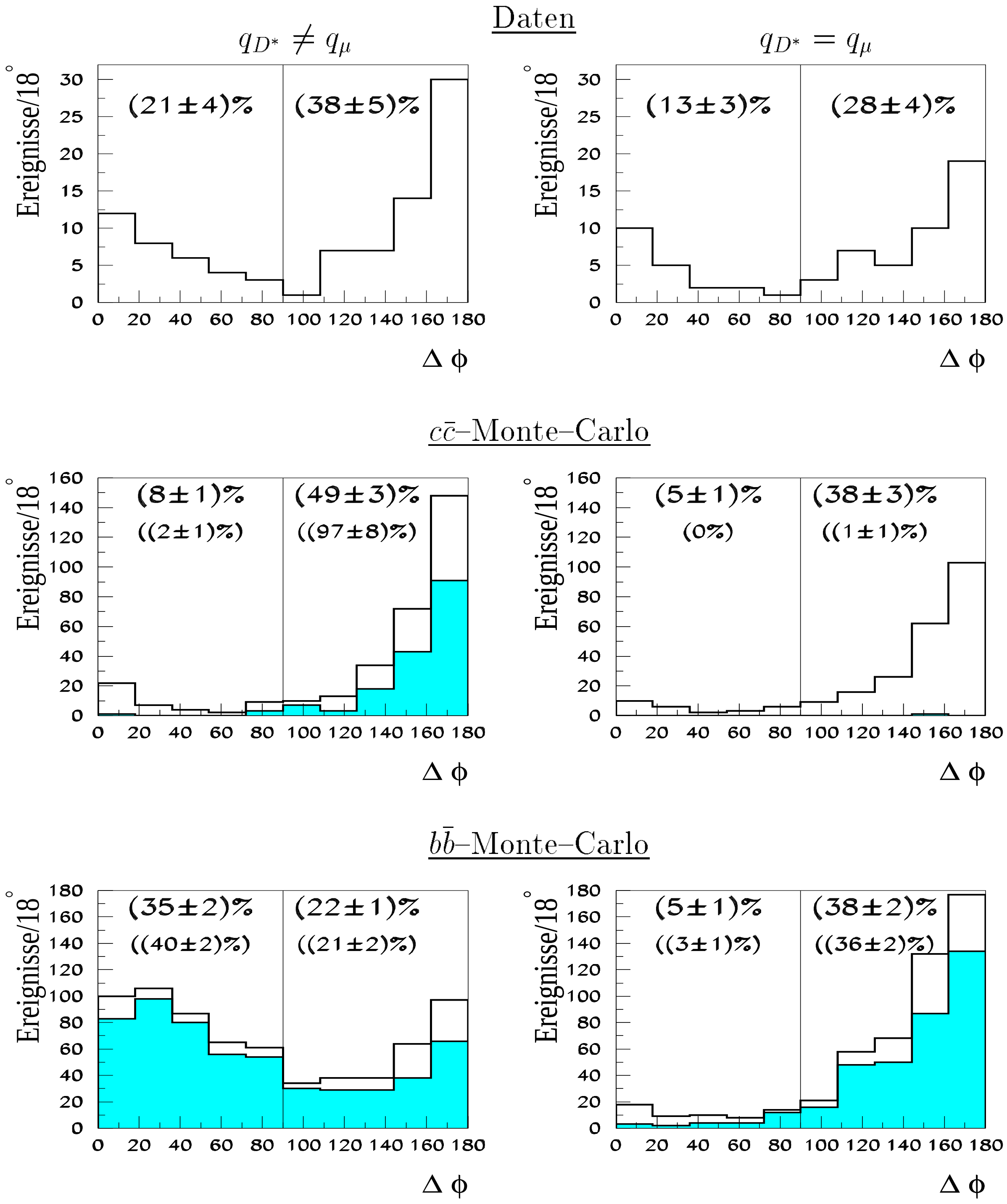


Abbildung 6.6: *$\Delta\phi$–Verteilungen für die* **Daten**, **$c\bar{c}$–Monte–Carlo–Ereignisse** *und* **$b\bar{b}$–Monte–Carlo–Ereignisse** *aus* **Photoproduktion**. *Es sind alle Ereignisse gezeigt, in denen ein D^*–Kandidat rekonstruiert und ein Myon identifiziert werden (weiß). In den Monte–Carlo–Verteilungen sind auch diejenigen Ereignisse aufgetragen, in denen das identifizierte Myon ein echtes Myon ist (grau). Die Prozentangaben beziehen sich auf die Anzahl der Einträge für alle vier Ladungs- und Winkelkombinationen. In Klammern stehen die Angaben für die echten Myonen. Die absolute Anzahl der Einträge wurde nicht normiert. Die Fehler auf die Prozentangaben wurden berechnet aus dem relativen Fehler auf die Anzahl der Einträge pro Kombination multipliziert mit dem ermittelten prozentualen Anteil dieser Kombination.*

6.2.4 Zusammenfassung der Ereigniszahlen aus Daten und Monte–Carlo–Simulation

Für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen ergeben sich nach der Rekonstruktion die in Tabelle 6.4 zusammengefaßten Zahlen. In Klammern stehen die sich aus der Simulation ergebenden Anzahlen von Ereignissen mit *echten* Myonen. Auf der linken Seite stehen die Ergebnisse für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung und auf der rechten Seite diejenigen aus Photoproduktion. Die Monte–Carlo–Ereignisse wurden auf die Luminosität der Daten normiert.

In Abbildung 6.7 sind die Zahlen aus Tabelle 6.4 graphisch zusammengefaßt. Die Anzahlen der D^*–Myon–Ereignisse im Signal $\mathrm{N}(D^*\mu)$ in den Daten und in der Monte–Carlo–Simulation sind getrennt für die vier möglichen Ladungs– und Winkelkombinationen für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung und aus Photoproduktion aufgetragen. In der unteren Darstellung sind alle Ereignisse aus dem gesamten kinematischen Bereich $0 < Q_e^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ zusammengefaßt.

- $\boldsymbol{q_{D^*} \neq q_\mu}$ **und** $\boldsymbol{\Delta\phi < 90°}$: Der zweitgrößte Beitrag aus b–Zerfall ist theoretisch für diese Kombination zu erwarten. In der Tat beschreibt die $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung allein hier die Daten nicht. Erst die Summe der Beitäge aus der $c\bar{c}$– und der $b\bar{b}$–Simulation ist innerhalb der statistischen Fehler mit der Anzahl in den Daten vergleichbar.

- $\boldsymbol{q_{D^*} \neq q_\mu}$ **und** $\boldsymbol{\Delta\phi \geq 90°}$: Für diese Kombination sind sowohl Beiträge aus c– als auch aus b–Zerfall zu erwarten. Die $c\bar{c}$–Ereignissimulation beschreibt die Daten innerhalb der statistischen Fehler. Es ist keine Aussage darüber möglich, ob auch b–Zerfall beiträgt.

- $\boldsymbol{q_{D^*} = q_\mu}$ **und** $\boldsymbol{\Delta\phi < 90°}$: Es ist weder ein Beitrag aus c– noch aus b–Zerfall zu erwarten, und auch hier sind die Daten sehr gut durch die Simulation beschrieben.

- $\boldsymbol{q_{D^*} = q_\mu}$ **und** $\boldsymbol{\Delta\phi \geq 90°}$: Sowohl ausschließlich die $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation als auch Beiträge beider schwerer Quarks sind mit den Daten vergleichbar.

Die Ereigniszahlen aus der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation sind mit den gemessenen innerhalb des statistischen Fehlers miteinander verträglich. Insgesamt wird aber in der Simulation die Anzahl der rekonstruierten D^*–Myon–Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung leicht unterschätzt. Für Ereignisse aus Photoproduktion beschreibt die $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation die Daten sehr gut.

Bei der Normierung der Monte–Carlo–Ereignisse auf die Daten wurde für die Produktion von $b\bar{b}$–Paaren der kleinste bisher bei H1 gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to b\bar{b}X)$ zugrundegelegt (s. Abschnitt 6.1). Die ermittelten Anzahlen von D^*–Myon–Ereignissen aus dem Zerfall von $b\bar{b}$–Paaren sind also lediglich eine untere Abschätzung. Sie ist mit den Daten in dieser Analyse gut verträglich.

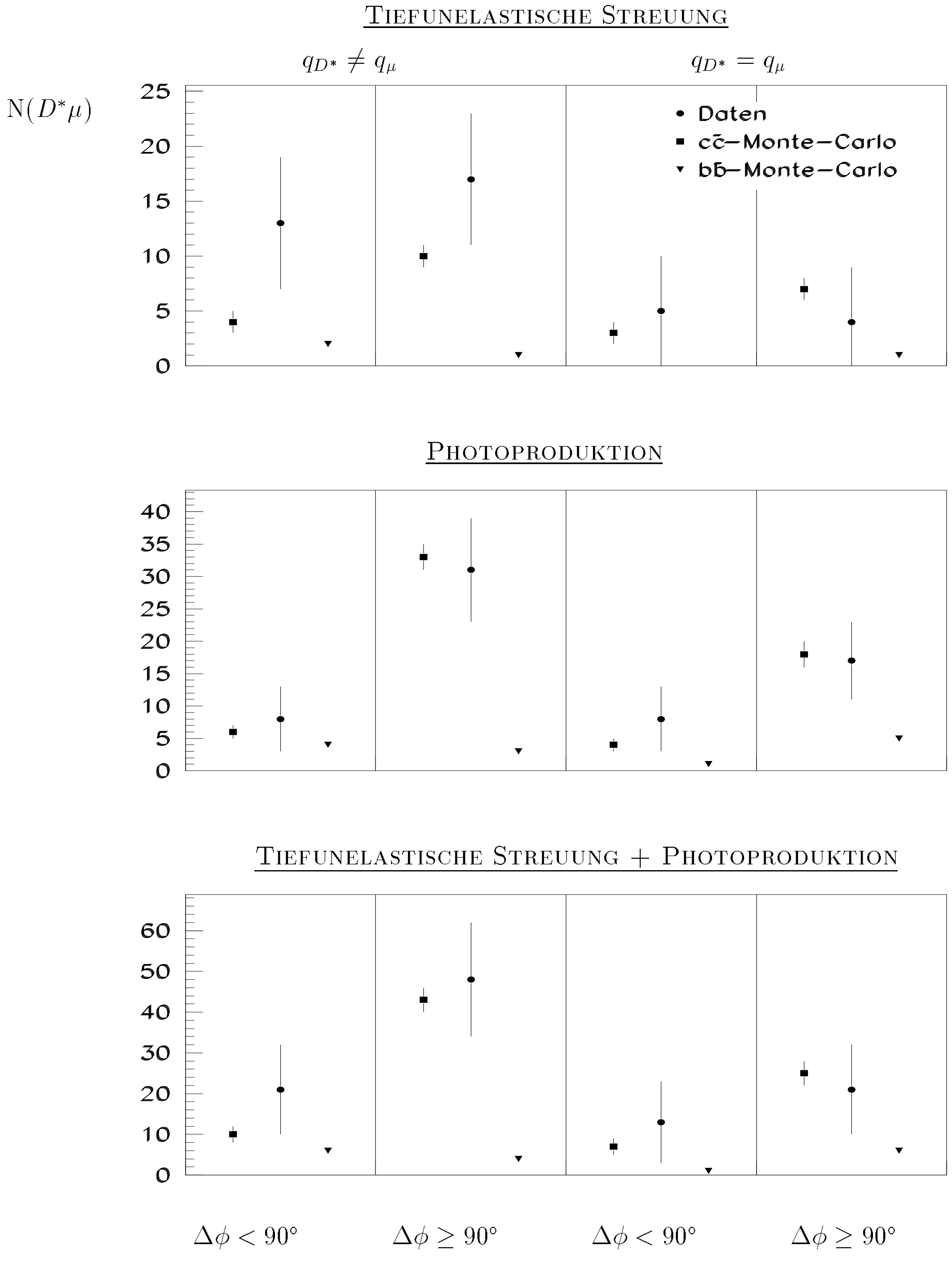


Abbildung 6.7: *Anzahl der D^*–Myon–Ereignisse im Signal N($D^*\mu$) in den Daten, in der $c\bar{c}$– und in der $b\bar{b}$–Monte–Carlo–Simulation normiert auf die Luminosität der Daten. Es wurden die Zahlen für die vier möglichen Ladungs– und Winkelkombinationen getrennt aufgetragen. Die Fehlerbalken enthalten ausschließlich die statistischen Fehler.*

Die Addition der Beiträge aus $c\bar{c}$– und $b\bar{b}$–Zerfällen zeigt, daß auch die doppelte Anzahl von D^*–Myon–Ereignissen aus $b\bar{b}$–Produktion und damit ein größerer Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to b\bar{b}X)$ mit den Daten verträglich sind.

Nur für die zweite Kombination von links in Abbildung 6.7 ist ein Signal aus c–Zerfall zu erwarten. Daher sollte es sich bei allen anderen Kombinationen in der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation ausschließlich um fehlidentifizierte Myonen handeln. Den Abbildungen 6.5 und 6.6 ist zu entnehmen, daß in der Tat keine *echten* Myonen für die Ladungskombination $q_{D^*} = q_\mu$ gefunden werden. Gehen wir davon aus, daß der Zerfall von b–Quarks wie beschrieben zu den gemessenen D^*–Myon–Ereignissen beiträgt, dann überschätzt die $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation die Daten für die Kombination $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ leicht. Die Anzahl an falsch identifizierten Myonen ist für diese Kombination größer als bei den anderen beiden Kombinationen, für die kein Beitrag aus c–Zerfall zu erwarten ist.

Tiefunelastische Streuung

Photo–produktion

Daten

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	17 ± 7	4 ± 5
$\Delta\phi < 90°$	13 ± 6	5 ± 5

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	31 ± 8	17 ± 7
$\Delta\phi < 90°$	7 ± 5	8 ± 5

$c\bar{c}$–Monte–Carlo

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	10 ± 1 (5 ± 1)	7 ± 1 (0)
$\Delta\phi < 90°$	4 ± 1 (1 ± 0)	3 ± 1 (0)

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	33 ± 2 (21 ± 2)	18 ± 2 (0)
$\Delta\phi < 90°$	6 ± 1 (1 ± 0)	4 ± 1 (0)

$b\bar{b}$–Monte–Carlo

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	1 ± 0 (1 ± 0)	1 ± 0 (1 ± 0)
$\Delta\phi < 90°$	2 ± 0 (2 ± 0)	0 ± 0 (0 ± 0)

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	3 ± 0 (2 ± 0)	5 ± 0 (4 ± 0)
$\Delta\phi < 90°$	5 ± 0 (4 ± 0)	1 ± 0 (0 ± 0)

Tabelle 6.4: *Ereigniszahlen nach Rekonstruktion von D^*–Myon–Ereignissen für die vier Ladungs– und Winkelkombinationen. In Klammern sind die aus der Monte–Carlo–Simulation ermittelten Anzahlen von Ereignissen mit* echten *Myonen angegeben.*

6.3 Anzahl von D^*–Myon–Ereignissen nach Abzug des Myonuntergrundes

Der größte Teil der D^*–Myon–Ereignisse stammt aus dem Zerfall und der Hadronisation von c–Quarks. Zur Abschätzung des Myonuntergrundes dient daher die $c\bar{c}$–Ereignissimulation. Sie sagt voraus, daß in tiefunelastischer Streuung in 50% der rekonstruierten Ereignisse mit der *richtigen* $c\bar{c}$–Kombination und in 25% mit der Kombination $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ das identifizierte Myon tatsächlich aus dem Zerfall eines c–Quarks stammt (siehe Tabelle 6.4, $c\bar{c}$–Monte–Carlo). Unter Berücksichtigung dieser prozentualen Anteile an Signalereignissen mit *echten* Myonen in den Daten ergeben sich die in Tabelle 6.5 zusammengefaßten Anzahlen von D^*–Myon–Ereignissen.

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	9 ± 3	0
$\Delta\phi < 90°$	3 ± 2	0

Tabelle 6.5: *Anzahl der D^*–Myon–Ereignisse aus* **tiefunelastischer Streuung** *nach Abzug des aus der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation bestimmten Myonuntergrundes.*

Bei Photoproduktionsereignissen sagt die $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation für die *richtige* $c\bar{c}$–Kombination 64% sowie für $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ 17% der Signalereignisse mit *echten* Myonen voraus. Bei der Berechnung dieser relativen Beiträge für die Daten ergeben sich die Zahlen von D^*–Myon–Ereignissen in Tabelle 6.6.

	$q_{D^*} \neq q_\mu$	$q_{D^*} = q_\mu$
$\Delta\phi \geq 90°$	20 ± 5	0
$\Delta\phi < 90°$	1 ± 1	0

Tabelle 6.6: *Anzahl der D^*–Myon–Ereignisse aus* **Photoproduktion** *nach Abzug des aus der $c\bar{c}$–Monte–Carlo–Simulation bestimmten Myonuntergrundes.*

Innerhalb der großen statistischen Fehler stimmen die Ergebnisse sehr gut mit den Vorhersagen der Monte–Carlo–Simulation für $c\bar{c}$–Ereignisse überein (Tabelle 6.4, $c\bar{c}$–Monte–Carlo, Zahlen in Klammern). Aufgrund der kleinen Statistik und der damit verbundenen großen Fehler ist keine Aussage darüber möglich, ob $b\bar{b}$–Ereignisse gemessen wurden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die Messung von D^*–Myon–Koinzidenzen mit dem H1–Detektor ist Gegenstand der vorliegenden Analyse. Dazu werden D^*–Kandidaten über den Zerfallskanal $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_s^\pm \rightarrow (K^\mp\pi^\pm)\pi_s^\pm$ rekonstruiert und die Massenverteilung $\Delta M \equiv M(D^*) - M(D^0)$ durch eine geeignete Funktion angepaßt. Danach werden in den Daten mit einem rekonstruierten D^*–Kandidaten Myonen selektiert und erneut die Massenverteilung ΔM für alle diese Ereignisse untersucht.
Aus technischen Gründen wird stets zwischen den beiden kinematischen Bereichen der tiefunelastischen Streuung und der Photoproduktion unterschieden.

Die Produktion schwerer Quarks erfolgt hauptsächlich über den Prozeß der Boson–Gluon–Fusion, in dem gleichzeitig ein Paar schwerer Quarks, $c\bar{c}$ oder $b\bar{b}$, entsteht. Die Messung von D^*–Myon–Koinzidenzen wird verwendet, um solche Quarkpaare nachzuweisen. Die Bestimmung der Quarksorte wird durch die Untersuchung der Ladungs– und Winkelkorrelationen zwischen dem D^*–Meson und dem Myon möglich.

Diese Korrelation ist für D^*-Myon-Paare aus $c\bar{c}$-Ereignissen bis auf Verschmierungseffekte, die besonders bei tiefunelastischer Streuung wichtig sind, festgelegt: Das D^*-Meson und das Myon tragen verschiedene Ladung und fliegen in der $r\phi$–Ebene in gegenüberliegende Detektorhemisphären, schließen also einen Winkel $\Delta\phi \geq 90°$ ein. Für diese Korrelation kann die ΔM-Verteilung mit einem guten Signal- zu Untergrundverhältnis gemessen werden. Jedoch werden auch schwache Signale für andere Winkel- und Ladungskorrelationen gemessen, die für die Produktion eines $b\bar{b}$-Paares und dessen Hadronisation bzw. semileptonischen Zerfall zu erwarten sind.

Der Vergleich der Anzahl von D^*–Myon–Ereignissen aus den Daten mit den theoretischen Vorhersagen erfolgt im einzelnen für die vier verschiedenen Ladungs– und Winkelkorrelationen:

- $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$,
- $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$,
- $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$ und
- $q_{D^*} = q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$.

Es stellt sich heraus, daß für Photoproduktionsereignisse die Simulation von $c\bar{c}$–Ereignissen die Daten innerhalb der statistischen Fehler gut beschreibt. Daher ist nicht zu entscheiden, ob auch $b\bar{b}$–Ereignisse beitragen. Für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung beschreibt die Simulation die Daten innerhalb der großen statistischen Fehler ebenfalls recht gut, jedoch liegen die Anzahlen der D^*–Myon–Ereignisse für die ersten drei Kombinationen unter den Zahlen in den Daten. Die Summe der $c\bar{c}$– und $b\bar{b}$–Ereignisse aus der Simulation beschreibt für tiefunelastischer Streuung die Daten besser als ausschließlich Ereignisse aus $c\bar{c}$–Produktion. Außerdem treten in den Daten für tiefunelastische Streuung Verschmierungseffekte in der $\Delta\phi$–Verteilung auf, die durch die Simulation von $c\bar{c}$–Ereignissen nicht beschrieben werden und in den Daten für Photoproduktion nicht beobachtet werden.

Anhand der theoretischen Vorhersagen erfolgte zum Abschluß eine Abschätzung des Myonuntergrundes und damit eine Bestimmung der erwarteten Anzahl für untergrundfreie D^*–Myon–Ereignisse innerhalb der Analyseschnitte. Für Ereignisse aus tiefunelastischer Streuung sind danach gemessen:

- 9 ± 3 Ereignisse für $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ und
- 3 ± 2 Ereignisse für $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$.

Für Photoproduktion wurden folgende Ereigniszahlen bestimmt:

- 20 ± 5 Ereignisse für $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi \geq 90°$ und
- 1 ± 1 Ereigniss für $q_{D^*} \neq q_\mu$ und $\Delta\phi < 90°$.

Innerhalb der sehr großen Fehler stimmen diese Zahlen gut mit der theoretischen Vorersage überein.

Die nur kleinen Transversalimpulse von c–Quarks führen dazu, daß die Effizienz für deren Erkennung sehr klein ist. Da hochenergetische Hadronen im Detektor fälschlicherweise Myonsignaturen aufweisen können, müssen an die als Myonen identifizierten Teilchen Qualitätsforderungen gestellt werden, um den Untergrund zu reduzieren. Diese Forderungen führen zu einer nur kleinen Statistik für D^*–Myon–Koinzidenzen. Eine wichtige Aufgabe wird es sein, mehr Daten zu akkumulieren und diese in der gleichen Weise auszuwerten, aber die Schnitte auf die Myonqualität zu erhöhen. Eine weitere Möglichkeit zur Vergrößerung der Statistik ist die Messung von D^*–Elektron–Korrelationen.

Das Ergebnis dieser Arbeit zeigt, daß die Messung von D^*–Myon–Korrelationen grundsätzlich möglich ist und diese gut durch theoretische Vorhersagen beschrieben werden. Um aber die Resultate noch besser verstehen zu können, muß zunächst der Myonuntergrund verringert und weiterhin der Beitrag von aufgelösten Prozessen in Photoproduktion bestimmt werden. Weitere Studien zum Vergleich der Daten mit nicht störungstheoretisch berechenbaren Vorhersagen, wie z. B. ein intrinsischer Transversalimpuls eines der einlaufenden Teilchen, sind wünschenswert. Möglicherweise bietet einer dieser Prozesse eine Erklärung für die breitere $\Delta\phi$–Verteilung in den Daten als in der hier untersuchten Monte–Carlo–Simulation.

Anhang A

Spur– und Myonselektion von Lee West

A.1 Spurselektion

kombinierte Spuren			Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	$0,120\,\mathrm{GeV/c}$	p_t	$>$	$0,120\,\mathrm{GeV/c}$
θ	$>$	$0,0°$	θ	$>$	$6,0°$
	$<$	$180,0°$		$<$	$25,0°$
$\lvert dca \rvert$	$<$	$5,0\,\mathrm{cm}$	R_0	$<$	$10,0\,\mathrm{cm}$
R_{start}	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$	$\chi^2_{Spuranpassung}$	$<$	$10,0$
zentrale Spuren			$\chi^2_{Vertexanpassung}$	$<$	$25,0$
p_t	$>$	$0,100\,\mathrm{GeV/c}$	$N_{planare\,Segmente}$	$\geq$	1
θ	$>$	$20,0°$	$N_{Segmente}$	$\geq$	2
	$<$	$160,0°$	σ_p/p	$<$	1
$\lvert dca \rvert$	$<$	$2,0\,\mathrm{cm}$			
R_{start}	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$			
Spurlänge	$>$	$10,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 150°$			
Spurlänge	$>$	$5,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$			

Tabelle A.1: *Schnitte der Spurselektion.*

A.2 Myonselektion

vordere Endkappe			hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6	$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
Barrel			**Kalorimetermyonen**		
ρ	$<$	100 cm	μ-*Qualität*	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	*Separationswinkel*	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2			
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5			
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2			

Tabelle A.2: *Schnitte der Myonselektion.*

Die Abkürzungen bedeuten:

- ρ, ρ_x, ρ_y: radialer Abstand der zurückextrapolierten Eisenspur vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente
- z_0: z-Koordinate am Anfangspunkt der Eisenspur
- $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$: Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Adl98] C. Adloff *et al.*, H1 Collaboration, Nucl. Phys. **B545**(1999) 21-44.

[Aid96] S. Aid *et al.*, H1 Collaboration, Nucl. Phys. **B472**(1996) 32.

[And83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**(1983) 31.

[Aoki92] S. Aoki et al., WA75 Coll., Progr. Theor. Phys. **87**(1992) 1315.

[Ellis89] R. K. Ellis und P. Nason, Nucl. Phys. **B312**(1989) 551.

[Frix97] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, CERN–TH/97-16, hep-ph/9702287.

[H1Coll97] H1 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth., **A386**(1997) 310–347.

[Hengst96] S. Hengstmann, *Erzeugung von Φ–Mesonen in der Photoproduktion im H1–Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, 1996.

[Ing95] G. Ingelman, J.Rathsman und G. A. Schuler, *AROMA 2.2 – A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*, Hamburg 1996.

[Lang98] U. Langenegger, *A Measurement of the beauty and charm cross sections at the ep collider HERA*, Dissertation, Zürich 1998.

[Kan98] M. Kander, *Bestimmung des ep–Wirkungsquerschnittes von Beauty–Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1–Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg 1998.

[Kat97] U. Kathage, *Photoproduktion von $D^{*\pm}$–Mesonen bei HERA*, Dissertation, Kiel 1997.

[LEP96] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab., Nucl. Instr. and Meth., **A378**(1996) 101–105.

[Martin95] A. D. Martin, R. G. Roberts und W. J. Stirling, Phys. Lett. **B35**(1995) 155, hep–ph/9502336.

[Mey91] J. Meyer, *Guide to simulation program H1SIM*, Hamburg 1991.

[OPAL94] R. Akers *et al.* (OPAL Coll.), CERN PPE 94/217 (1994); LEP Coll., CERN-PPE-96/017.

[PDG98] C. Caso *et al.*, Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3**(1998) 1.

[Schm97] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ–Mesonen im H1–Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg 1997.

[Sjo93] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, CERN–TH.7112/93.

[Sjo94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82(1994) 74.

[Smith92] J. Smith und W. L. van Neerven, Nucl. Phys. **B374**(1993) 229.

[West97] Lee West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code*, Dezember 1997.

[Wolf94] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY 94-022, Februar 1994.

[Woll99] H. Wollatz, *Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg 1999.