Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Helge Wollatz
aus Kiel

Hamburg
1999

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. R. Felst
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	September 1999
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion schwerer Quarks in der Elektron-Proton-Streuung durch ihren semimyonischen Zerfall analysiert. Es wurden Ereignisse mit zwei Myonkandidaten im Polarwinkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$, die mit dem H1-Detektor bei HERA aufgezeichnet wurden, untersucht. Von einem der Myonkandidaten wurde ein minimaler Transversalimpuls von $p_{t,\mu} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ und vom anderen $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Die Massenbereiche des J/ψ- und des Υ-Mesons wurden ausgeschlossen. Mit den Daten der Jahre 1996 und 1997 stand eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 20.15\,\mathrm{pb}^{-1}$ zur Verfügung. Mit der Beschränkung auf Photoproduktion konnten 91 Ereignisse selektiert werden. Der Untergrundanteil wurde durch Analyse von Ereignissen mit einem Myonkandidaten berechnet.
Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen, die aus dem Zerfall schwerer Quarks ($Q = c, b$) stammen, wurde bestimmt zu:

$$\sigma_{vis}(ep \to e\,\mu_Q \mu_{\bar{Q}}\,X) = 13.4 \pm 3.3(\mathrm{stat})^{+3.0}_{-2.7}(\mathrm{syst})\,\mathrm{pb}.$$

Um mit dieser Messung eine Aussage über den b-Wirkungsquerschnitt zu machen, wurde der entsprechende c-Wirkungsquerschnitt subtrahiert. Dieser wurde mit einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt, die durch Vergleich mit einer Messung von D^*-Mesonen an die Daten angepaßt wurde. Der sichtbare b-Wirkungsquerschnitt stimmt im Rahmen der Fehler mit der Vorhersage für Photon-Gluon-Fusion (direkt, in führender Ordnung), berechnet durch den Monte-Carlo-Generator AROMA 2.2, überein. Das Verhältnis der Messung zur Monte-Carlo-Vorhersage ist:

$$1.47 \pm 0.55(\mathrm{stat})^{+0.52}_{-0.47}(\mathrm{syst}).$$

Analysis of Heavy Quark Production Using Events with Two Muons at HERA

Abstract

In this thesis the production of heavy quarks in electron proton collisions was analysed via their semimuonic decay. Events with two muon candidates in the polar angle range $20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$, which were taken with the H1 detector at HERA, were studied. For one muon candidate a transverse momentum of $p_{t,\mu} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ was required, for the other $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$. The invariant mass regions of the J/ψ and Υ mesons were excluded. The analysed data of the years 1996 and 1997 correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 20.15\,\mathrm{pb}^{-1}$. With the restriction to photoproduction 91 events were selected. The background fraction was calculated from the analysis of events with one muon candidate.
The visible cross section for events with two muons from the decay of heavy quarks $(Q = c, b)$ was determined to:

$$\sigma_{vis}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X) = 13.4 \pm 3.3(\mathrm{stat})^{+3.0}_{-2.7}(\mathrm{syst})\,\mathrm{pb}.$$

In order to extract the b cross section the corresponding c cross section was subtracted. This cross section was calculated from a Monte Carlo simulation and normalized to the data by comparison with a D^* measurement. The measured b cross section agrees within the errors with the expectation for photon gluon fusion in the direct process derived from the leading order Monte Carlo generator AROMA 2.2. The ratio of the measurement to the Monte Carlo expectation is:

$$1.47 \pm 0.55(\mathrm{stat})^{+0.52}_{-0.47}(\mathrm{syst}).$$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, die Natur auf fundamentaler Ebene zu verstehen. Durch theoretische Modelle und experimentelle Untersuchungen wirkt die Elementarteilchenphysik mit, das Wissen über die grundlegenden Bausteine der Natur und ihre Wechselwirkungen zu erweitern. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist die Materie aus sechs Quarks (u, d, s, c, b, t) und sechs Leptonen (e, ν_e, μ, ν_μ τ, ν_τ) aufgebaut. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch drei massive Eichbosonen (Z^0, $W^\pm$) und das masselose Photon (γ) vermittelt. Die starke Wechselwirkung wird durch den Austausch von acht Gluonen beschrieben.
Den Beginn der Physik schwerer Quarks (c, b) stellt die Entdeckung des J/ψ-Mesons im Jahre 1974 dar. Beim J/ψ-Meson handelt es sich um einen gebundenen Zustand eines $c\bar{c}$-Paares. Das b-Quark wurde wenige Jahre später (1977) in der Form des Υ-Mesons ($b\bar{b}$) entdeckt. Später wurden auch Mesonen gefunden, die aus der Kombination von c- bzw. b-Quarks mit leichteren Quarks bestehen.
In der Elektron-Proton-Streuung bei HERA werden schwere Quarks dominant durch den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion erzeugt. Dabei wechselwirkt ein vom Elektron abgestrahltes Photon mit einem Gluon aus dem Proton und kann so ein Paar schwerer Quarks erzeugen. Die Produktion von c-Quarks ist bei HERA vor allem durch Analyse von D^*-Mesonen untersucht worden. Der gemessene c-Wirkungsquerschnitt liegt leicht über der theoretischen Erwartung, die aber mit starken Unsicherheiten behaftet ist. Auf Grund der größeren Masse der b-Quarks sollte die Vorhersage für den Produktionswirkungsquerschnitt mit deutlich kleineren Unsicherheiten behaftet sein als für c-Quarks. Theoretische Vorhersagen für den Anteil von Ereignissen mit schweren Quarks, in denen ein hadronischer Bestandteil des Photons an der Wechselwirkung teilnimmt, sind sehr unsicher. Erste Messungen haben allerdings ergeben, daß der b-Wirkungsquerschnitt signifikant größer ist als durch die Theorie vorausgesagt. Diese Messungen basierten auf dem Nachweis schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen, wobei Ereignisse mit einem Myon analysiert wurden.
Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen, um durch eine unabhängige Methode das Ergebnis dieser Analysen zu testen. Da das Verzweigungsverhältnis schwerer Quarks in Myonen in der Größenordnung von 10% liegt, stehen zwar nur wenige Ereignisse mit zwei Myonen zur Analyse zur Verfügung, wird aber aus den bestehenden Messungen eine Erwartung für Ereignisse mit zwei Myonen aus b-Quarks bestimmt, sollte trotzdem eine ausreichende Anzahl von Ereignissen zu finden sein.
Die Arbeit beginnt mit einem Überblick über den Speicherring HERA und einer Be-

schreibung des Experimentes H1 in **Kapitel 1**.
In **Kapitel 2** werden die Kinematik der *ep*-Streuung sowie einige ihrer Grundlagen erläutert. Außerdem wird auf die Produktion und den Zerfall schwerer Quarks eingegangen.
In **Kapitel 3** wird die Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten an Hand von Untersuchungen an Monte-Carlo-Generatoren motiviert, und die Eigenschaften von Ereignissen mit schweren Quarks werden untersucht.
Die Rekonstruktion der Ereignisse und die Selektion der für diese Analyse verwendeten Ereignisse mit zwei Myonkandidaten werden in **Kapitel 4** beschrieben.
Kapitel 5 beschäftigt sich mit der für die vorliegende Analyse sehr wichtigen Bestimmung des zu erwartenden Untergrundes. Es beinhaltet die Selektion der dazu benötigten Datensätze und schließt mit dem Vergleich verschiedener Methoden, den Untergrund zu berechnen.
Nach einem kurzen Überblick über das mehrstufige Triggersystem des H1-Experimentes werden in **Kapitel 6** die verwendeten Trigger beschrieben und ihre Effizienzen bestimmt. Desweiteren werden diese Effizienzen mit den Vorhersagen aus Monte-Carlo-Simulationen verglichen.
In **Kapitel 7** wird zunächst ein Vergleich der Daten der Jahre 1996 und 1997 durchgeführt. Darauf wird zusammen mit den Ergebnissen der Kapitel 4 bis 6 ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen, die aus dem Zerfall schwerer Quarks stammen, angegeben. Dieser wird mit den Vorhersagen des Generators AROMA 2.2 verglichen. Abschließend werden systematische Unsicherheiten diskutiert, und das Ergebnis der vorliegenden Arbeit wird mit anderen Analysen, die die Messung des *b*-Wirkungsquerschnittes zum Ziel hatten, verglichen.

Kapitel 1

Das Experiment

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA. Zunächst wird sie mit ihren wichtigsten Parametern kurz vorgestellt. Anschließend wird auf das H1 Experiment mit seinen für diese Analyse wichtigen Komponenten eingegangen.

1.1 Der HERA-Speicherring

HERA ist der weltweit einzige Speicherring, in dem Positronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. In zwei separate Strahlrohre, die sich in einem 6336 m langen Ringtunnel befinden, werden Positronen und Protonen in Form von Teilchenpaketen injiziert und auf 27.5 GeV bzw. auf 820 GeV beschleunigt. Daraus resultiert eine Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. Das ist um ca. zwei Größenordnungen höher als in Fixed-Target-Experimenten. Um die gleiche Schwerpunktenergie zu erreichen, müßte ein Positronenstrahl eines Fixed-Target-Experimentes auf ca. 52 TeV beschleunigt werden.
In Abbildung 1.1 ist HERA mit ihren Vorbeschleunigern und Experimenten dargestellt. In der Experimentierhalle Nord befindet sich das H1-Experiment und im Süden das ähnliche Experiment ZEUS. In der Experimentierhalle Ost befindet sich der HERMES-Detektor, der zur Untersuchung der Spinstruktur von Protonen und Neutronen dient. Bei HERA-B in der Experimentierhalle West soll CP-Verletzung in Zerfällen von B-Mesonen gemessen werden.

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [Abt97] ist ein aus mehreren verschiedenen Subdetektoren aufgebauter Multifunktionsdetektor. Auf Grund der Kinematik der zu registrierenden Ereignisse ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut und in Richtung des Protonstrahls aufwendiger instrumentiert. Abbildung 1.2 zeigt eine perspektivische Darstellung des H1-Detektors. Das Strahlrohr (1) ist umgeben von einem Spurkammersystem. Dieses besteht aus zentralen Kammern (2) und den Vorwärtsspurkammern (3). Die Spurkam-

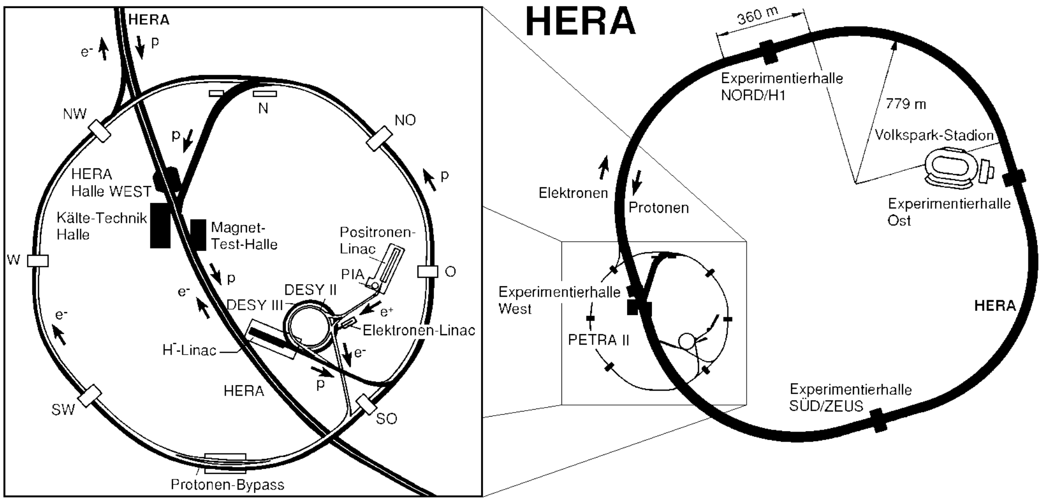

Abbildung 1.1: *Die Speicherringanlage HERA (rechts) und ihre Vorbeschleuniger (links)*

mern sind von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben, das sich wiederum in einem Kryostaten (15) befindet. Das Kalorimeter gliedert sich in einen elektromagnetischen (4) und einen hadronischen Teil (5). Eine supraleitende Spule (6) umgibt Kalorimeter und Spurkammern. Sie erzeugt ein parallel zur z-Achse verlaufendes Magnetfeld von 1.2 T. Das Eisenjoch (10) dient sowohl der Rückführung des magnetischen Flusses als auch zusammen mit den Myonkammern (9) dem Nachweis von Myonen. Hierzu ist das Eisenjoch mit Streamerrohrkammern instrumentiert (instrumentiertes Eisen). Zur Messung von hochenergetischen Myonen stehen in Vorwärtsrichtung ein Toroidmagnet (11) und Driftkammern (9) zur Verfügung. Zum Nachweis des gestreuten Positrons dient ein rückwärtiges Kalorimeter (12), das seit 1995 ein Spaghetti-Kalorimeter ist. Unmittelbar vor dem SpaCal[1] liegt die rückwärtige Driftkammer (BDC).

1.2.1 Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem (siehe Abbildung 1.3) ist ein rechtshändiges System. Die z-Achse wird durch die Richtung des einlaufenden Protons definiert. Die x-Achse zeigt in Richtung des Mittelpunktes der HERA-Anlage, die y-Achse zeigt nach oben. Als Vorwärtsrichtung wird der Bereich kleiner Polarwinkel in Richtung des auslaufenden Protons bezeichnet, als Rückwärtsrichtung entsprechend der Bereich großer Polarwinkel.

[1] **Spa**ghetti **Cal**orimeter

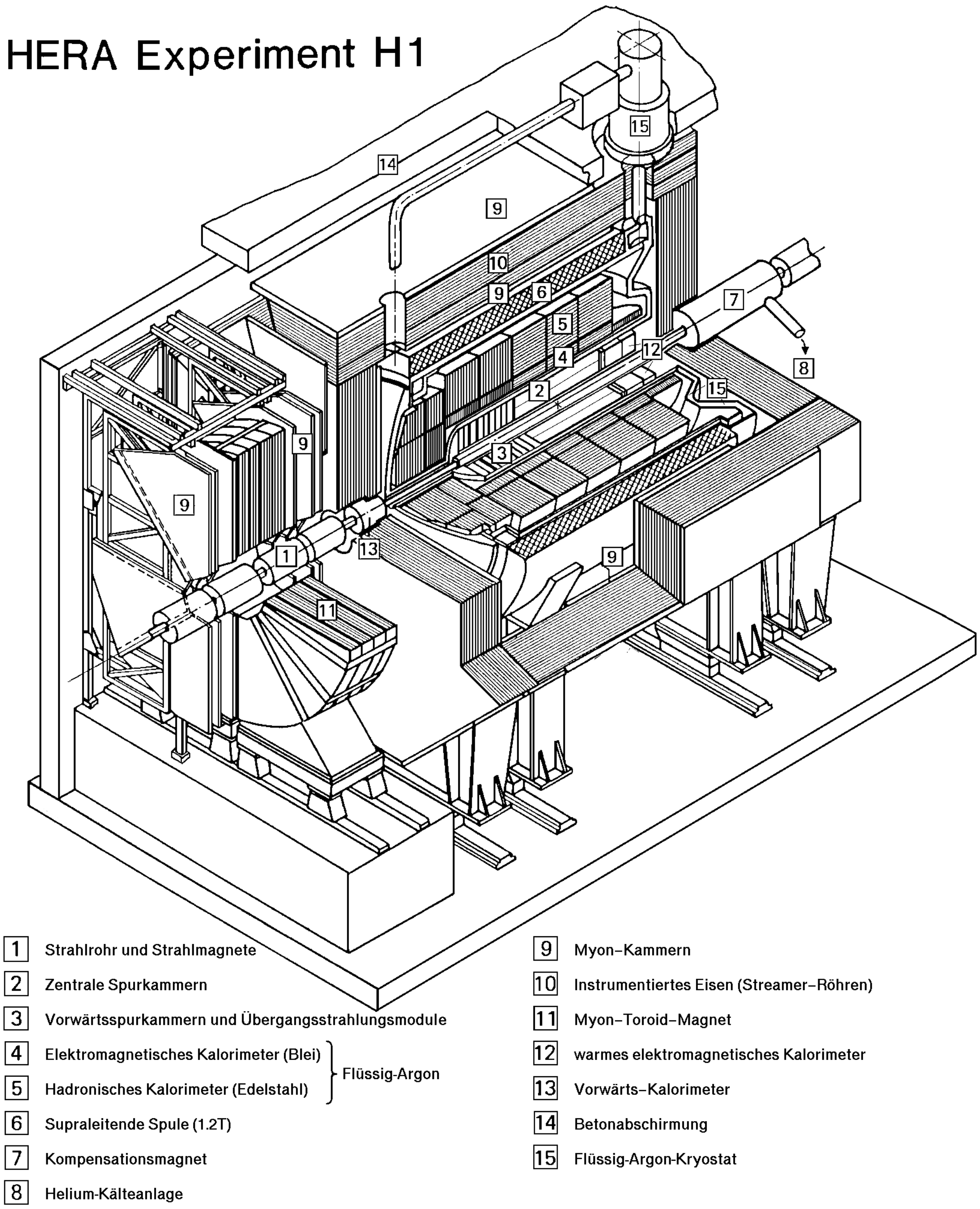

Abbildung 1.2: *Perspektivische Darstellung des H1-Detektors*

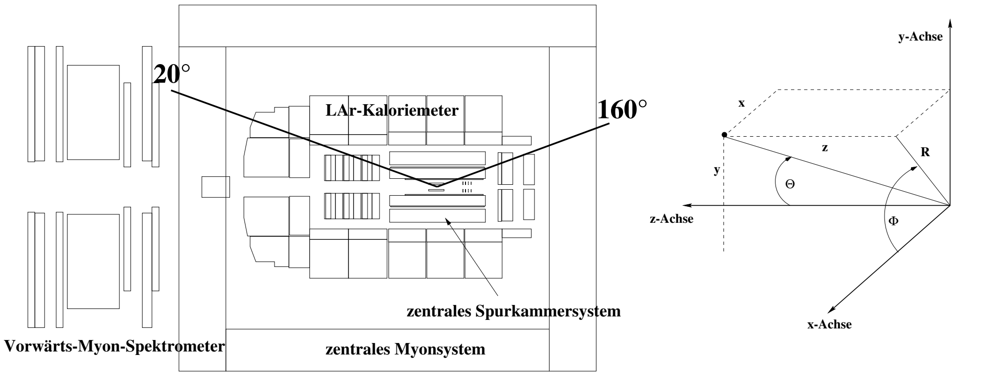

Abbildung 1.3: *Das H1-Koordinatensystem (rechts) und der H1-Detektor (links). Eingezeichnet ist der für diese Analyse betrachtete Polarwinkelbereich.*

1.2.2 Die Spurkammern

Die Spurkammern dienen zur Rekonstruktion und Identifikation geladener Teilchen. Desweiteren liefern sie Triggersignale zur Ereignisauswahl. Das Spurkammersystem des H1-Detektors gliedert sich in einen vorderen und einen zentralen Teil, um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß auf Grund der unterschiedlichen Energien von Proton und Positron viele Teilchen unter sehr kleinen Polarwinkeln θ erzeugt werden. Diese beiden Bestandteile sind im Aufbau vollkommen unabhängig und dem jeweiligen Polarwinkelbereich angepaßt.

Das vordere Spurkammersystem

Der Polarwinkelbereich $5° < \theta < 25°$ wird vom vorderen Spurkammersystem überdeckt. Es gliedert sich in drei identische sogenannte Supermodule. Der Aufbau dieser Module ist wie folgt:

- Drei gegeneinander gedrehte, planare Driftkammern mit parallelen, senkrecht zur Strahlachse gespannten Signaldrähten. Dies ermöglicht eine Messung der xy-Koordinate einer Teilchenspur.
- Zur Erzeugung eines schnellen Triggersignals eine Vieldraht-Proportionalkammer.
- Ein Übergangsstrahlungsmodul, das zur Teilchenidentifikation dient.
- Eine Driftkammer mit radial zur Strahlachse gespannten Signaldrähten.

Das zentrale Spurkammersystem

Der Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ wird vom zentralen Spurkammersystem überdeckt. Es umfaßt die Jetkammern CJC1 und CJC2, die Driftkammern CIZ und COZ

sowie die Proportionalkammern CIP und COP, die konzentrisch um die Strahlachse liegen.
Bei den **zentralen Jetkammern** handelt es sich um zwei voneinander unabhängig arbeitende Driftkammern. Die innere Kammer (CJC1) unterteilt sich in 30 Segmente mit jeweils 24 Signaldrähten, die äußere Kammer (CJC2) ist in 60 Segmente mit jeweils 32 Signaldrähten unterteilt. Die radiale Länge beträgt 24.4 cm bzw. 29.6 cm. In der $r\phi$-Ebene beträgt die Ortsauflösung $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m. Die Signaldrähte werden von beiden Seiten ausgelesen, somit ist eine Bestimmung der z-Komponente durch Ladungsteilung möglich. Die Ortsauflösung beträgt jedoch nur $\sigma_z = 22$ mm. Desweiteren wird der Energieverlust im Kammergas gemessen. Damit ist eine begrenzte Teilchenidentifikation für niederenergetische Teilchen möglich.
Die **zentralen z-Kammern** (CIZ und COZ) sind modular entlang des Strahlrohrs angeordnete dünne Driftkammern. Die innere z-Kammer besteht aus 15 separaten Modulen mit jeweils vier Signaldrähten. Die äußere z-Kammer umfaßt 24 Ringe, die sich zwischen der CJC1 und CJC2 befinden. In der z-Koordinate beträgt die Ortsauflösung $\sigma_z = 0.26$ mm für die CIZ bzw. $\sigma_z = 0.20$ mm für die COZ. In der $r\phi$-Ebene wird nur eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 28$ mm bzw. $\sigma_{r\phi} = 58$ mm erreicht.
Die **zentralen Proportionalkammern** (CIP und COP) umgeben das Strahlrohr mit zwei zylindrischen Doppellagen und dienen zu Triggerzwecken. Die Anodendrähte verlaufen parallel zur z-Achse. Die Kathoden bestehen aus in z und ϕ segmentierten Flächenelementen (Pads). Die innere Kammer (CIP) ist 60-fach in z und 8-fach in ϕ unterteilt. Dabei ist die zweite Lage gegenüber der ersten um 22.5° gedreht. Dies führt zu einer tatsächlichen 16-fachen Segmentierung in ϕ.

Die rückwärtige Driftkammer

Im Rückwärtsbereich $153° < \theta < 177.5°$ ist die rückwärtige Driftkammer (BDC) unmittelbar vor dem rückwärtigen Kalorimeter installiert. Die BDC besteht aus vier Doppellagen, die in jeweils 8 Segmente unterteilt sind. Die aufeinander folgenden Doppellagen sind jeweils um $\Delta\phi = 11.25°$ gegeneinander gedreht.
Mit dieser Kammer läßt sich der Auftreffort geladener Teilchen auf das rückwärtige Kalorimeter bestimmen.

1.2.3 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter des H1-Detektors haben vielfältige Aufgaben. Sie dienen dem Nachweis von Elektronen, Myonen, neutralen Teilchen und Teilchenbündeln (Jets). Daher gibt es mehrere unterschiedliche Kalorimeter, die speziell ihrem Zweck angepaßt sind. Der rückwärtige Bereich wird durch das SpaCal abgedeckt. In extremer Vorwärtsrichtung befindet sich das Plug. Die zentralen und vorderen Spurkammern sind vom Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben. Auch das instrumentierte Eisen findet als Kalorimeter Verwendung. Es dient als sogenannter „Tail Catcher“ zum Nachweis von außerhalb der innenliegenden Kalorimeter deponierter Energie. Auf Plug und Tail Catcher wird hier nicht eingegangen, da diese Kalorimeter in dieser Analyse keine Verwendung finden.

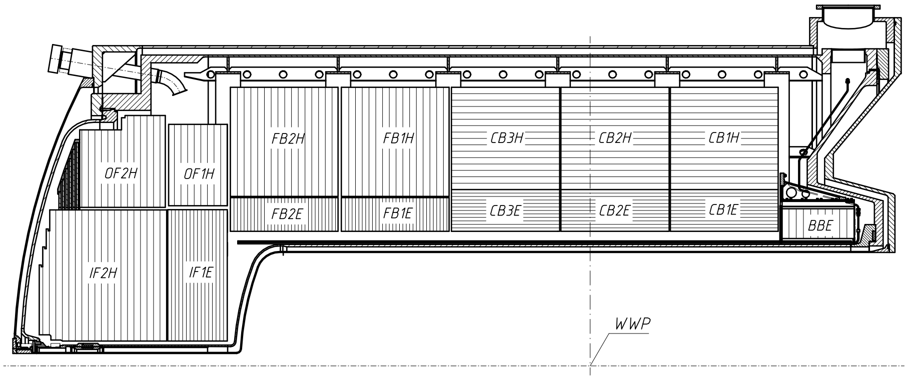

Abbildung 1.4: *Schematische Darstellung der Rad- und Zellstruktur des Flüssig-Argon-Kalorimeters mit eingezeichnetem nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP). Dicht schraffiert dargestellt ist der elektromagnetische Teil und weiter außen der hadronische Teil.*

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (Abbildung 1.4) liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Spule und überdeckt den Polarwinkelbereich $4° < \theta < 153°$. Es besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Längs der Strahlachse unterteilt es sich in acht Module. Für den Bereich $\theta > 140°$ ist nur ein elektromagnetisches Segment vorhanden, dies ist das sogenannte BBE.

- **Elektromagnetischer Teil:** Im elektromagnetischen Teil werden Absorberplatten aus Blei von 2.4 cm Stärke verwendet. In den 2.35 cm breiten Spalten zwischen den Bleiplatten befindet sich das flüssige Argon. Ca. 31000 Kanäle werden zur Datennahme ausgelesen, so daß eine feine Segmentierung für einen genauen Elektronnachweis erreicht wird. Die Energieauflösung beträgt: $\sigma_E/E = (10-13)\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$. Die Dicke beträgt im vorderen Bereich 30 und im zentralen Bereich 20 Strahlungslängen.

- **Hadronischer Teil:** Im hadronischen Teil dienen 1.9 cm dicke Platten aus Edelstahl als Absorbermaterial. Zwischen diesen Platten befindet sich das flüssige Argon. Eine feine Segmentierung ist durch ca. 13000 Datenauslesekanäle gegeben. Die Energieauflösung beträgt: $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Die Zahl der hadronischen Wechselwirkungslängen liegt zwischen vier im Zentralbereich und acht in Vorwärtsrichtung.

Das rückwärtige Kalorimeter

Seit der Datennahmeperiode 1995 befindet sich im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors das SpaCal. Es überdeckt den Polarwinkelbereich $151° < \theta < 178°$. Wie das

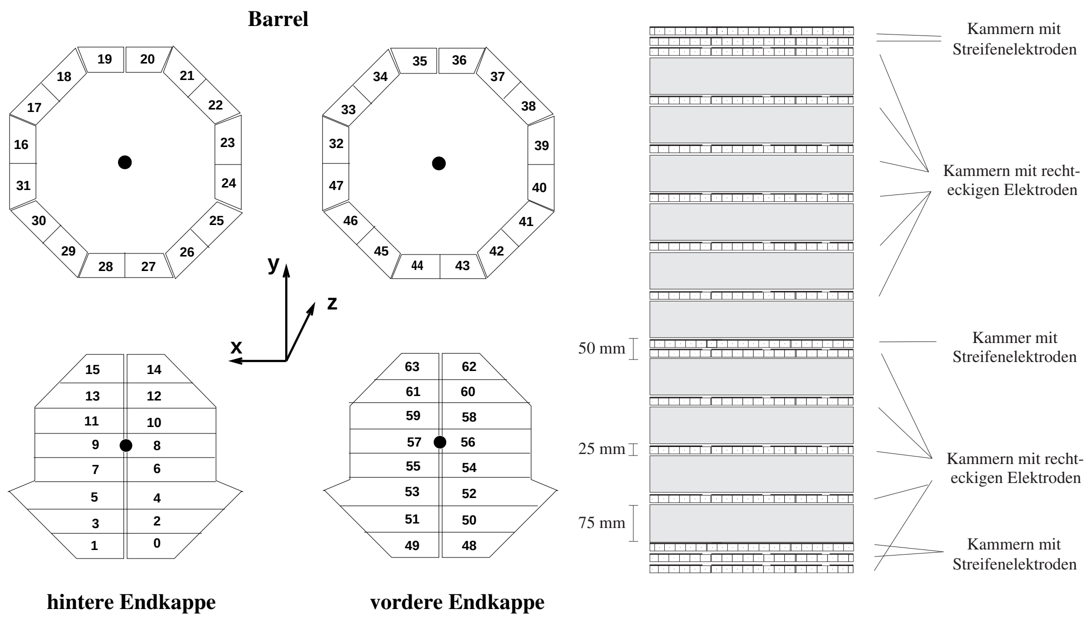

Abbildung 1.5: *Einteilung des instrumentierten Eisens in 4 Bereiche und 64 Module (links) und der Querschnitt durch ein Modul (rechts).*

Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht das SpaCal aus einem hadronischen und einem elektromagnetischen Teil. Diese haben eine Dicke von zwei hadronischen Wechselwirkungslängen bzw. 44 Strahlungslängen. Als Absorbermaterial dient Blei. Szintillierende Fiberglasfaseren mit einem Radius von 0.5 mm sind in das Blei eingelegt. Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil wurde zu $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ bestimmt. Die vier innersten Zellen des SpaCal dienen als sogenannte Veto-Lage dem Nachweis eines möglichen Energieverlustes.

1.2.4 Das zentrale Myonsystem

Das instrumentierte Eisen umschließt die supraleitende Spule und hat drei Funktionen: die Rückführung des magnetischen Flusses, die Kalorimetrie (Tail Catcher) und den Nachweis von Myonen (Myonsystem), der für diese Analyse besonders wichtig ist.
Die Abbildung 1.5 zeigt Aufbau und Instrumentierung des zentralen Myonsystems. Zehn 7.5 cm dicke Eisenplatten sind so angeordnet, daß in den neun Zwischenräumen Streamerrohrkammern Platz finden. Acht dieser Zwischenräume sind mit einer Lage Kammern versehen. Der von innen aus gezählte vierte Zwischenraum ist doppelt so breit und mit zwei Lagen instrumentiert. Zusätzlich sind außen und innen über weite Teile des Detektors jeweils drei weitere Lagen Streamerrohrkammern installiert, die sogenannten Myonboxen, so daß für den Nachweis von Myonen insgesamt sechzehn Lagen Streamerrohrkammern zur Verfügung stehen.
Eine Lage besteht aus mehreren rechteckigen Kunststoffelementen, die wiederum aus zwei Profilen zusammengesetzt sind. Ein Profil beinhaltet acht Röhren mit einem qua-

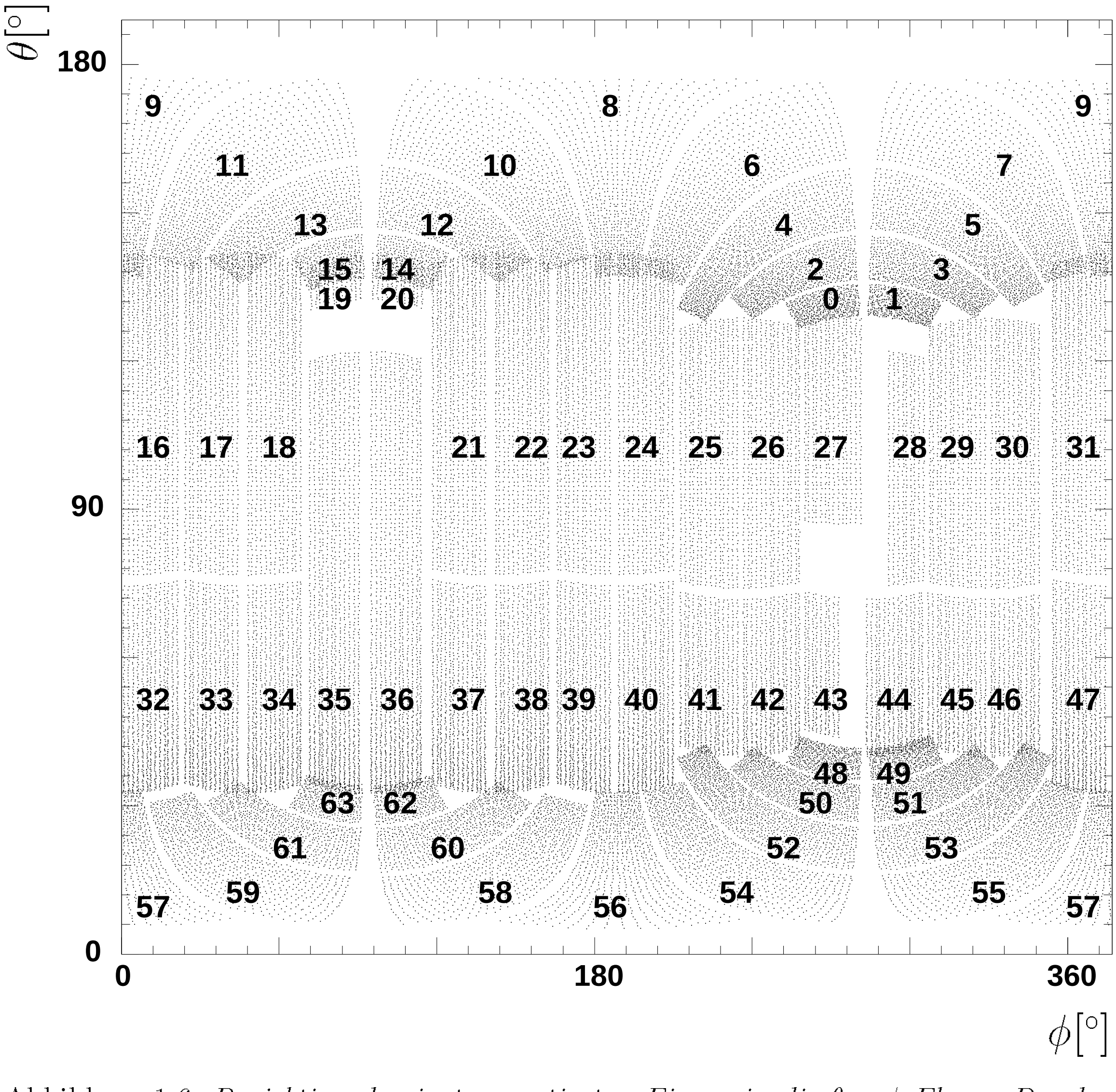

Abbildung 1.6: *Projektion des instrumentierten Eisens in die $\theta - \phi$-Ebene. Durchnumeriert sind die 64 Module des Systems. Vordere Endkappe: 0 bis 15, Barrel: 16 bis 47 und hintere Endkappe: 48 bis 63*

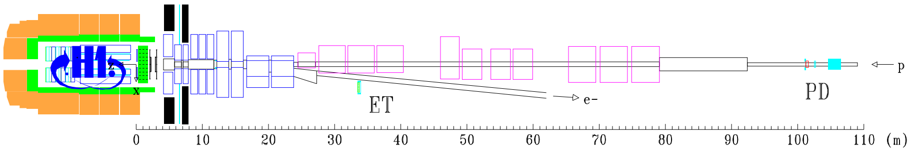

Abbildung 1.7: *Luminositätssystem mit dem Kleinwinkelelektrondetektor bei* $z = -33.4\,m$ *und dem Photondetektor bei* $z = -102.9\,m$.

dratischen Querschnitt von $9\,\mathrm{mm} \times 9\,\mathrm{mm}$. Innen sind die Wände der Röhren mit Graphit beschichtet und dienen als Kathode. In ihrer Mitte ist ein $100\,\mu$m dicker Kupfer-Beryllium Draht gespannt. Zur Ortsbestimmung in Richtung der Drähte sind auf jeweils zwei Lagen der Myonboxen und in der Doppellage streifenförmige Influenzelektroden aufgebracht. So ist eine Ortsauflösung von ca. 4 mm senkrecht zur Richtung der Drähte und ca. 1.2 cm in Drahtrichtung erreichbar.
Die weitere Aufteilung des Myonsystems läßt sich in den Abbildungen 1.5 und 1.6 erkennen. Es unterteilt sich in 64 einzelne Module. 32 dieser Module sind in Form eines Achtecks um den zentralen Bereich des Detektors angeordnet. Dies wird als das sogenannte „Barrel“ bezeichnet. Die vordere und hintere Endkappe bestehen jeweils aus 16 Modulen. In der Abbildung 1.6 sind deutlich die Bereiche des Detektors zu erkennen, die nicht instrumentiert sind.

1.2.5 Die Kleinwinkelelektrondetektoren und der Photondetektor

Zur Messung von Positronen unter sehr kleinen Streuwinkeln sind in Positronflugrichtung bei $z = -33.4$ m und $z = -44$ m die sogenannten Kleinwinkelelektrondetektoren[2] installiert. Bei ihnen handelt es sich um vollständig absorbierende Kristall-Cherenkov-Zähler. Während der Datennahmeperiode 1997 wurde bei $z = -8$ m ein weiterer Detektor im Testbetrieb genutzt.
Der Kleinwinkelelektrondetektor bei $z = -33$ m wird zusammen mit dem Photondetektor bei $z = -102.9$ m auch zur Luminositätsmessung verwendet. Dies ist in Abschnitt 4.3 beschrieben. Als Schutz vor Synchrotronstrahlung befindet sich vor dem Photondetektor eine Bleiabschirmung ($2.2\,X_0$) und ein Wasser-Cherenkov-Zähler ($0.8\,X_0$) als Veto. In Abbildung 1.7 ist das Luminositätssystem dargestellt.

[2] engl. electron tagger

Kapitel 2

Erzeugung schwerer Quarks bei HERA

Zunächst wird in diesem Kapitel ein kurzer Überblick über die tiefunelastische Streuung und ihre Kinematik bei HERA gegeben. Anschließend wird die Photon-Gluon-Fusion, die Hauptquelle schwerer Quarks bei HERA, beschrieben. Andere Erzeugungsprozesse schwerer Quarks werden ebenfalls diskutiert. Zum Abschluß wird der semileptonische Zerfall schwerer Quarks erläutert.

2.1 Kinematik der *ep*-Streuung

In diesem Abschnitt wird die Kinematik der ep-Streuung beschrieben, und die dazu notwendigen Variablen werden eingeführt. Die ep-Streuung wird durch den Austausch eines Eichbosons beschrieben, wobei bei HERA der Photonenaustausch dominiert. Anhand des Viererimpulsübertrages Q^2 (siehe unten) des Photons wird zwischen Photo- und Elektroproduktion (DIS) unterschieden. Liegt der Wert des Viererimpulsübertrages nahe bei Null, wird von Photoproduktion gesprochen. Mit den bei HERA erreichten Energien kann die Struktur des Protons aufgelöst werden. Die Viererimpulse der beteiligten Teilchen werden wie folgt benannt:

P : einlaufendes Proton

l : einlaufendes Positron

l' : auslaufendes Lepton

p : Parton des Protons

q : Austauschboson

Die Viererimpulse sind in Abbildung 2.1 eingezeichnet. Damit lassen sich folgende lorentzinvariante Variablen zur Beschreibung der Streuprozesse berechnen:

$$s = (P+l)^2$$

$$\begin{aligned} W^2 &= (P+q)^2 \\ Q^2 = -q^2 &= (l-l')^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2P\cdot q} \\ y &= \frac{P\cdot q}{P\cdot l} \end{aligned}$$

Die Variable s bezeichnet das Quadrat der Schwerpunktenergie und W^2 ist das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes X. Q^2 stellt das Quadrat des Impulsübertrages dar und wird auch als Virtualität der Wechselwirkung bezeichnet. Diese Größen sind durch folgende Beziehungen verknüpft (unter Vernachlässigung der Massen):

$$\begin{aligned} Q^2 &= xys \\ W^2 &= Q^2\frac{1-x}{x} \end{aligned}$$

Im Quark-Parton-Modell beschreibt die Bjørkensche Skalenvariable x anschaulich den Impulsanteil des Protons, den das gestreute Parton trägt ($p = xP$). Die Inelastizität y des Streuprozesses kann im Ruhesystem des Protons als Verhältnis von tatsächlichem und maximal möglichem Energieübertrag gedeutet werden. Damit liegt der Wertebereich für x und y zwischen 0 und 1.
y und Q^2 lassen sich mit Hilfe des Streuwinkels $\theta_{l'}$ und der Energie $E_{l'}$ des gestreuten Leptons berechnen. Dabei ist zu beachten, daß der Streuwinkel relativ zur Richtung des einlaufenden Protons gemessen wird.

$$Q^2 = 4E_l E_{l'} \cos^2(\frac{\theta_{l'}}{2})$$

und

$$y = 1 - \frac{E_{l'}}{E_l}\sin^2(\frac{\theta_{l'}}{2})$$

Werden die Strahlenergien von HERA $E_P = 820\,\mathrm{GeV}$ und $E_l = 27.5\,\mathrm{GeV}$ eingesetzt, ergeben sich $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ und der maximal mögliche Viererimpulsübertrag $Q^2_{max} = 90200\,\mathrm{GeV}^2$.
Für Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) wird das Lepton unter sehr kleinen Winkeln gestreut. Damit vereinfacht sich die obige Beziehung zu:

$$y \approx 1 - \frac{E_{l'}}{E_l} = \frac{E_l - E_{l'}}{E_l} = \frac{E_\gamma}{E_l}$$

Dabei gibt E_γ die Energie des Photons an. Die Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ kann somit ebenfalls bestimmt werden:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \approx \sqrt{ys} = 2\sqrt{yE_P E_l}$$

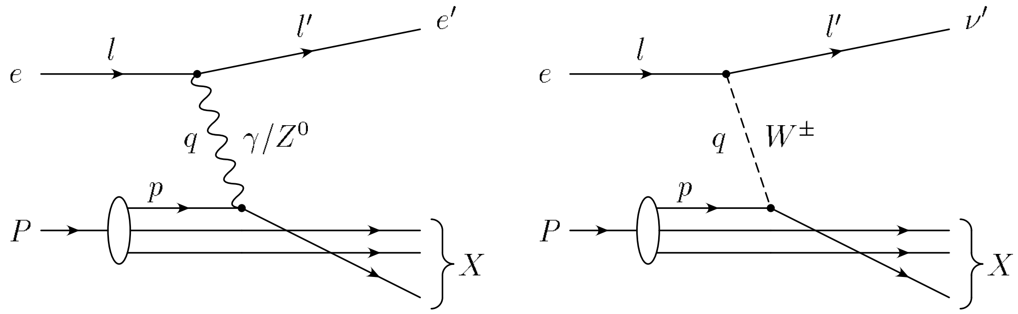

Abbildung 2.1: *Feynman-Graphen der tiefunelastischen Streuung (Quark-Parton-Modell) des ungeladenen (links) und geladenen (rechts) Stromes*

Bei Ereignissen aus Photoproduktion kann das gestreute Lepton oft nicht im Detektor nachgewiesen werden, und bei Ereignissen des geladenen Stromes erhält man im Endzustand ein Neutrino. Nach der Methode von Jacquet-Blondel [Jac79] kann die gesamte Kinematik auch aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Dazu müssen die Energien und Impulse aller im Endzustand auftretenden Hadronen bestimmt und aufsummiert werden:

$$y_{JB} = \frac{\sum\limits_H E - p_z}{2 \cdot E_l}$$

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

2.1.1 Tiefunelastische Streuung

Die tiefunelastische Streuung wird im Quark-Parton-Modell als elastische Streuung eines virtuellen Eichbosons an einem punktförmigen Bestandteil des Protons beschrieben. In niedrigster Ordnung kann die ep-Streuung über den geladenen und neutralen Strom ablaufen. Im Falle des neutralen Stromes („Neutral Current", NC) ist das ausgetauschte Boson ein γ oder Z^0. Die geladenen Ströme („Charged Current", CC) werden durch Austausch von W-Bosonen erklärt.

$$\mathrm{NC} : ep \to e'X$$

$$\mathrm{CC} : ep \to \nu'_e X$$

Dabei bezeichnet X den hadronischen Endzustand. Abbildung 2.1 zeigt die beiden zugehörigen Feynman-Graphen. Auf Grund der hohen Massen von Z^0 und W ist der Austausch von virtuellen Photonen der dominierende Prozeß bei HERA-Energien.
Der doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitt für den neutralen Strom kann in Abhängigkeit der oben eingeführten Variablen angegeben werden [Ing87]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{e^\pm p}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(xy^2\mathcal{F}_1 + (1-y)\mathcal{F}_2 \mp y(1-\frac{y}{2})x\mathcal{F}_3\right)$$

α ist die Feinstrukturkonstante und $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$ und $\mathcal{F}_3$ werden als Strukturfunktionen des Protons bezeichnet. $\mathcal{F}_1$ und $\mathcal{F}_2$ werden als Summe der Quark- und Antiquarkdichten im Proton gedeutet. $\mathcal{F}_3$ stellt die Differenz zwischen Quark- und Antiquarkdichten im Proton dar. Da der Term nur beim Z^0-Austausch auftritt, ist er bei kleinen Werten von Q^2 vernachlässigbar.

2.1.2 Photoproduktion

Von Photoproduktion wird, wie oben bereits erwähnt, gesprochen, wenn der Impulsübertrag des vom Elektron abgestrahlten Photons nahe bei Null liegt ($Q^2 \to 0$). Hier ist es möglich, den Prozeß der ep-Streuung auf die Photon-Proton-Reaktion zu reduzieren. Der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung kann in einen Term, der den Fluß der abgestrahlten Photonen symbolisiert, und den γp-Wirkungsquerschnitt faktorisiert werden:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep}}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \frac{\mathrm{d}^2\mathcal{F}_\gamma}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} \cdot \sigma_{tot}^{\gamma p}$$

Dabei stellt $\mathcal{F}_\gamma$ den Photonfluß dar, der sich aus einem longitudinalen Anteil $\mathcal{F}_\gamma^L$ und einem transversalen Anteil $\mathcal{F}_\gamma^T$ zusammensetzt. Reelle Photonen können nur transversal polarisiert sein, virtuelle Photonen hingegen auch longitudinal. Da aber in der Photoproduktion die Werte der Virtualität nahe bei Null liegen, kann der longitudinale Anteil vernachlässigt und der Photonfluß durch die Weizsäcker-Williams-Approximation [Wei34] [Wil34] ausgedrückt werden:

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{F}_\gamma}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} \approx \frac{\mathrm{d}^2\mathcal{F}_\gamma^T}{\mathrm{d}y\mathrm{d}Q^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2\frac{m_e^2 y^2}{Q^2}\right)$$

Der totale γp-Wirkungsquerschnitt setzt sich aus verschiedenen Beiträgen [Sch93] zusammen:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{direkt}^{\gamma p} + \sigma_{anomal}^{\gamma p} + \sigma_{VDM}^{\gamma p}$$

- **Direkte Prozesse:** Das vom Elektron abgestrahlte Photon wechselwirkt direkt als punktförmiges Teilchen mit einem Parton aus dem Proton. In niedrigster Ordnung der QCD $\mathcal{O}(\alpha_s)$ sind hier der QCD-Compton-Prozeß (Abbildung 2.2) und die Boson-Gluon-Fusion (Abbildung 2.3) zu nennen.

- **Hadronische Prozesse:** Diese Prozesse werden auch als aufgelöste Prozesse bezeichnet, weil hier eine innere Struktur des Photons sichtbar wird. Das Photon hat die Möglichkeit, in ein Quark-Antiquarkpaar zu fluktuieren. Diese Fluktuation $\gamma \leftrightarrow q\bar{q}$ kann unterschiedliche Virtualitäten besitzen. Als Virtualität wird hier das p_t^2 des Quark-Antiquarkpaares bezüglich der Richtung des Photons bezeichnet.

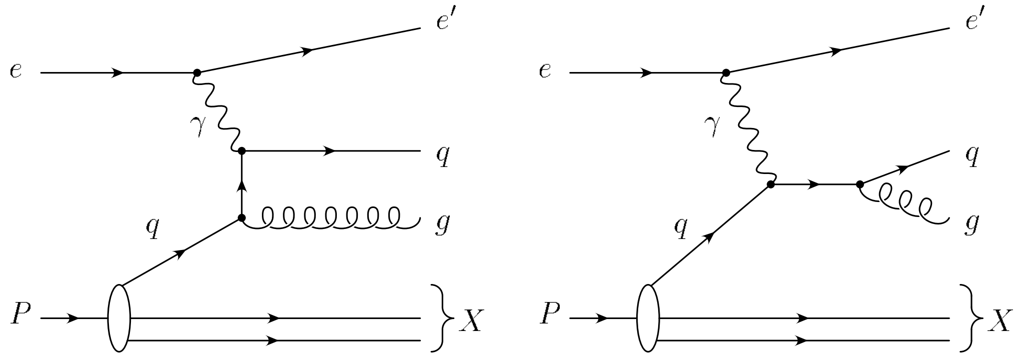

Abbildung 2.2: *Feynman-Graphen für den QCD-Compton-Prozeß*

Ist die Virtualität klein, dann ist die Fluktuation langlebig und eine Wolke weicher Gluonen kann sich um das Quark-Antiquarkpaar bilden. Die Beschreibung kann durch eine Vektormeson-Wellenfunktion erfolgen. Dieser Anteil wird im **Vektormeson-Dominanz-Modell** (VDM) beschrieben und ist innerhalb der QCD nicht perturbativ berechenbar; man benötigt einen phänomenologischen Ansatz.

Ist die Virtualität größer, dann ist die Fluktuation zu kurzlebig, um einen gebundenen hadronischen Zustand zu bilden. Eines der Quarks oder ein von ihnen abgestrahltes Gluon wechselwirkt mit einem Parton des Protons. Man spricht von der **anomalen Komponente**, die in perturbativer QCD berechenbar ist.

Eine Unterscheidung der VDM-Anteile und der anomalen Komponente ist nicht möglich. Daher wird in Analogie zur Protonstrukturfunktion $\mathcal{F}_2$ die Beschreibung des hadronischen Inhalts des Photons durch die Photon-Strukturfunktion $\mathcal{F}_2^\gamma$ vorgenommen.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den direkten und aufgelösten Prozessen liegt darin, daß nur ein Bruchteil x_γ der Photonenergie in dem eigentlichen Prozeß zur Verfügung steht. Die an der Wechselwirkung nicht teilnehmenden Partonen fragmentieren zu einem hadronischen Photonrest, der als zusätzliches Teilchenbündel (jet) im Detektor beobachtbar sein kann.

2.2 Produktion schwerer Quarks

In diesem Abschnitt werden die Prozesse behandelt, in denen bei HERA schwere Quarks entstehen können. Als schwere Quarks werden hier c und b bezeichnet und im folgenden mit Q zusammengefaßt bezeichnet, leichte Quarks (u, d, s) entsprechend mit q. Der hauptsächliche Prozeß zur Erzeugung schwerer Quarks in der ep-Streuung ist die Boson-Gluon-Fusion (Abbildung 2.3).
Zusätzlich zu den in Abschnitt 2.1 beschriebenen Größen sind noch weitere Variablen zur Beschreibung der Prozesse, die zur Produktion schwerer Quarks beitragen, notwen-

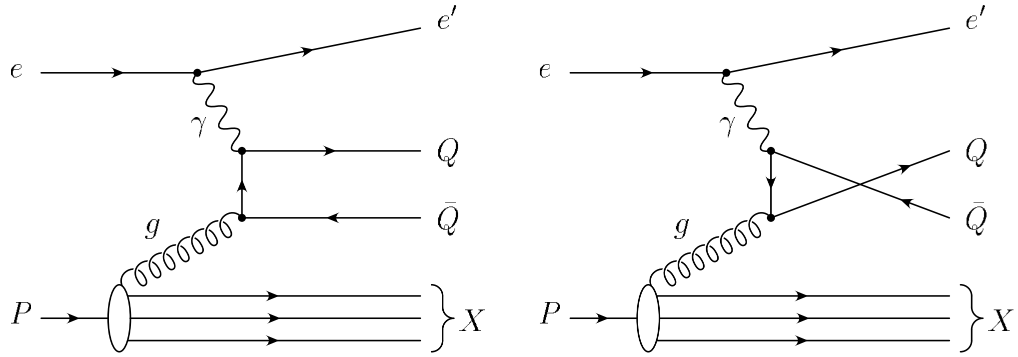

Abbildung 2.3: *Feynman-Graphen für die Erzeugung schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion*

dig. Der Impulsanteil x_g des Gluons relativ zum Impuls des Protons wird analog zur Variablen x definiert:

$$p_g = x_g \cdot P$$

Die Schwerpunktenergie im Quark-Antiquarksystem kann wie folgt berechnet werden:

$$\hat{s} = (p_g + q)^2 = (p_Q + p_{\bar{Q}})^2$$

Weiterhin definiert man die Variable z:

$$z = \frac{P \cdot p_Q}{P \cdot q}$$

Eine ebenfalls wichtige Größe ist das Quadrat des transversalen Quarkimpulses im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem:

$$p_t^2 = \hat{s}(1-z)z - m_Q^2$$

2.2.1 Prozesse in führender Ordnung

In dem Prozeß der Boson-Gluon-Fusion bildet ein Gluon g aus dem Proton zusammen mit dem vom Elektron abgestrahlten Photon ein Quark-Antiquarkpaar.
Für direkte Prozesse in führender Ordnung kann der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt durch Faltung einer Gluondichte $g(x_g, \mu_f)$ und des Photon-Gluon-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma g}$ berechnet werden:

$$\sigma_{\gamma p} = \int \mathrm{d}x_g \, g(x_g, \mu_f) \cdot \sigma_{\gamma g}(\hat{s}, m_Q, \mu_f, \mu_r)$$

μ_r ist die Renormierungsskala und μ_f die Faktorisierungsskala. μ_r wird für die Berechnung der elementaren Photon-Parton-Wechselwirkung verwendet, und mit μ_f wird die

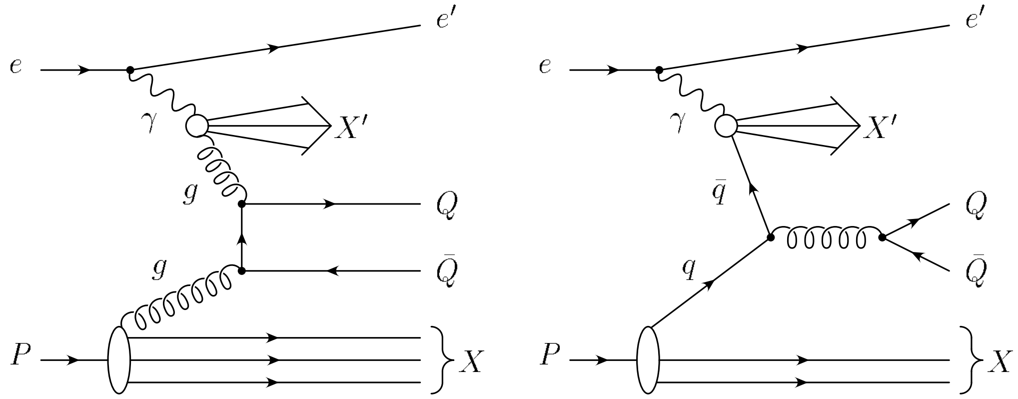

Abbildung 2.4: *Feynman-Graphen für die Erzeugung schwerer Quarks durch Prozesse mit aufgelöstem Photon*

Gluondichte im Proton ausgewertet. Die Skalen sind nicht festgelegt. In Photoproduktion finden verschiedene Ansätze Verwendung: $\mu_r = \sqrt{m_Q^2 + p_t^2}$ oder $\mu_r = m_Q$ und $\mu_f = 2\mu_r$ bzw. $\mu_f = \mu_r$.
Nach [Jon78] läßt sich der Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt in führender Ordnung berechnen durch:

$$\sigma_{\gamma g} = \frac{\pi e_Q^2 \alpha \alpha_s}{\hat{s}} \left\{ \left[2 + 2\xi - \xi^2\right] \ln\left(\frac{1+\chi}{1-\chi}\right) - 2\xi[1+\xi] \right\}$$

mit den Parametern $\xi = 4m_Q^2/\hat{s}$ und $\chi = \sqrt{1-\xi}$.

2.2.2 Aufgelöste Prozesse

In der Photoproduktion von leichten Quarks überwiegt im Gesamtwirkungsquerschnitt die hadronische Komponente mit ca. 80%. Bei der Erzeugung schwerer Quarks hingegen dominiert die direkte Komponente.
In führender Ordnung können schwere Quarks entweder über den Prozeß der Gluon-Gluon-Fusion oder über Quark-Antiquark-Annihilation erzeugt werden. Die zugehörigen Feynman-Graphen finden sich in Abbildung 2.4. Der Anteil der Quark-Antiquark-Annihilation ist vernachlässigbar klein. Die Gluondichte im Photon bei kleinen x_γ ist nur sehr ungenau bekannt, und da die Vorhersagen für die hadronische Komponente von Annahmen über das Verhalten der Gluondichte bei kleinen Werten von x_γ abhängen, ist auch die Größe der hadronischen Komponente unsicher.

2.2.3 Prozesse höherer Ordnung

Ein signifikanter Anteil des Produktionswirkungsquerschnittes schwerer Quarks stammt aus Prozessen höherer Ordnungen in α_s. Einige Beispiele für Korrekturen höherer Ordnung sind in Abbildung 2.5 gezeigt. Der Graph der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ (Abb. 2.5 a)) trägt

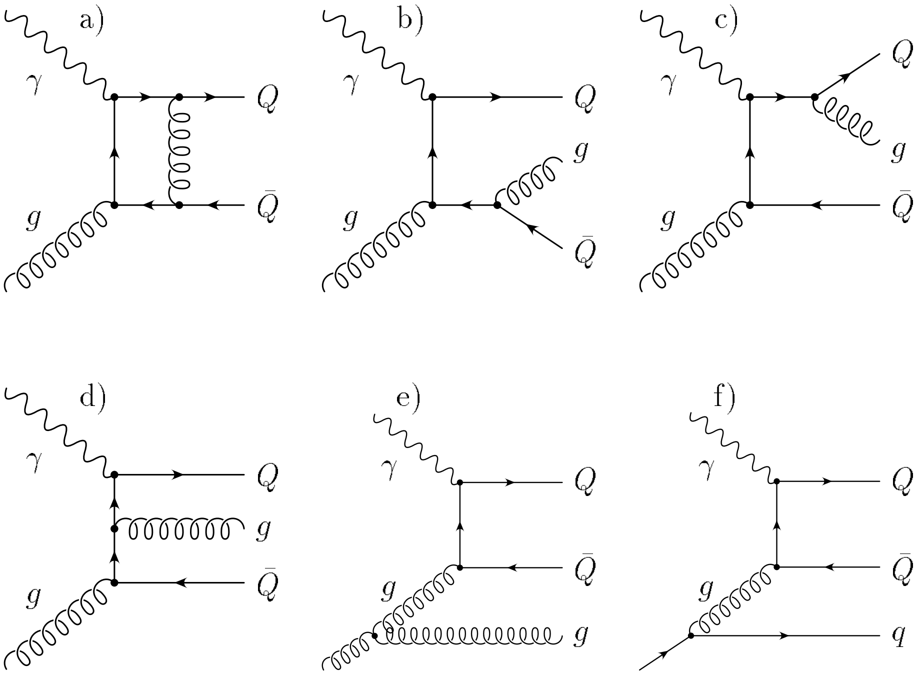

Abbildung 2.5: *Beispiele für Feynman-Graphen höherer Ordnung. a) $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ b) bis f) $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$*

durch Interferenz mit dem Graphen der Boson-Gluon-Fusion in führender Ordnung (Abb. 2.3) bei, da beide den gleichen Endzustand bilden. Der dominierende Beitrag der Prozesse höherer Ordnungen ist durch die Gluonabstrahlung (Abb. 2.5 b) - e)) gegeben. Der Prozeß der Quarkabstrahlung (Abb. 2.5 f)) trägt kaum zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

Aufbauend auf Rechnungen von Ellis und Nason [Ell89] sind neuere Berechnungen von Wirkungsquerschnitten in Photoproduktion für schwere Quarks im HERA-Energiebereich von Frixione et al. [Fri95] durchgeführt worden. Durch die Existenz von großen radiativen Effekten (z.B. Gluonabstrahlung), die proportional zu $\alpha\alpha_s^2 \ln(W_{\gamma p}^2/4m_c^2)$ sind und in Fixed-Target-Experimenten keine Rolle spielten, sind Vorhersagen für die nächstführende Ordnung für c-Quarks mit großen Unsicherheiten behaftet. Diese Ausdrücke gehören zu einer ganzen Reihe von Termen höherer Ordnung der Form $\alpha\alpha_s(\alpha_s \ln(W_{\gamma p}^2/4m_c^2))^n$, die alle bei kleinen x_g an Bedeutung gewinnen. Für den HERA-Energiebereich kommt $\alpha_s \ln(W_{\gamma p}^2/4m_c^2)$ in die Größenordnung von 1, und der Prozeß des Aufsummierens dieser Terme muß wohlüberlegt sein. Nach [Fri95] kann dies zu einer Unterschätzung des totalen Wirkungsquerschnittes um 20% bis 40% in der direkten Komponente führen. Für die hadronische Komponente führt es zu einer Unsicherheit von 20% bis 45%. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Produktion von b-Quarks sind die Unsicherheiten deutlich kleiner. Der Anteil des Wirkungsquerschnittes bei kleinen x_g liegt in der Größenordnung von 20% und spielt damit eine

	$m_c = 1.2\,\mathrm{GeV}$			$m_c = 1.5\,\mathrm{GeV}$			$m_c = 1.8\,\mathrm{GeV}$		
μ_r	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$	$m_c/2$	m_c	$2m_c$
Anteil mit direktem Photon									
MRSA	1.478	1.113	0.888	0.749	0.605	0.500	0.431	0.361	0.305
CTEQ2MF	1.130	0.923	0.761	0.630	0.535	0.453	0.385	0.334	0.288
MRSD-'	2.472	1.713	1.333	1.087	0.833	0.677	0.574	0.463	0.387
CTEQ2ML	2.078	1.250	0.918	0.956	0.678	0.529	0.530	0.406	0.327
Anteil mit aufgelöstem Photon (Proton MRSA)									
GRV-LO	0.878	0.320	0.176	0.277	0.129	0.078	0.115	0.061	0.039
LAC1	6.697	2.258	1.204	1.796	0.774	0.450	0.646	0.319	0.196

Tabelle 2.1: *Direkte und hadronische Komponente des ep-Wirkungsquerschnittes für die Produktion von c-Quarks für verschiedene Variationen der relevanten Parameter aus [Fri95]. Die Faktorisierungsskala ist auf $\mu_f = 2m_c$ gesetzt. Alle Wirkungsquerschnitte sind in μb angegeben.*

kleinere Rolle. In den Tabellen 2.1 und 2.2 sind totale ep-Wirkungsquerschnitte für die Produktion von c- und b-Quarks bei HERA für unterschiedliche Werte der Skalen μ_r, μ_f und μ_γ, unterschiedliche Quarkmassen und unterschiedliche Proton- und Photonstrukturfunktionen angegeben. Der Einfluß der Quarkmasse auf den Wirkungsquerschnitt ist deutlich erkennbar und bei c-Quarks stärker ausgeprägt. Eine Variation der Renormierungsskala μ_r wirkt sich vor allem auf die hadronische Komponente aus. Die Variation der Faktorisierungsskala bei der Berechnung des b-Wirkungsquerschnittes hat nur einen kleinen Einfluß. Insgesamt läßt sich sagen, daß der Wirkungsquerschnitt für b-Quarks weniger von Variationen der Skalen abhängt als der Wirkungsquerschnitt für c-Quarks. Für den Anteil von hadronischen Prozessen am Gesamtwirkungsquerschnitt erwartet man, daß er für b-Quarks kleiner als für c-Quarks ist.

Werden die Werte in den Tabellen 2.1 und 2.2 mit einem Faktor 0.7 versehen, entsprechen sie ep-Wirkungsquerschnitten für Ereignisse, bei denen der Winkel des gestreuten Positrons 0.5 mrad nicht übersteigt. Damit können die Werte der Tabelle 2.1 mit dem durch Messung von $D^{*\pm}$-Mesonen in Photoproduktion bestimmten totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(ep \to c\bar{c}X)$ für $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0 < y < 1$ [Aid96] verglichen werden:

$$\sigma_{tot}(ep \to c\bar{c}X) = 941 \pm 160^{+142}_{-120}\,\mathrm{nb}$$

2.2.4 Weitere Mechanismen zur Produktion schwerer Quarks

In diesem Abschnitt werden einige weitere Prozesse zur Produktion schwerer Quarks erläutert.

	Standard Werte	μ_r		μ_f		μ_γ		m_b[GeV]	
		$m_b/2$	$2m_b$	$m_b/2$	$2m_b$	$m_b/2$	$2m_b$	4.5	5.0
Anteil mit direktem Photon									
MRSA	4.640	5.332	4.098	4.391	4.773			5.541	3.917
CTEQ2MF	4.814	5.469	4.283	4.554	4.958			5.720	4.079
MRSD-'	4.856	5.580	4.288	4.649	4.963			5.839	4.073
CTEQ2ML	5.123	6.110	4.418	4.728	5.290			6.113	4.325
Anteil mit aufgelöstem Photon (Proton MRSA)									
GRV-LO	1.115	1.510	0.851	1.077	1.146	1.018	1.177	1.408	0.892
LAC1	2.842	3.947	2.142	2.861	2.840	3.067	2.675	3.792	2.157

Tabelle 2.2: *Direkte und hadronische Komponente des ep-Wirkungsquerschnittes für die Produktion von b-Quarks für verschiedene Variationen der relevanten Parameter aus [Fri95]. Die Standardwerte sind $\mu_r = \mu_f = \mu_\gamma = m_b = 4.75\,GeV$. Alle Wirkungsquerschnitte sind in nb angegeben.*

Tiefunelastische Streuung (Quark-Parton-Modell)

Bei Ereignissen des neutralen Stromes kann über die Kopplung eines neutralen Bosons an ein schweres Quark aus dem Proton ein einzelnes schweres Quark im Endzustand entstehen. Der Beitrag schwerer Quarks zu den See-Quark-Dichten des Protons ist sehr klein und trägt daher nur sehr wenig zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Eine obere Grenze für den Beitrag der See-Quarks zum gesamten c-Quark-Wirkungsquerschnitt liegt nach [Adl96] bei 5%.
In den Ereignissen des geladenen Stroms kann durch Wechselwirkung eines W-Bosons mit einem leichten Quark ein schweres Quark entstehen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Übergang hängt vom Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung in geladenen Strömen mit leichten Quarks σ_q und den entsprechenden Elementen der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) V_{qQ} ab:

$$\sigma_Q = \sum_q V_{qQ}^2 \sigma_q$$

Das Matrixelement V_{ub} ist sehr klein, daher ist der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung eines b-Quarks in der tiefunelastischen Streuung um vier Größenordnungen kleiner als der ohnehin schon geringe Wirkungsquerschnitt für einen ud-Übergang und damit zu vernachlässigen [Ali88].

Gluon-Splitting

In der Fragmentation können Paare schwerer Quarks auch durch sogenanntes Gluon-Splitting entstehen. Auf Grund der hohen Masse der schweren Quarks ist die Produktion allerdings unterdrückt. Für $c\bar{c}$ und $b\bar{b}$ ist $N(g \to c\bar{c}) = (1.3 \pm 0.7)\%$ und $N(g \to b\bar{b}) = (0.18 \pm 0.09)\%$ berechnet worden [Sey95]. Dieses ist durch Messungen bei LEP [Ake95] mit $N(g \to c\bar{c}) = (2.38 \pm 0.48)\%$ bestätigt worden, wobei N die mittlere

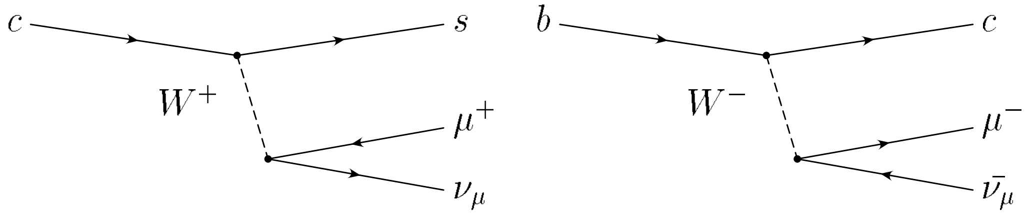

Abbildung 2.6: *Feynman-Graphen für den semimyonischen Zerfall von c- und b-Quarks.*

Multiplizität pro Ereignis für die $c\bar{c}$-Erzeugung durch Gluon-Splitting ist. Eine Extrapolation auf HERA-Energien schätzt den Anteil der c-Quarks aus Gluon-Splitting auf einen Wert von 2% [Adl96].

Photon-Photon-Streuung

Eine weitere Produktionsmöglichkeit für Paare schwerer Quarks bei HERA ist der Prozeß $ep \rightarrow e'\gamma\gamma X$ mit $\gamma\gamma \rightarrow Q\bar{Q}$. Der Wirkungquerschnitt ist für $c\bar{c}$ in der Größenordnung $\mathcal{O}(100\,\mathrm{pb})$ und für $b\bar{b}$ in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\,\mathrm{pb})$ [Lev91].

2.3 Semileptonischer Zerfall

Um die Zerfallswahrscheinlichkeit schwerer Quarks vollständig zu berechnen, müssen QCD-Korrekturen, Phasenraumfaktoren, CKM-Matrixelemente und die beim Zerfall anwesenden leichten Quarks berücksichtigt werden. Als Vereinfachung wird im sogenannten Zuschauer-Modell angenommen, daß das leichte Quark am Zerfall lediglich als unbeteiligter Zuschauer teilnimmt. Ein b-Quark zerfällt so unter Abstrahlung eines W^- in ein c-Quark, das wiederum unter Abstrahlung eines W^+ in ein s-Quark zerfällt. Der Zerfall $b \rightarrow uW^-$ ist auf Grund des kleinen zugehörigen CKM-Matrixelementes V_{ub} stark unterdrückt. Die so abgestrahlten W-Bosonen können nun entweder hadronisch oder leptonisch zerfallen, wobei die entstehenden Teilchen nicht schwerer als das ursprüngliche Teilchen sein dürfen. In Tabelle 2.3 sind die im Zuschauer-Modell berechneten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse angegeben. In Tabelle 2.4 sind einige gemessene Verzweigungsverhältnisse für schwere Quarks angegeben.
Für die Suche nach Leptonen in Ereignissen mit b-Quarks spielt neben dem oben beschriebenen direkten Zerfall in Leptonen noch zusätzlich der sogenannte Kaskadenzerfall eine wichtige Rolle. Dabei unterscheidet man verschiedene Beiträge: Zum einen kann das aus dem b-Quark-Zerfall stammende c-Quark semileptonisch zerfallen: $b \rightarrow c \rightarrow l^+$. Zum anderen ist wegen der höheren Masse der b-Quarks für das virtuelle W-Meson der Übergang $W^- \rightarrow \bar{c}s$ erlaubt, wobei dieses $\bar{c}$-Quark ebenfalls einen Beitrag zum Kaskadenzerfall liefern kann: $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^-$. Auch hierzu finden sich in Tabelle 2.4 einige gemessene Werte.

Quark	Masse [GeV]	Verzweigungsverhältnisse		
		Br($Q \to e$)	Br($Q \to \mu$)	Br($Q \to \tau$)
c	1.87	11	11	–
b	5.27	11	11	2.6

Tabelle 2.3: *Theoretisch berechnete Verzweigungsverhältnisse schwerer Quarks in Leptonen aus [Eic88]. Alle Angaben sind in Prozent.*

	Br($b \to l^-$)	Br($c \to l^+$)
[Mar99]	$10.32 \pm 0.12 \pm 0.27^{+0.31}_{-0.21}$	$9.58 \pm 0.42 \pm 0.28$
[PDG98]	10.99 ± 0.23	
[Bus93]	$11.4 \pm 0.3 \pm 0.4$	
[Act93]	10.5 ± 0.5	9.6 ± 1.1
	Br($b \to c \to l^+$)	Br($b \to \bar{c} \to l^-$)
[Mar99]	$7.32 \pm 0.26 \pm 0.32^{+0.06}_{-0.16}$	$0.94 \pm 0.16 \pm 0.28^{+0.33}_{-0.50}$
[PDG98]	7.8 ± 0.6	

Tabelle 2.4: *Einige experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnisse schwerer Quarks in Leptonen ($l = e$ oder μ). Alle Angaben sind in Prozent.*

Kapitel 3

Untersuchungen an Monte-Carlo-Ereignissen

Der Einsatz von Monte-Carlo-Simulationen ist vielfältig. Mit Monte-Carlo-Simulationen können zum einen Detektoreffekte (z.B. Rekonstruktionseffizienzen) untersucht werden, zum anderen ist es möglich, gezielt Vorhersagen über Messungen zu machen und diese Vorhersagen mit der Realität zu vergleichen.
Die Produktion von Monte-Carlo-Ereignissen gliedert sich in drei Schritte:

- Im ersten Schritt wird zunächst der dem Ereignis zugrundeliegende partonische Prozeß generiert. Weiter werden durch Fragmentation der Partonen Hadronen gebildet und deren Vierervektoren gespeichert. Der Zerfall aller Teilchen mit einer Lebensdauer kleiner als 10^{-8} s findet ebenfalls in diesem Schritt statt. Realisiert wird dies durch sogenannte Ereignis-Generatoren wie z.B. AROMA 2.2.

- Im zweiten Schritt werden die so erzeugten Ereignisse einer Detektorsimulation unterzogen, an deren Ende eine vollständige Detektorantwort steht. Realisiert wird dies durch das Programmpaket H1SIM [Mey91].

- Im dritten Schritt wird diese simulierte Detektorantwort der gleichen Ereignisrekonstruktion unterzogen, die auch für Daten verwendet wird. Realisiert wird dies mit dem Programmpaket H1REC.

3.1 Monte-Carlo-Generatoren

An dieser Stelle werden die in dieser Analyse verwendeten Ereignis-Generatoren vorgestellt. Außerdem werden einige Aspekte der Hadronisation und des Zerfalls von Teilchen dargelegt.

3.1.1 AROMA 2.2

AROMA 2.2 [Ing95] ist ein Generator, der die Produktion schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion in ep-Ereignissen sowohl für Photoproduktion als auch für tief-

unelastische Streuung simuliert. Der zugrundeliegende partonische Prozeß wird hierfür in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$ berechnet. Hierbei werden die Massen der entstehenden Quarks und alle elektroschwachen Prozesse berücksichtigt.
Korrekturen in nächstführender Ordnung an den inklusiven Verteilungen schwerer Quarks (Rapidität und Transversalimpuls) sind für Photoproduktion [Ell89] [Smi92] und für tiefunelastische Streuung [Lae93] berechnet worden. In Photoproduktion zeigt sich, daß die bezüglich höherer Ordnungen korrigierten Verteilungen von der Form her mit den Verteilungen in führender Ordnung übereinstimmen, sich also nur um einen konstanten K-Faktor unterscheiden. Es wird daher erwartet, daß AROMA 2.2 die inklusiven Verteilungen der Quarks gut beschreibt, nur die absolute Normierung wird unterschätzt. Für tiefunelastische Streuung ist dieser K-Faktor stark von der Kinematik abhängig und damit nicht einfach in Betracht zu ziehen.
Für die richtige Beschreibung der Ereignistopologie sind Korrekturen höherer Ordnung wichtig. Effekte wie z.B. Gluon-Bremsstrahlung werden durch Parton-Schauer simuliert. Dabei gehen von den einlaufenden und auslaufenden Partonen Schauer von Partonen aus. Das Aufschauern geschieht gemäß sogenannter Splitting-Funktionen $p_{a\rightarrow bc}(z)$, die für die Reaktionen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ und $g \rightarrow gg$ berechnet wurden. z stellt den Bruchteil der Energie des Partons a dar, den das Parton b übernimmt.
Bei der Produktion schwerer Quarks in niedrigster Ordnung liegen sich die schweren Quarks im Schwerpunktsystem von Photon und Proton in der $r\phi$ Ebene exakt gegenüber. Leichte Abweichungen davon werden durch ein kleines k_t des einlaufendes Gluons erreicht, welches gemäß einer Gauß-Verteilung simuliert wird.
Schwere Quarks können in der ep-Wechselwirkung auch durch andere Prozesse, die nicht in AROMA 2.2 implementiert sind, produziert werden. Zu nennen sind hier:

- Änderung der Quarksorte in Prozessen des geladenen Stromes $e + q \longrightarrow \nu + Q$
- Streuung an intrinsischen Charm-Quarks im Proton
- Beiträge mit aufgelöstem Photon (z.B. $gg \longrightarrow QQ$)
- Diffraktive Ereignisse

Diese Prozesse haben im untersuchten HERA-Energiebereich einen sehr viel kleineren Wirkungsquerschnitt als die Boson-Gluon-Fusion.
Wird die Protonstrukturfunktion MRSG [Mar95] verwendet und die c-Quarkmasse zu 1.5 GeV bzw. die b-Quarkmasse zu 4.75 GeV gewählt, berechnen sich mit AROMA 2.2 folgende totale Wirkungsquerschnitte:
Für $0 < y < 1$ und $Q^2 < 90200\,\mathrm{GeV}^2$:

$$\begin{aligned} \sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X) &= 3.8\,\mathrm{nb} \\ \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) &= 611.4\,\mathrm{nb} \end{aligned}$$

Für $0 < y < 1$ und $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$:

$$\begin{aligned} \sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X) &= 3.1\,\mathrm{nb} \\ \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) &= 550.1\,\mathrm{nb} \end{aligned}$$

Quarksorte	Generatorschnitte	Generierte Ereignisse	Ereignisse nach Generatorschnitten
$b\bar{b}$	1μ mit $p_t > 1.2\,\mathrm{GeV}$ $15° < \theta < 155°$	3×10^6	331957
$c\bar{c}$	1μ mit $p_t > 1.0\,\mathrm{GeV}$ $5° < \theta < 175°$	3×10^7	302109
$c\bar{c}$	2μ mit $p_t > 1.3\,\mathrm{GeV}$ $18° < \theta < 162°$	9×10^7	1459

Tabelle 3.1: *Daten der in dieser Analyse verwendeten Ereignisse des Generators AROMA 2.2, die vollständig simuliert und rekonstruiert wurden. Als Protonstrukturfunktion wurde MRSG verwendet, und für die Masse der Quarks wurde $m_c = 1.5\,GeV$ und $m_b = 4.75\,GeV$ gewählt.*

Die Fragmentation der Partonen zu Hadronen und der Zerfall der Hadronen wird durch das Programmpaket JETSET vollzogen. Für die Hadronisation wurde das Modell der Lund-String-Fragmentation (Abschnitt 3.1.4) benutzt.
Wegen des kleinen Anteils der Ereignisse, in denen die schweren Quarks semimyonisch zerfallen und so ein Myon mit geeigneten Anforderungen liefern, mußten sehr viele Ereignisse generiert werden. Insbesondere bei Ereignissen mit c-Quarks ist auf Grund des weichen p_t-Spektrums der Myonen (Abbildung 3.4) eine sehr große Anzahl von generierten Ereignissen notwendig. Angaben über die generierten Ereignisse, die für diese Analyse vollständig simuliert und rekonstruiert wurden, finden sich in Tabelle 3.1. Da in der vorliegenden Arbeit Ereignisse der Datennahmeperiode 1996 und 1997 analysiert werden und sich der Zustand des H1-Detektors zwischen diesen Datennahmeperioden geändert hat, wurden alle Datensätze für die Bedingungen beider Jahre einzeln simuliert und rekonstruiert.

3.1.2 PYTHIA 5.7 und IJRAY

Der Ereignis-Generator PYTHIA [Sjö93] ist ursprünglich für die Simulation von Ereignissen von Hadron-Hadron-Streuungen entwickelt worden. Später wurde PYTHIA um die Möglichkeiten der e^+e^-- und ep-Streuung erweitert. In der ep-Streuung wird PYTHIA zur Simulation der Wechselwirkung zwischen Photon und Proton verwendet. Der QED-Prozeß der Photonabstrahlung ($e \longrightarrow e'\gamma$) wird durch das Programm IJRAY berechnet. Dabei wird der gesamte Bereich der kinematischen Variablen y und Q^2 berücksichtigt. In der Näherung $Q^2 \to 0$ findet die Weizäcker-Williams-Approximation ihre Anwendung. Mit PYTHIA können sowohl aufgelöste als auch direkte Prozesse generiert werden.

PYTHIA lag in der Version 5.7 vor und wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um Ereignisse von leichten Quarks (uds) zu produzieren. Für Q^2 wurde eine obere Grenze von $4\,\mathrm{GeV}^2$ gewählt. Für die Hadronisation wurde das Modell der Lund-String-Fragmentation (Abschnitt 3.1.4) benutzt.

3.1.3 RAPGAP 2.06

Der Ereignis-Generator RAPGAP [Jun98] ist ein universell verwendbares Programm zur Produktion von Ereignissen in der ep-Streuung. Es können tiefunelastische Streuung, diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse und Ereignisse mit aufgelöstem Photon erzeugt werden. Verwendet wurde der Generator in dieser Analyse, um Ereignisse mit b-Quarks in aufgelösten Prozessen zu generieren und sie mit Ereignissen mit direktem Photon zu vergleichen.
Wird die Protonstrukturfunktion MRSG und die Photonstrukturfunktion GRV-LO verwendet, sowie die c-Quarkmasse zu $1.5\,\mathrm{GeV}$ bzw. die b-Quarkmasse zu $4.75\,\mathrm{GeV}$ gewählt, berechnen sich mit RAPGAP 2.06 folgende totale Wirkungsquerschnitte für direkte (aufgelöste) Prozesse:
Für $0 < y < 1$ und $Q^2 < 90200\,\mathrm{GeV}^2$:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \to b\bar{b}X) &= 4.3\,(0.75)\,\mathrm{nb}\\ \sigma(ep \to c\bar{c}X) &= 686.8\,(91.6)\,\mathrm{nb}\end{aligned}$$

Für $0 < y < 1$ und $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \to b\bar{b}X) &= 3.5\,(0.73)\,\mathrm{nb}\\ \sigma(ep \to c\bar{c}X) &= 620.8\,(91.2)\,\mathrm{nb}\end{aligned}$$

Die Wirkungsquerschnitte der direkten Komponente vergleichen sich gut mit den Ergebnissen des Generators AROMA 2.2. Der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten liegt unter anderem in der Wahl der Skalen μ_f und μ_r. In AROMA ist $\mu_f = \mu_r = \sqrt{\hat{s}}$ gewählt, in RAPGAP wurde $\mu_f = \mu_r = \sqrt{m_Q^2 + p_t^2}$ verwendet. Wird auch in RAPGAP $\sqrt{\hat{s}}$ verwendet, nähern sich die Ergebnisse von AROMA und RAPGAP deutlich an.

3.1.4 Fragmentation

Das Programmpaket JETSET [Sjö93] simuliert die Fragmentation der Quarks und Gluonen aller in dieser Analyse verwendeten Ereignis-Generatoren. Bei der Fragmentation handelt es sich um langreichweitige Prozesse, die nicht störungstheoretisch berechenbar sind. Daher werden phänomenologische Ansätze gemacht. Es gibt verschiedene Modelle, denen allen ein iteratives Verfahren gemeinsam ist, bei dem ausgehend von einem Anfangsquark q_0 ein neues Quark-Antiquark-Paar $q_1\bar{q}_1$ gebildet wird. Mit dem Anfangsquark q_0 wird so ein Meson $q_0\bar{q}_1$ produziert. Das übriggebliebene Quark q_1 bildet ein weiteres Paar $q_2\bar{q}_2$ und so ensteht ein weiteres Meson $q_1\bar{q}_2$. Dafür werden die Wahrscheinlichkeiten, ein bestimmtes $q_i\bar{q}_i$ ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ ...) zu erzeugen, und die Wahrscheinlichkeiten, daß ein $q_{i-1}\bar{q}_i$ Paar ein spezielles Meson bildet, benötigt. In JETSET

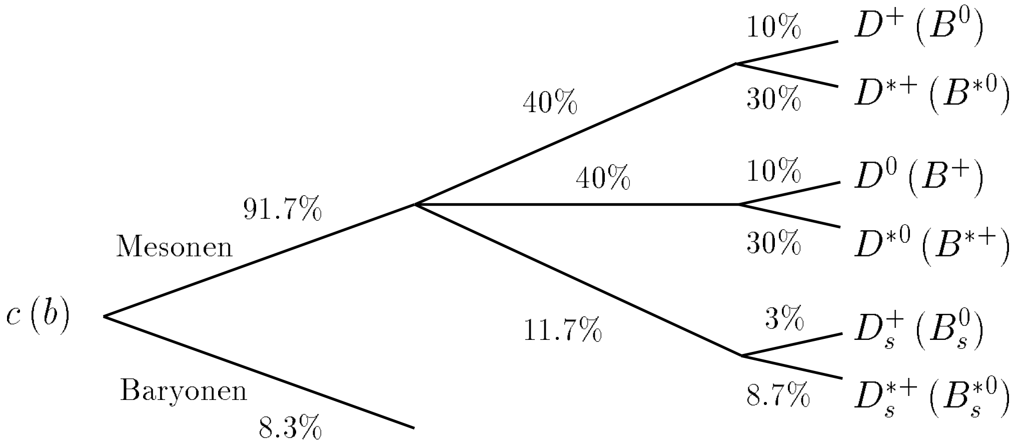

Abbildung 3.1: *Fragmentation von $c(b)$-Quarks in Hadronen. Die Verzweigungsverhältnisse wurden aus Ereignissen, die mit AROMA 2.2 generiert wurden, bestimmt.*

wird die Annahme gemacht, daß diese Wahrscheinlichkeiten unabhängig voneinander sind.

Im Lund-Fragmentationsmodell, welches in dieser Analyse ausschließlich verwendet wurde, sind die Quarks durch „Strings", die das Farbfeld beschreiben, miteinander verbunden. Da die starke Wechselwirkung einem linear ansteigendem Potential folgt, wird den Strings eine konstante Energie pro Längeneinheit zugeordnet, um das Potential zu simulieren. Die Quarks ziehen diese Strings auseinander, so daß bei größer werdendem Abstand die Energie wächst. Überschreitet die Energie einen bestimmten Wert, bricht der String unter Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares $q\bar{q}$ auf. Dies geschieht so oft, bis die Energie zum Aufbrechen des Strings nicht mehr ausreicht.

Wenn die Quarks keine Masse m oder transversalen Impuls p_t haben, kann klassisch das Quarkpaar in einem Punkt erzeugt und dann durch das Feld auseinander gezogen werden. Besitzen die Quarks jedoch Masse oder transversalen Impuls, müssen sie klassisch in einer gewissen Entfernung voneinander erzeugt werden, so daß die Feldenergie zwischen ihnen in die Summe der jeweiligen transversalen Massen m_t eingehen kann. Im Lund-String-Modell wird an dieser Stelle der quantenmechanische Tunneleffekt benutzt. Die Quarks werden in einem Punkt erzeugt und „tunneln" in den klassisch erlaubten Bereich. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Vorgang lautet:

$$\exp(-\frac{\pi m_t^2}{\kappa}) = \exp(-\frac{\pi m^2}{\kappa})\exp(-\frac{\pi p_t^2}{\kappa})$$

wobei κ die Energiedichte entlang des Strings ist. Die obige Faktorisierung führt zu einem von der Quarksorte unabhängigen gaußförmigen Spektrum von p_x und p_y. Es wird keine transversale Anregung des Strings angenommen, daher sind die transversalen Impulse der Quarks des erzeugten $q\bar{q}$-Paares balanciert. Das entstandene Meson erhält seinen transversalen Impuls aus der Summe der transversalen Impulse der beiden beitragenden Quarks q_{i-1} und $\bar{q}_i$. Die obige Formel impliziert ebenfalls die Unterdrückung von schweren Quarks:

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

Es bleibt nun noch, die Energie und den longitudinalen Impuls des entstandenen Hadrons zu bestimmen. Dazu wird die Größe z wie folgt definiert:

$$z = \frac{E_H + p_{l,H}}{E_q + p_q}$$

Anschaulich ist z der Anteil des Quarkimpulses, den der Mesonimpuls in Richtung des Quarks erhält. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein bestimmtes z gewählt wird, ist im Lund-Fragmentationsmodell bestimmt durch die Fragmentationsfunktion:

$$f(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{b m_t^2}{z} \right)$$

Der Parameter a_α steht für die fragmentierende Quarksorte und der Parameter a_β für die neu erzeugte Quarksorte. Der Parameter b ist von den Quarksorten unabhängig. Alle drei Parameter sind nur experimentell bestimmbar.
Die Bildung von Baryonen wird in diesem Modell durch die Erzeugung eines Diquark-Antidiquark-Paares anstelle eines Quark-Antiquark-Paares erreicht, genaueres dazu läßt sich in [Sjö93] nachlesen. Abbildung 3.1 gibt die Verhältnisse der bei der Fragmentation von c- bzw. b-Quarks entstehenden Hadronen an. Dabei sind sehr seltene Mesonen wie z.B. B_c^{*+} nicht berücksichtigt worden. Ihr Anteil ist kleiner als 0.05%.

3.1.5 Zerfall

Im Anschluß an die Fragmentation der Quarks wird der Zerfall der Hadronen ebenfalls durch das Programmpaket JETSET simuliert. Hierfür stehen dem Programm umfangreiche Zerfallstabellen zur Verfügung. Die Verzweigungsverhältnisse in diesen Tabellen sind entweder gemessene Werte, wie sie in [PDG96] zu finden sind, oder theoretische Annahmen, sofern der jeweilige Zerfall noch nicht vermessen wurde. Die Tabelle 3.2 gibt die inklusiven semimyonischen Verzweigungsverhältnisse wieder, wie sie aus den Zerfallstabellen für JETSET durch Summation aller Zerfallskanäle, die ein Myon beinhalten, berechnet werden können.
Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks, wie er in Kapitel 7 angegeben wird, ist mit keinem Verzweigungsverhältnis korrigiert. Daher ist es für den Vergleich mit der Monte-Carlo-Vorhersage wichtig zu wissen, wie die semimyonischen Verzweigungsverhältnisse für schwere Quarks in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt wurden.
Die unten aufgeführten semimyonischen Verzweigungsverhältnisse ergeben sich durch Auswertung von Ereignissen, die mit dem Generator AROMA 2.2 produziert wurden. Bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses für den Kaskadenzerfall wurden zwei Fälle unterschieden. Für den ersten Fall wurden alle Zerfälle $b \to c$ betrachtet, wobei das b-Quark auch aus der Mischung eines neutralen $\bar{b}$-quarkhaltigen Mesons stammen

Verzweigungsverhältnisse in $\mu\nu_\mu X$			
Mesonen:			
D^0	7.7%	B^+	10.5%
D^+	17.2%	B^0	10.5%
D_s^+	8.0%	B_s^0	10.5%
Baryonen:			
Λ_c^+	4.5%	Λ_b^0	10.5%

Tabelle 3.2: *Inklusive semimyonische Verzweigungsverhältnisse für c- und b-quarkhaltige Hadronen, wie sie durch Addition der jeweiligen exklusiven Verzweigungsverhältnisse in den Zerfallstabellen des Programmpakets JETSET gewonnen wurden. Gleiches gilt für die ladungskonjugierten Hadronen.*

kann. Die mittlere Wahrscheinlichkeit für die Umwandlung eines $\bar{b}$-Quarks in ein b-Quark ist in JETSET mit 12.9% angenommen. Im anderen Fall wurden Ereignisse betrachtet, in denen der Zerfall $b \to \bar{c}cs$ ein $\bar{c}$-Quark erzeugt, das dann semimyonisch zerfallen kann. In späteren Abschnitten wird für den Kaskadenzerfall nicht mehr diese Unterscheidung vorgenommen, so daß mit der Summe der hier angegebenen Verzweigungsverhältnisse zu rechnen ist.
AROMA $b\bar{b}$:

$$Br(b \to \mu X) = 10.5\%$$

Kaskadenzerfall:

$$Br(b \to c \to \mu X) = 9.5\%$$
$$Br(b \to \bar{c} \to \mu X) = 1.2\%$$

AROMA $c\bar{c}$:

$$Br(c \to \mu X) = 9.3\%$$

3.2 Vergleich zwischen Ereignissen aus charm und bottom

In diesem Abschnitt sollen Ereignisse mit c- und b-Quarks untereinander verglichen werden. Zuerst werden die kinematischen Größen betrachtet. Anschließend wird untersucht, ob durch geeignete Schnitte eine Anreicherung von Ereignissen mit b-Quarks gegenüber Ereignissen mit c-Quarks erreicht wird. Zum Abschluß werden einige Korrelationsverteilungen diskutiert, wobei auch ein kurzer Vergleich mit Ereignissen aus leichten Quarks vorgenommen wird.

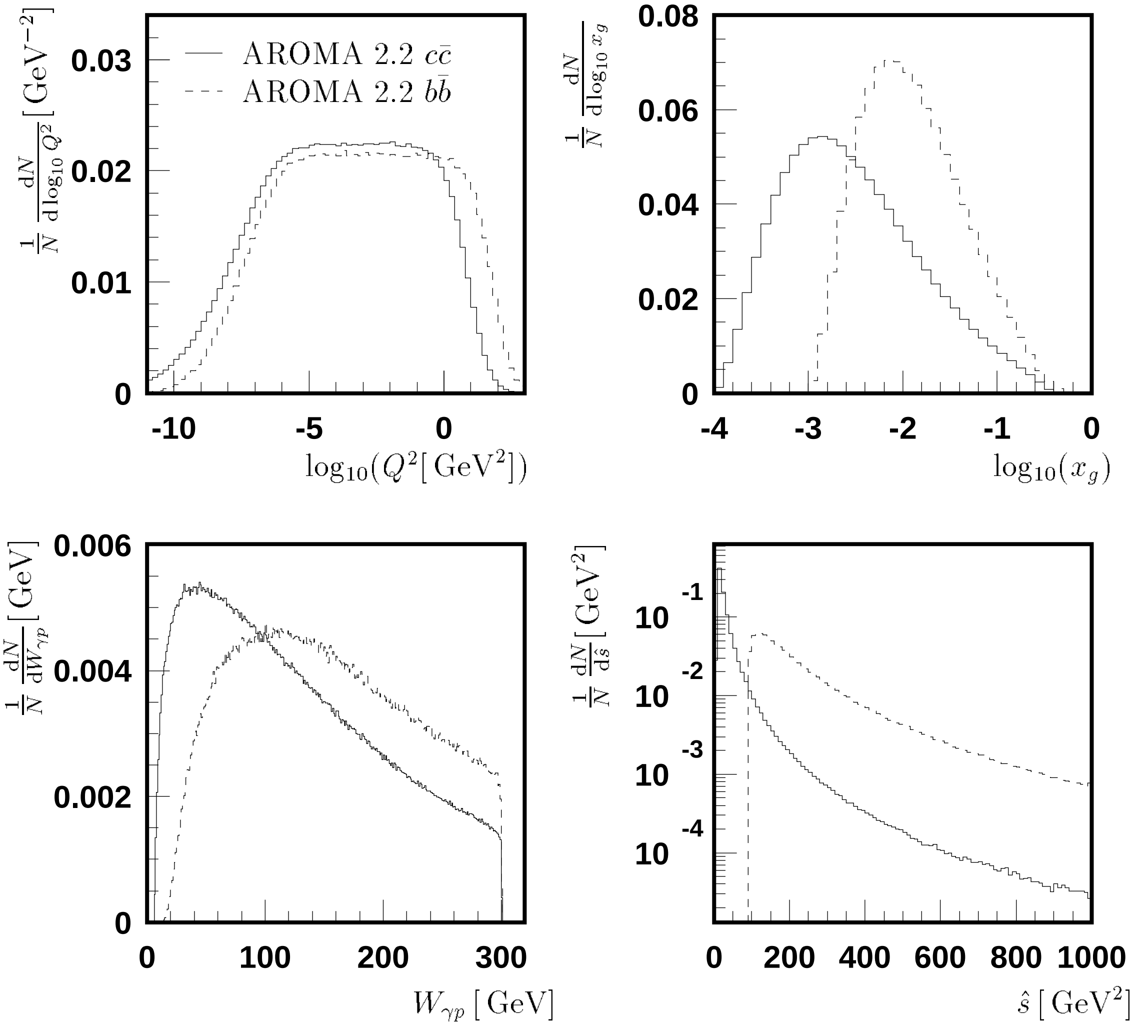

Abbildung 3.2: *Verteilung der kinematischen Variablen Q^2, x_g, $W_{\gamma p}$ und $\hat{s}$ für Ereignisse, die mit dem Generator AROMA 2.2 simuliert wurden. Die Verteilungen wurden auf eins normiert.*

3.2.1 Vergleich der kinematischen Größen

Die Abbildung 3.2 zeigt den Vergleich der kinematischen Größen der Virtualität Q^2, des Impulsbruchteils x_g des Gluons vom Proton, der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ und der Schwerpunktenergie $\hat{s}$ des Quark-Antiquarkpaares für Ereignisse des Generators AROMA 2.2 aus $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Paaren. Die Verteilungen der Variablen Q^2 unterscheiden sich nur wenig, jedoch läßt sich bei Ereignissen aus b-Quarks eine leichte Verschiebung zu höheren Q^2 erkennen. Der Grund dafür sowie für die großen Unterschiede in den anderen Verteilungen liegt in der deutlich höheren Masse der b-Quarks. Die Verteilung von $\hat{s}$ für Ereignisse aus b-Quarks zeigt die durch die gewählte b-Quarkmasse von 4.75 GeV bedingte Produktionsschwelle $(2m_Q)^2$ von 90.25 GeV^2. Die durch die c-Quarkmasse von 1.5 GeV sich ergebende Produktionsschwelle von 9.0 GeV^2 ist auf Grund der Skalierung der Darstellung nicht zu erkennen. Der Unterschied in

$\hat{s}$ spiegelt sich auch in den Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ deutlich wider. Ereignisse aus b-Quarks werden bevorzugt bei höheren Photon-Proton-Schwerpunktenergien als Ereignisse mit c-Quarks erzeugt. Das mittlere x_g liegt für Ereignisse mit b-Quarks höher als für Ereignisse mit c-Quarks, da im Mittel das Gluon mehr Energie zur Erzeugung der b-Quark-Masse bereitstellen muß.
Die Auswirkung der Forderung nach zwei Myonen im Polarwinkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$ auf die kinematischen Variablen x_g, $W_{\gamma p}$ und $\hat{s}$ ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Selektionsschnitte für die Myonen entsprechen den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Anforderungen, das heißt ein Myon mit einem minimalen transversalen Impuls von 1.9 GeV und ein Myon mit einem minimalen transversalen Impuls von 1.4 GeV. Sollte ein Ereignis mehr als zwei Myonen besitzen, werden die zwei Myonen mit dem größten Transversalimpuls ausgewertet. Weiter sind die in Abschnitt 4.2.2 erläuterten Anforderungen an die invariante Masse der Myonpaare berücksichtigt. Außerdem wurden die Ereignisse auf den Photoproduktionsbereich $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt.
Auffällig ist die große Änderung aller Verteilungen von Ereignissen mit c-Quarks. Vor allem der Wertebereich von x_g wird deutlich kleiner. Er umfaßt mit der Anforderung nach zwei Myonen nahezu den gleichen Bereich wie bei Ereignissen mit b-Quarks.
Durch die Einschränkung des Polarwinkelbereichs der Myonen werden Ereignisse mit kleinen Photon-Proton-Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ verworfen.
Die Verteilung von $\hat{s}$ zeigt für Ereignisse aus b-Quarks keine Änderung, während die entsprechende Verteilung für c-Quarks durch die Anforderungen an die Myonen zu höheren Werten verschoben ist, denn der Transversalimpuls der Myonen ist korreliert mit dem Transversalimpuls der Quarks, und dieser muß zusätzlich zu ihrer Masse aufgebracht werden.

3.2.2 Vergleich der Eigenschaften der Myonen

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilungen des transversalen Impulses und des Polarwinkels der Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks. Für die Darstellung der Verteilung des transversalen Impulses ist für Ereignisse mit b-Quarks nach der Herkunft der Myonen unterschieden worden. Es ist deutlich zu erkennen, daß Myonen aus $c\bar{c}$-Ereignissen bevorzugt kleinere transversale Impulse aufweisen, während Myonen aus dem Kaskadenzerfall $b \to c \to \mu\nu X$ zwischen den Spektren der Myonen aus $c\bar{c}$-Ereignissen und der Myonen aus dem direkten Zerfall $b \to \mu\nu X$, die das flachste Spektrum aufweisen, liegen. Für die Polarwinkelverteilung wurde nicht zwischen dem direkten und dem Kaskadenzerfall unterschieden. Auffällig ist hier vor allem der Unterschied bei großen Polarwinkeln. Dort werden relativ mehr Myonen aus $c\bar{c}$-Ereignissen gefunden. Für den Zentral-Bereich des H1-Detektors $20° < \theta < 160°$ ist aber kein wesentlicher Unterschied zu erkennen.
Auf Grund der unterschiedlich harten Spektren des direkten Zerfalls $b \to \mu\nu X$ und des Kaskadenzerfalls $b \to c \to \mu\nu X$ ist das Verhältnis dieser beiden Zerfälle relativ zueinander bei der Selektion von Ereignissen mit Myonen stark von den angewandten Schnitten auf die Zerfallsmyonen abhängig. Abbildung 3.5 zeigt, wie sich die Verhältnisse bei der Selektion von Ereignissen mit wenigstens zwei Myonen ändern. Ohne weitere

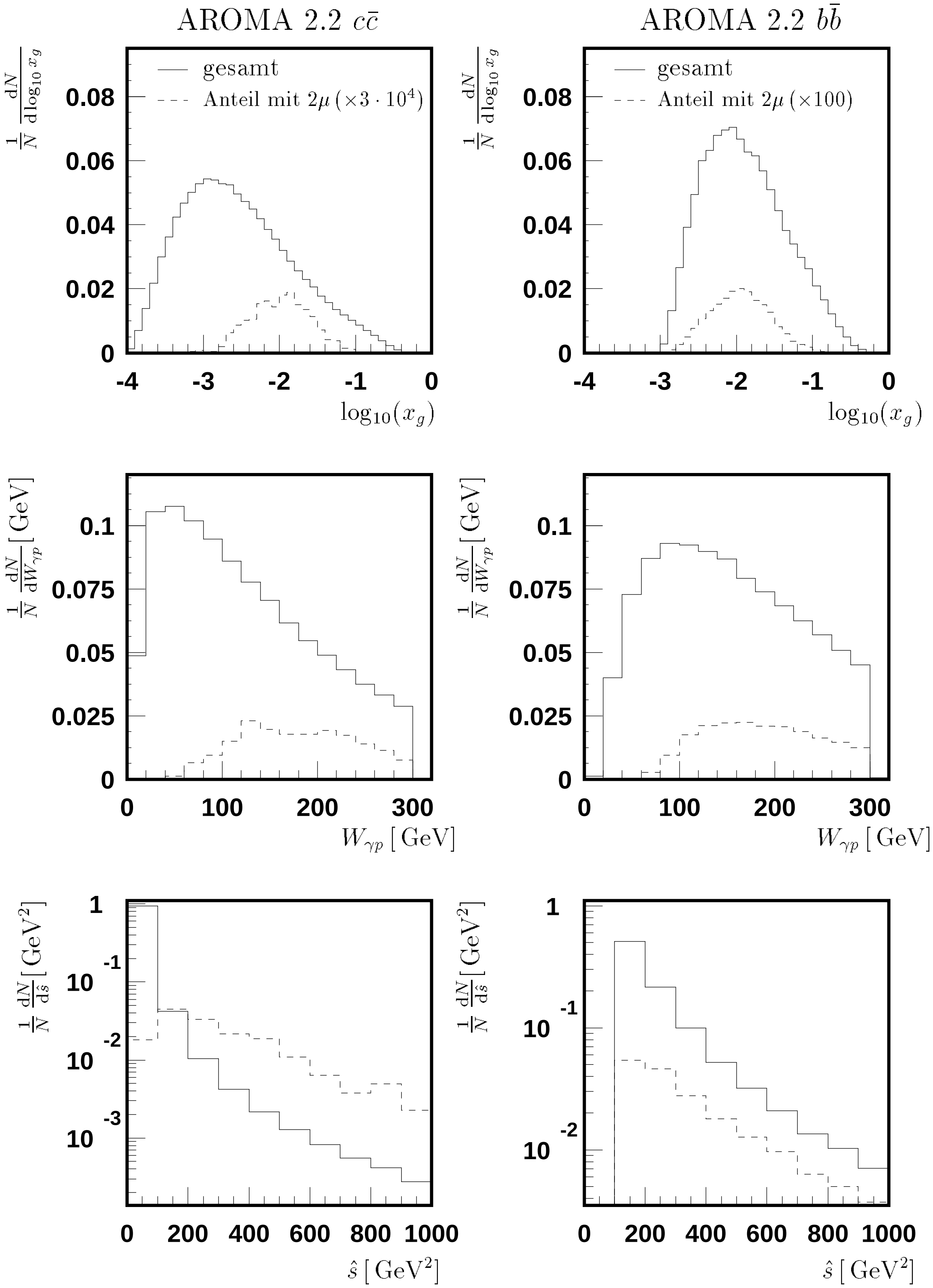

Abbildung 3.3: *Verteilung der generierten kinematischen Variablen x_g, $W_{\gamma p}$ und $\hat{s}$ für Ereignisse, die mit dem Generator AROMA 2.2 erzeugt wurden. Dargestellt sind die Verteilungen für alle Ereignisse (durchgezogenes Histogramm) und solche, in denen zwei Myonen vorhanden sind (gestricheltes Histogramm, Anforderungen an die Myonen siehe Text). Die Gesamtverteilungen wurden auf eins normiert, die gestrichelten Histogramme wurden zur besseren Darstellung zusätzlich wie angegeben skaliert.*

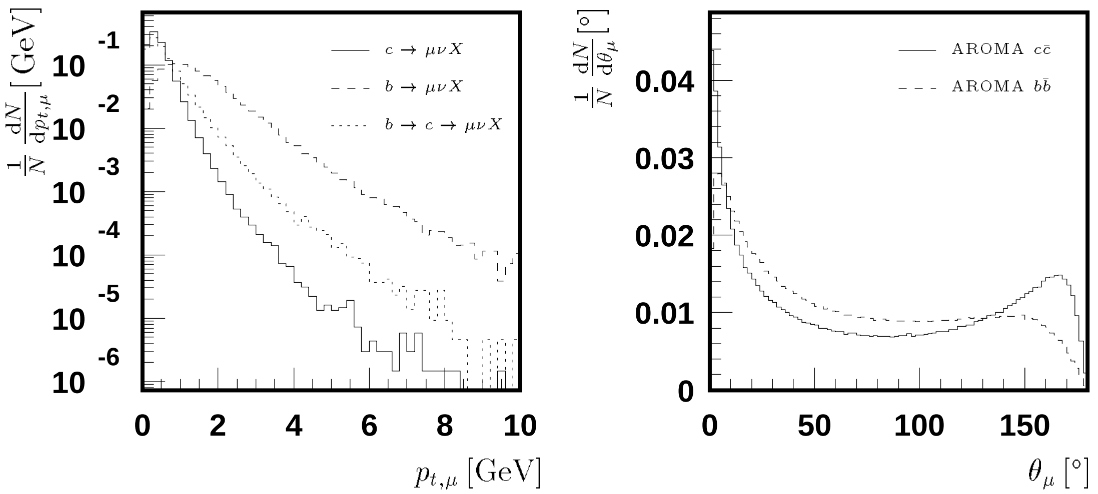

Abbildung 3.4: *Verteilung des transversalen Impulses $p_{t,\mu}$ und des Polarwinkels θ_μ für Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks aus Ereignissen des Generators AROMA 2.2. Für die Verteilung des transversalen Impulses ist für Ereignisse aus b-Quarks der direkte und der Kaskadenzerfall unterschieden. Die jeweiligen Verteilungen wurden auf eins normiert.*

Schnitte auf die Myonen (a) ist man dominiert von wenigstens einem Myon aus dem Kaskadenzerfall. Werden die oben angeführten Schnitte angewendet (b), kommt es zu einer drastischen Reduzierung des Anteils von Myonen aus dem Kaskadenzerfall.

Ebenfalls interessant ist der Anteil von Ereignissen mit zwei Myonen mit den obigen Anforderungen relativ zu Ereignissen mit wenigstens einem Myon mit einem minimalen Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ im Polarwinkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$. Der Anteil ist für die einzelnen Datensätze unterschiedlich und bestimmt sich zu:

$$\begin{aligned} \text{AROMA 2.2 } c\bar{c} &: \sim 0.9\,\% \\ \text{AROMA 2.2 } b\bar{b} &: \sim 4.1\,\% \\ \text{RAPGAP 2.06 (aufgelöst) } b\bar{b} &: \sim 2.8\,\% \end{aligned}$$

Den größten Anteil von Ereignissen mit zwei Myonen findet man in Ereignissen mit b-Quarks mit direktem Photon. Auf Grund der unterschiedlichen Polarwinkelverteilung der Myonen ist der Anteil an Ereignissen mit aufgelöstem Photon kleiner und den kleinsten Anteil findet man in Ereignissen mit c-Quarks.

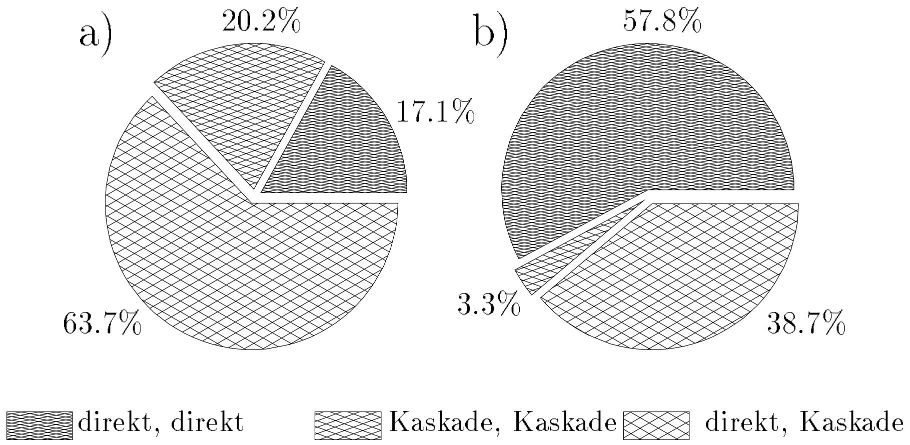

Abbildung 3.5: *Herkunft der Myonen in Ereignissen (AROMA 2.2 $b\bar{b}$) mit zwei Myonen. Bei Ereignissen mit mehr als zwei Myonen sind die beiden Myonen mit dem größten transversalen Impuls gezählt worden. a) ohne Schnitte auf die Polarwinkel und die transversalen Impulse der Myonen. b) Polarwinkelbereich der Myonen* $20° < \theta_\mu < 160°$*, ein Myon mit* $p_{t,\mu} > 1.4\,GeV$ *und ein Myon mit* $p_{t,\mu} > 1.9\,GeV$.

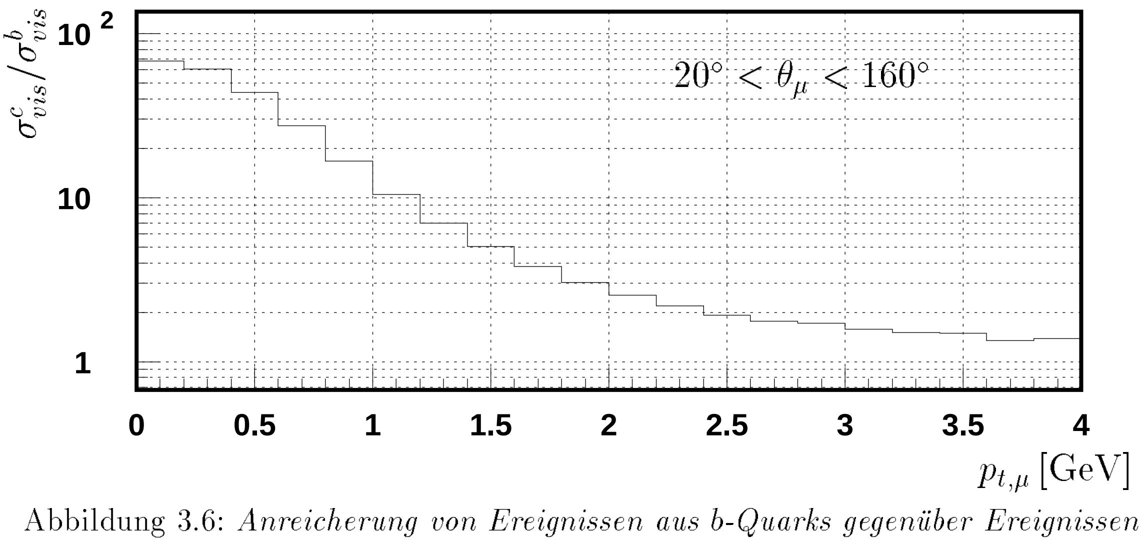

Abbildung 3.6: *Anreicherung von Ereignissen aus b-Quarks gegenüber Ereignissen aus c-Quarks. Jedes Ereignis besitzt wenigstens ein Myon. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Anreicherung vom Schnitt auf den transversalen Impuls* $p_{t,\mu}$ *für Myonen im Polarwinkelbereich* $20° < \theta_\mu < 160°$.

3.2.3 Anreicherung von Ereignissen aus bottom gegenüber Ereignissen aus charm

Werden die totalen Wirkungsquerschnitte aus Abschnitt 3.1.1 verglichen, so ergibt sich ein Verhältnis von:

$$\frac{\sigma(ep \to c\bar{c}X)}{\sigma(ep \to b\bar{b}X)} \approx 160$$

Durch die Forderung nach wenigstens einem Myon in jedem Ereignis wird bereits eine Anreicherung von Ereignissen aus b-Quarks erreicht. Dies ist durch die zusätzliche Quelle von Myonen aus dem Kaskadenzerfall $b \to c \to \mu\nu X$ begründet.

$$\frac{\sigma(ep \to \mu_c X)}{\sigma(ep \to \mu_b X)} \approx 77$$

Abbildung 3.6 zeigt, wie sich das Verhältnis durch Forderung eines minimalen transversalen Impulses für das Myon weiter verbessern läßt. Hierfür wurde der Polarwinkelbereich der Myonen auf $20° < \theta_\mu < 160°$ eingeschränkt. Das Verlangen eines minimalen transversalen Impulses von 1.0 GeV senkt das Verhältnis der zu erwartenden Ereignisse schon auf etwa 10. Es ist auch zu erkennen, daß mit steigendem transversalen Impulsschnitt die Verteilung immer flacher wird und eine weitere Anreicherung auf diesem Wege nur sehr schwer zu erreichen ist. Daher werden schließlich zwei Myonen mit den in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Anforderungen verlangt, und damit dann mehr Ereignisse mit b-Quarks als Ereignisse mit c-Quarks erwartet:

$$\frac{\sigma(ep \to \mu_c \mu_{\bar{c}} X)}{\sigma(ep \to \mu_b \mu_{\bar{b}} X)} \approx 0.6$$

Es wird also insgesamt eine Anreicherung um einen Faktor ~ 270 erreicht. Demnach sollte man in so selektierten Ereignissen einen großen Anteil von Myonen aus dem semimyonischen Zerfall von b-Quarks finden.

3.2.4 Korrelationen

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit die Myonen die Verteilungen der jeweils zugehörigen Quarks widerspiegeln und was für Korrelationen die Myonen untereinander besitzen.
In Abbildung 3.7 ist für Ereignisse mit wenigstens einem Myon aus c- und b-Quarks des Generators AROMA 2.2 der Polarwinkel von Myonen mit einem minimalen Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1.9$ GeV im Bereich $20° < \theta_\mu < 160°$ und der Polarwinkel der zugehörigen Quarks aufgetragen. Im Falle von Ereignissen mit c-Quarks erkennt man, daß die Einschränkung des Polarwinkels der Myonen die Beschränkung der Polarwinkelverteilung der c-Quarks auf den gleichen Bereich bewirkt. Für Ereignisse mit b-Quarks ist eine deutliche Verschmierung der Polarwinkelverteilung der den Myonen zugehörigen Quarks zu erkennen.

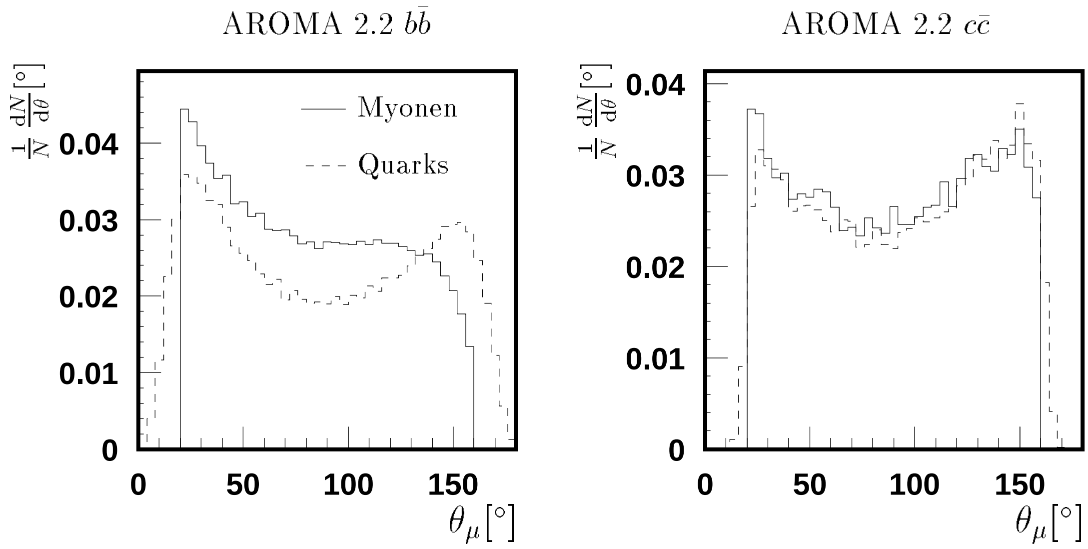

Abbildung 3.7: *Polarwinkelverteilung für Myonen und die zugehörigen Quarks. Der Polarwinkelbereich der Myonen ist auf* $20° < \theta_\mu < 160°$ *eingeschränkt, und es wurde ein minimaler Transversalimpuls* $p_{t,\mu} > 1.9\,GeV$ *verlangt.*

Die Abbildungen 3.8 und 3.9 zeigen für Ereignisse mit zwei Myonen die Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi$ und den Öffnungswinkel α sowohl zwischen den Myonen als auch zwischen den schweren Quarks des Ereignisses. Der Öffnungswinkel α ist der räumliche Winkel zwischen den Myonen bzw. Quarks im Laborsystem.
In Abbildung 3.8 sind Ereignisse mit c-Quarks und in Abbildung 3.9 Ereignisse mit b-Quarks mit direktem Photon (AROMA 2.2) und aufgelöstem Photon (RAPGAP 2.06) dargestellt. In der Abbildung 3.9 sind die Anteile von Ereignissen, bei denen eines der Myonen aus dem Kaskadenzerfall stammt, und der Anteil von Ereignissen mit gleichgeladenen Myonpaaren eingezeichnet. Für den Kaskadenzerfall gibt es zwei Möglichkeiten: Beide Myonen stammen aus der gleichen Zerfallskette eines der schweren Quarks. Dies liefert entgegengesetzt geladene Myonpaare mit kleiner Azimutalwinkeldifferenz. Bei der anderen Möglichkeit stammen die Myonen jeweils aus der anderen Zerfallskette der schweren Quarks. Dieses liefert vorrangig gleichgeladene Myonpaare mit großen Azimutalwinkeldifferenzen. Neutrale Mesonen mit b-Quarks können in ihr Antiteilchen fluktuieren und dann zerfallen. Geschieht das bei einem der schweren Quarks, kann dies ebenfalls eine Quelle für gleichgeladene Myonpaare sein. In Ereignissen mit c-Quarks gibt es keine gleichgeladenen Myonpaare und keinen Kaskadenzerfall, daher ist in Abbildung 3.8 nichts davon eingezeichnet.
Die Azimutalwinkeldifferenz der Quarks zeigt in allen Verteilungen ihr Maximum bei 180°. Das gleiche gilt für die Myonpaare aus Ereignissen mit c-Quarks. Die Verteilungen für Myonpaare aus b-Quarks sind wie erwartet breiter und haben auch einen deutlichen Anteil bei kleinen Differenzen. Die Verteilung des Öffnungswinkels α ist für alle drei Abbildungen stark unterschiedlich. Für Ereignisse mit aufgelöstem Photon zeigen sich keine Maxima, während für Ereignisse mit direktem Photon sowohl für c- als auch für b-Quarks ein Maximum bei großen Öffnungswinkeln ($\cos\alpha = -1$) zu erkennen

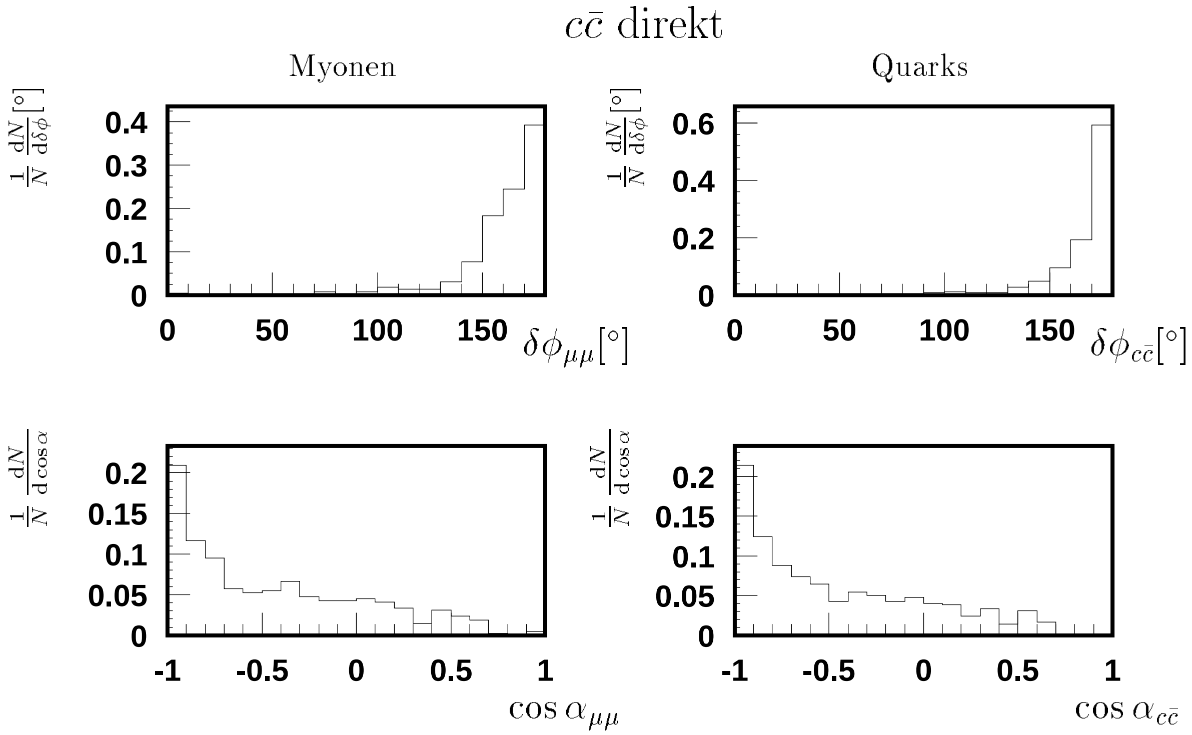

Abbildung 3.8: *Verteilung der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi$ und des Öffnungswinkels α zwischen den beiden Myonen bzw. den schweren Quarks aus Ereignissen mit* **c-Quarks** *des Generators* **AROMA 2.2**.

ist. Zusätzlich findet man bei Ereignissen mit b-Quarks ein Maximum bei kleinem Öffnungswinkel ($\cos\alpha = 1$), das durch den Kaskadenzerfall gegeben ist.

Eine wesentliche Quelle von Untergrundereignissen für die Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks sind Ereignisse mit einem Myon aus dem Quarkzerfall und einem weiteren Teilchen, das im Detektor die Signatur eines minimalionisierenden Teilchens hinterläßt und damit ein Myon vortäuscht (Kapitel 5). Daher sind in der Abbildung 3.10 die Verteilungen der Azimutalwinkeldifferenz und des Öffnungswinkels noch einmal für ein Myon und ein geladenes Hadron dargestellt. In den Verteilungen sind die Kombinationen zwischen dem Myon und allen Hadronen eines Ereignisses eingetragen, die die Anforderungen an den Polarwinkelbereich und den Transversalimpuls erfüllen.

Die Verteilungen der Azimutalwinkeldifferenz für Myon-Hadron-Paare unterscheiden sich von den Myonpaaren vor allem durch den größeren Anteil von Ereignissen bei kleinen Werten. Ein ausgeprägtes Maximum zeigt die Verteilung des Öffnungswinkels bei kleinen Werten, hier ist auch der Anteil von gleichgeladenen Paaren am kleinsten. Kaonen haben eine relativ große Wahrscheinlichkeit, Myonen vorzutäuschen (Kapitel 5). In Ereignissen mit c-Quarks läßt sich beobachten, daß Kaonen, die in der Nähe zu den Myonen gefunden werden, die entgegengesetzte Ladung tragen und Kaonen, die in $\delta\phi$ dem Myon gegenüberliegen, die gleiche. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Kaonen aus der gleichen bzw. der jeweils anderen Zerfallskette wie das Myon stammen.

Abbildung 3.11 zeigt zum Abschluß die gleichen Verteilungen für alle Kombinationen

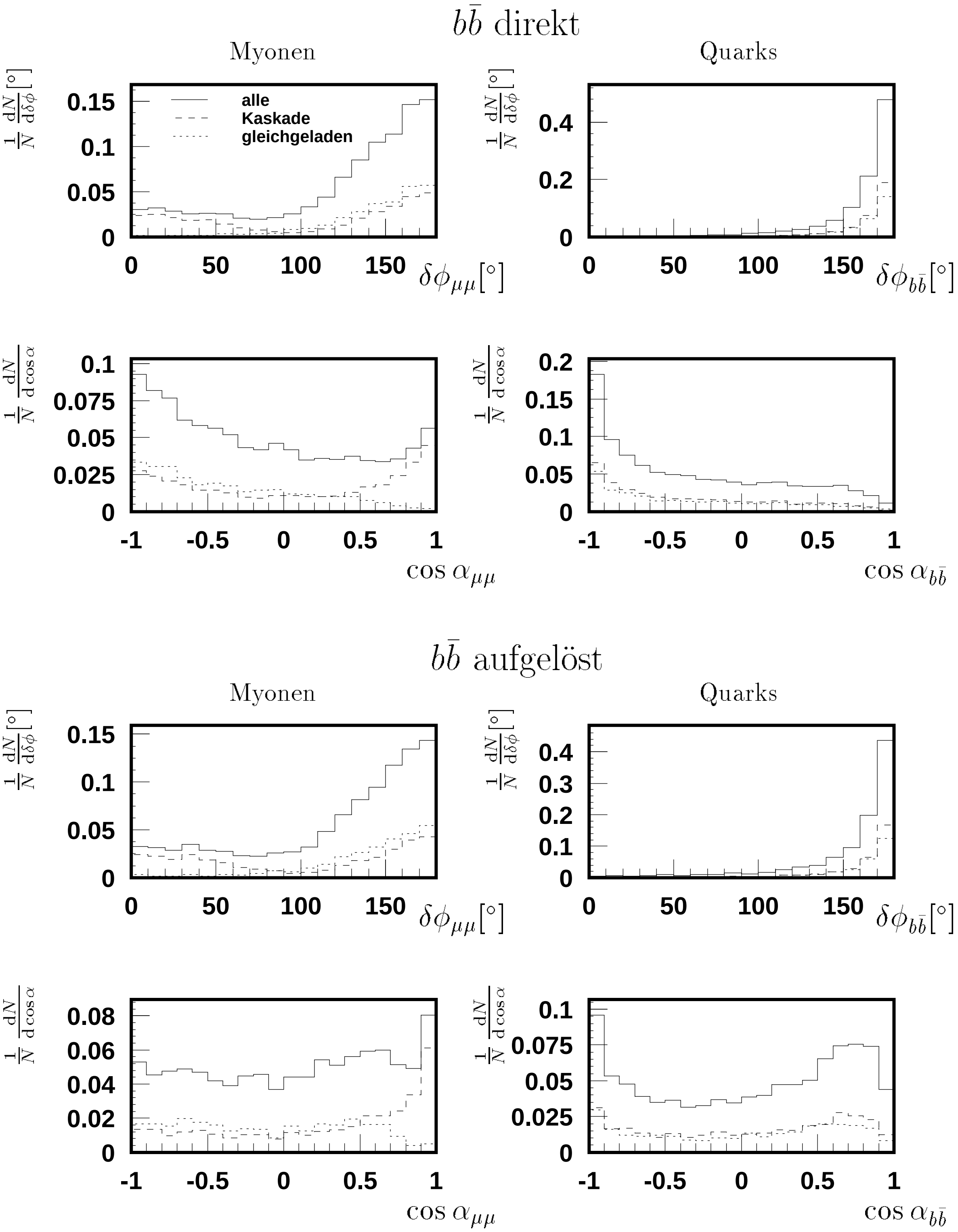

Abbildung 3.9: *Verteilung der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi$ und des Öffnungswinkels α zwischen zwei Myonen und den schweren Quarks aus Ereignissen mit* **b-Quarks** *des Generators* **AROMA 2.2 (direkt)** *und* **RAPGAP 2.06 (aufgelöst)**. *Der Anteil von Ereignissen mit einem Myon aus dem Kaskadenzerfall und der Anteil gleichgeladener Myonpaare sind eingezeichnet.*

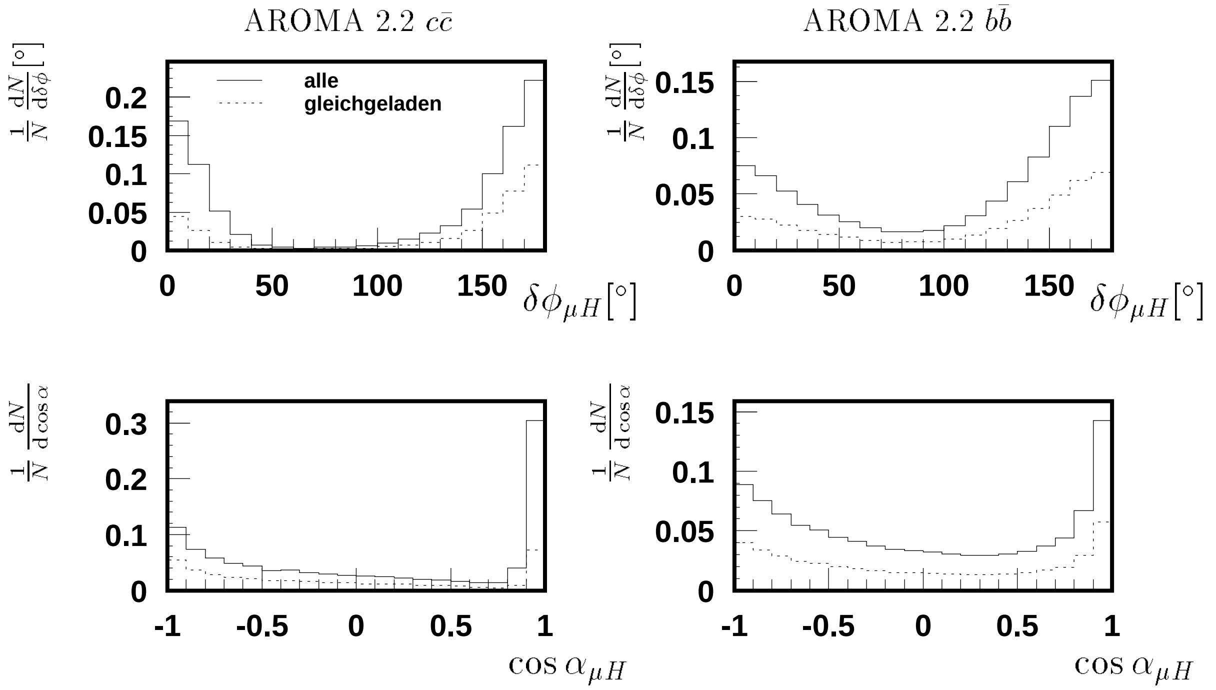

Abbildung 3.10: *Verteilung der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi$ und des Öffnungswinkels α zwischen einem Myon und einem geladenen Hadron aus Ereignissen mit* ***b*-Quarks** *(rechts) und mit* ***c*-Quarks** *(links) des Generators* **AROMA 2.2**.

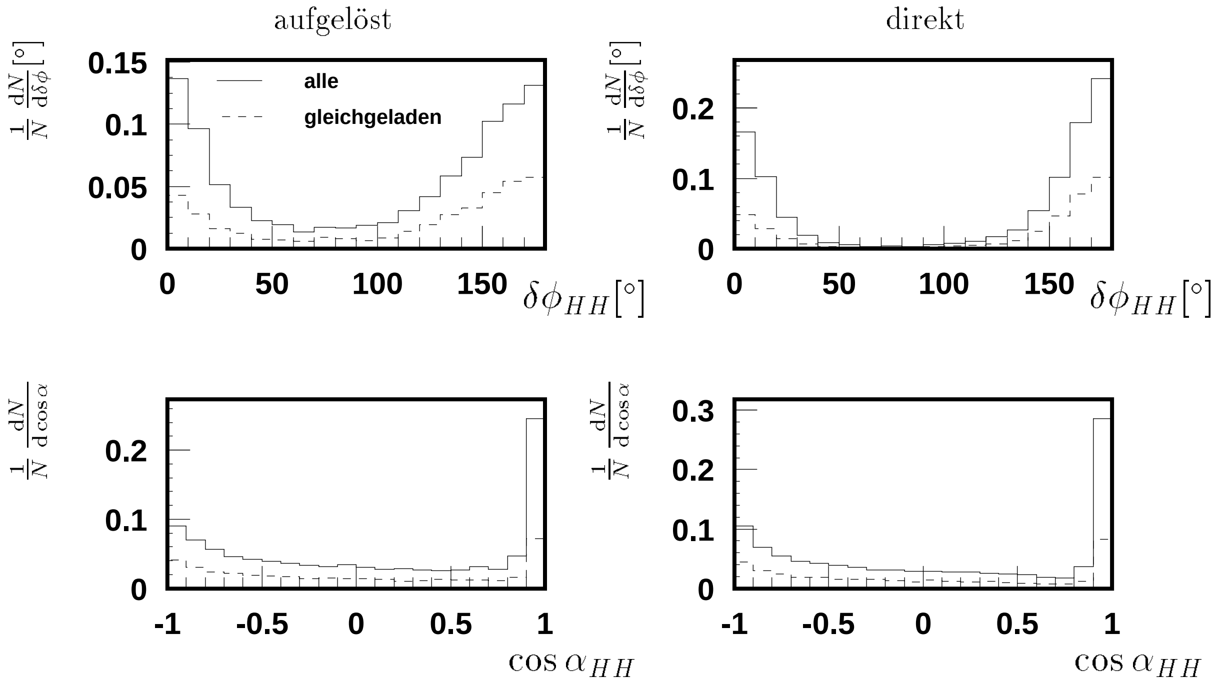

Abbildung 3.11: *Verteilung der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi$ und des Öffnungswinkels α zwischen zwei geladenen Hadronen aus Ereignissen mit* **leichten Quarks** *des Generators* **PYTHIA 5.7**.

von zwei geladenen Hadronen, die die Polarwinkeleinschränkung und den Transversalimpulsschnitt erfüllen, aus Ereignissen mit leichten Quarks (uds). Dargestellt sind Ereignisse, die mit dem Generator PYTHIA 5.7 erzeugt worden sind, aus aufgelösten und direkten Prozessen. Es ist kein wesentlicher Unterschied zu den Verteilungen aus der Kombination von Myon und Hadron zu erkennen. Die Maxima bei Prozessen mit aufgelöstem Photon sind weniger stark betont als bei Ereignissen mit direktem Photon. Abschließend läßt sich sagen, daß bei kleinen Azimutalwinkeldifferenzen und kleinen Öffnungswinkeln, das heißt dort, wo sich Ereignisse mit c- und b-Quarks unterscheiden, eine sehr große Anzahl von Einträgen aus Untergrund erwartet wird.

Kapitel 4

Selektion der Ereignisse mit zwei Myonkandidaten

Um die Analyse zu vereinfachen, wird bei der endgültigen Rekonstruktion der Ereignisse eine Klassifizierung in physikalisch sinnvolle Klassen vorgenommen, die als Ausgangspunkt für spätere Selektionen benutzt werden können. In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Klassifikation von Ereignissen mit Myonkandidaten gegeben werden. Dazu wird kurz beschrieben, wie die Klassifikation prinzipiell durchgeführt wird. Außerdem wird auf die Rekonstruktion von Teilchen in den Spurkammern und die Myonerkennung eingegangen. Anschließend wird die Selektion der Ereignisse mit zwei Myonkandidaten mit allen notwendigen Schritten vorgestellt. Zum Abschluß wird die Bestimmung der integrierten Luminosität für diese Analyse diskutiert.

4.1 Ereignisklassifikation

Die Ereignisklassifikation wird bei H1 auch als fünfte Triggerstufe L5 (Abschnitt 6.1) bezeichnet. Hier werden die Ereignisse, die das Experiment liefert, rekonstruiert und in verschiedene physikalisch relevante Klassen eingeteilt. Dabei ist es möglich, daß ein Ereignis die Anforderungen mehrerer solcher Klassen erfüllt. Ereignisse, die keiner Ereignisklasse genügen, werden nicht auf Magnetband (POT[1]) gespeichert. Für die vorliegende Arbeit ist die Klasse 24 die relevante Klasse. In ihr sind Ereignisse mit einem oder mehreren Myonkandidaten enthalten. Die so selektierten Ereignisse werden weiter komprimiert und zur physikalischen Analyse auf Festplatten (DST[2]) geschrieben.

4.1.1 Rekonstruktion von Spuren

Rekonstruktion im zentralen Spurkammersystem

Die Spurkammern befinden sich in einem zylindrischen Magnetfeld, das parallel zur Strahlachse ausgerichtet ist. In der zum Magnetfeld transversalen Ebene wird die Bahn

[1] **P**roduction **O**utput **T**ape
[2] **D**ata **S**ummary **T**ape

geladener Teilchen durch einen Kreis mit Radius $r = \frac{1}{\kappa}$ beschrieben. Der Weg durch die Spurkammern kann durch eine Helix mit fünf Parametern beschrieben werden:

- κ : Krümmung
- DCA : kleinster radialer Abstand der Kreisbahn zur Strahlachse
- ϕ_{DCA} : Azimutalwinkel am Punkt des DCA
- z_0 : z-Koordinate am Punkt des DCA
- θ : Polarwinkel am Punkt des DCA

Zur Spurfindung werden die Driftzeit- und Ladungsinformationen der einzelnen Treffer auf den Signaldrähten verwendet. Zunächst werden getrennt in der inneren und der äusseren Driftkammer Spurstücke in der $r\phi$-Ebene rekonstruiert. Diese Spurstücke werden dann unter Annahme einer Krümmung κ mit Hilfe eines χ^2-Tests zusammengefügt. Die z-Position ergibt sich durch Ladungsteilung an den Drahtenden und ist damit vergleichsweise ungenau bestimmt. Zur Verbesserung der Auflösung werden zusätzlich die Informationen der z-Driftkammern CIZ und COZ ausgewertet.
Abschließend werden Spuren mit kleinem DCA an einen gemeinsamen Vertex angepaßt. Für jedes Ereignis wird die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes aus den Spuren bestimmt. Der Vertex in der xy-Ebene wird jeweils für eine ganze Datennahmeeinheit[3] bestimmt. Die Vertexanpassung bewirkt eine präzisere Bestimmung der Spurparameter θ, ϕ und κ.
Es wird so eine Impulsauflösung von

$$\sigma_{p_t}/p_t^2 \approx 0.01\,\mathrm{GeV}^{-1}$$

erreicht.

Rekonstruktion in den vorderen Spurkammern

Zur Rekonstruktion von Spuren im Vorwärtsspurkammersystem werden zunächst in den radialen und planaren Kammern Spursegmente gesucht. Mit diesen Spursegmenten wird dann in der $r\phi$-Ebene eine parabelförmige und in der rz-Ebene eine lineare Anpassung durchgeführt. Danach werden die Parameter einer Helix, die diese Bahn beschreibt, bestimmt. Abschließend findet eine Verbindung mit dem Vertex statt.
Der Polarwinkelbereich $15° < \theta < 25°$ wird von beiden Spurkammersystemen abgedeckt. Daher ist es hier möglich, Spuren beider Systeme zu einer zu kombinieren.

4.1.2 Myon-Rekonstruktion

Myonen können von drei unterschiedlichen Detektorkomponenten erkannt werden: dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, dem zentralen Myonsystem (instrumentiertes Eisen) und dem Vorwärtsmyonsystem. Auf letzteres wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen.

[3]engl.: Run

Rekonstruktion von Myonen im zentralen Myonsystem

Die Rekonstruktion von Spuren im zentralen Myonsystem wird anhand der Information von Draht- und Streifenlagen durchgeführt. Pro Modul stehen bis zu 16 Drahtlagen und maximal 3 Streifenlagen zur Verfügung. Die Spurrekonstruktion im Myonsystem erfolgt unabhängig voneinander in drei Unterbereichen des Systems, den beiden Endkappen und dem Barrel. Dazu wird zunächst eine Mustererkennung nach der Methode des „Conformal Mapping“ [Lau84] durchgeführt. Es wird nach einfachen Trefferstrukturen gesucht. Enthalten diese Strukturen mindestens drei Treffer und haben eine Mindestlänge von 15 cm, dann wird über eine χ^2-Anpassung eine Spur bestimmt.
Um eine Verbindung zwischen den so gefundenen Spuren des zentralen Myonsystems und den zentralen Spurkammern vornehmen zu können, wird eine Vorauswahl an Kandidaten getroffen. Die Kriterien hierfür sind nachfolgend aufgelistet.

- Impuls der Kammerspur: $p > 1\,\text{GeV}$
- Polarwinkeldifferenz: $|\theta_{Spurkammer} - \theta_{Myon}| < 12°$
- für die Azimutalwinkeldifferenz wird die Krümmung im Magnetfeld berücksichtigt:

$$\begin{aligned} 12° > (\phi_{Spurkammer} - \phi_{Myon}) > -90° \quad &\text{für} \quad \kappa > 0 \\ 12° > (\phi_{Myon} - \phi_{Spurkammer}) > -90° \quad &\text{für} \quad \kappa < 0 \end{aligned}$$

Alle Spurkammer-Spuren, die diese Kriterien erfüllen, werden unter der Annahme, daß es sich um ein Myon handelt, zum Anfangspunkt der im Myonsystem rekonstruierten Spur extrapoliert. Der Energieverlust durch Ionisation wird dabei berücksichtigt. Vielfachstreuung wird im Rahmen der Fehlerrechnung betrachtet.
Zur Bewertung der Spurverbindung wird ein χ^2 wie folgt berechnet.

$$\chi^2 = (\vec{X}_{Spurkammer} - \vec{X}_{Myon})^T \vec{V}^{-1} (\vec{X}_{Spurkammer} - \vec{X}_{Myon})$$

$\vec{X}_{Spurkammer}$ steht für die Parameter der extrapolierten Spur. $\vec{X}_{Myon}$ steht für die Parameter der im zentralen Myonsystem rekonstruierten Spur. Dieser Parametersatz ist für Endkappen- und Barrelbereich unterschiedlich.

- Endkappen: $\vec{X}_{Myon} = (x, y, \tan\alpha_{yz})$, wobei
  - x, y Koordinaten des ersten Eisenspurpunktes
  - $\tan\alpha_{yz}$ Steigung in der yz-Ebene
- Barrel: $\vec{X}_{Myon} = (z, \phi_{Ort}, \phi_{Richtung})$, wobei
  - z: z-Koordinate des ersten Eisenspurpunktes
  - ϕ_{Ort}: Winkel in der xy-Ebene vom Vertex aus gesehen
  - $\phi_{Richtung}$: Flugrichtung in der xy-Ebene

Durch Integration über die Verteilungsfunktion $f(\chi^2, N)$ wird eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ berechnet.

$$f(\chi^2, N) = \frac{1}{2^{N/2}\Gamma(N/2)}(\chi^2)^{N/2-1}e^{-\chi^2/2}$$

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(X, N)\mathrm{d}X$$

Alle Spurverbindungen mit $P(\chi^2) > 0.0001$ werden als Myonkandidat gewertet.

Rekonstruktion von Myonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Myonen können ebenfalls im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen werden. Als Ausgangspunkt dienen die rekonstruierten Spuren der Spurkammern. Diese werden als Helix unter Berücksichtigung des Magnetfeldes durch das Kalorimeter extrapoliert. Für jede Spur werden dann charakteristische Größen berechnet. Dabei handelt es sich z.B. um die in der Umgebung der Spur im Kalorimeter deponierte Energie. Zur Auswertung dieser Größen wird ein auf *Fuzzy*-Logik basiertes Verfahren angewendet. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Sch97]. Als Ergebnis wird eine Einstufung in schwache (Qualität=1), mittlere (Qualität=2) und gute (Qualität=3) Myonen geliefert.
Im Flüssig-Argon-Kalorimeter erkannte Myonen werden in dieser Analyse nicht näher untersucht und sind nur in der Vorselektion der Ereignisse mit zwei Myonkandidaten wichtig.

4.1.3 Kriterien für die Myon Klasse

Damit ein Ereignis von der Klassifikationsstufe L5 in die Myonklasse 24 eingeteilt wird, muß die z-Position des Vertex innerhalb von $|z_{vtx}| < 40\,\text{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen. Die weiteren Kriterien sind von den Myonkandidaten abhängig. Ein Ereignis wird klassifiziert wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- Es gibt mindestens einen Myonkandidaten im Myondetektor.

- Es gibt zwei Myonkandidaten im Myondetektor oder Kalorimeter, für die Identifizierung im Kalorimeter wird mindestens mittlere Qualität verlangt.

- Es werden weniger als sechs gute Spuren im Spurkammersystem und genau ein Myonkandidat im Myondetektor oder Kalorimeter (mittlere Qualität) gefunden.

4.2 Ereignisselektion

Zur Selektion der Ereignisse mit Myonkandidaten wird das von L. West entwickelte Programmpaket [Wes96] verwendet. Die hierbei verwendeten Anforderungen an die Spuren und die Myonkandidaten sind dabei an die Klassifizierung durch die Rekonstruktionsstufe L5 angelehnt.

4.2.1 Vorselektion

Die Vorselektion stellt eine erste Reduktion der Myonklasse dar. In Monte-Carlo-Studien zeigt sich, daß die Forderung nach hadronischer Aktivität eine Anreicherung von Ereignissen aus schweren Quarks bewirkt. Hierzu wird von jedem Ereignis verlangt, daß es wenigstens fünf geladene Teilchen besitzt. In dieser Analyse soll der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks bestimmt werden. Daher werden nur solche Ereignisse selektiert, die wenigstens zwei Myonkandidaten besitzen. Diese müssen sich im Winkelbereich $20° < \theta < 160°$ der zentralen Spurkammern befinden. Für im instrumentierten Eisen erkannte Myonkandidaten wird ein minimaler Transversalimpuls von $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ und für im Kalorimeter erkannte Myonkandidaten ein minimaler Transversalimpuls von $p_{t,\mu} > 1.0\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Bei mehr als zwei Kandidaten in einem Ereignis wird dem Nachweis im instrumentierten Eisen gegenüber dem Kalorimeter der Vorzug gegeben, bzw. die beiden Myonen mit größtem Transversalimpuls ausgewählt. Aufschluß über die Ereignisanzahlen liefert die Tabelle 4.1.

	Ereignisse	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
Klasse 24	1328294	2185788
zwei Myonkandidaten	23017	24109
5 gute Spuren	4241	7539

Tabelle 4.1: *Reduktion der Ereignisse in der Vorselektion. Für im Kalorimeter erkannte Myonkandidaten wurde nur die gute Qualität verwendet.*

4.2.2 Analyseselektion

Bei der Untersuchung des Untergrundes stellte sich die Bestimmung des Untergrundes für Ereignisse mit Myonen, die nur im Kalorimeter nachgewiesen wurden, als äußerst schwierig und sehr ungenau heraus. Daher wurde die Selektion dahingehend weiter eingeschränkt, daß die Myonkandidaten im instrumentierten Eisen identifiziert worden sein müssen. Weiter stellte sich als sinnvoll heraus, von einem dieser Myonkandidaten einen minimalen Transversalimpuls von $1.9\,\mathrm{GeV}$ zu verlangen (Effizienz der 4. Triggerstufe (Abschnitt 6.5) und Vergleich zum *Etag-Datensatz* (Abschnitt 5.2.1)).

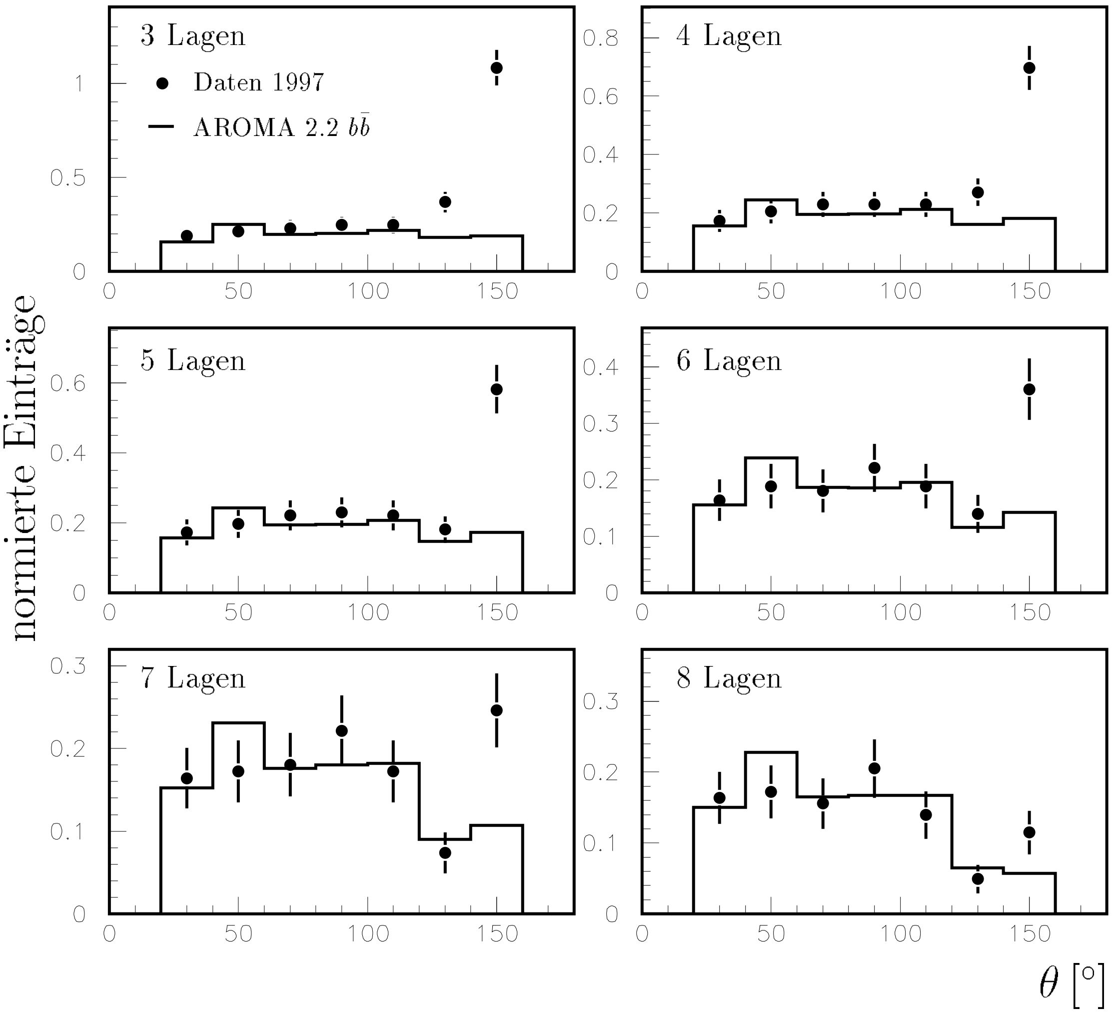

Abbildung 4.1: *Dargestellt ist die Polarwinkelverteilung der Myonkandidaten aus Daten (Punkte) und Myonen aus Ereignissen des Generators AROMA 2.2 $b\bar{b}$ (Linie) für verschiedene Anforderungen an die Anzahl der angesprochenen Lagen in der hinteren Endkappe des Myonsystems. Die Ereignisse in der Grafik rechts unten (8 Lagen) entsprechen den 61 Photoproduktionsereignissen der Datenahmeperiode 1997 (vergleiche Tabelle 4.4). Die Histogramme in der Grafik rechts unten wurden auf gleiche Fläche normiert und die so erhaltenen Normierungsfaktoren auf die übrigen Histogramme angewendet.*

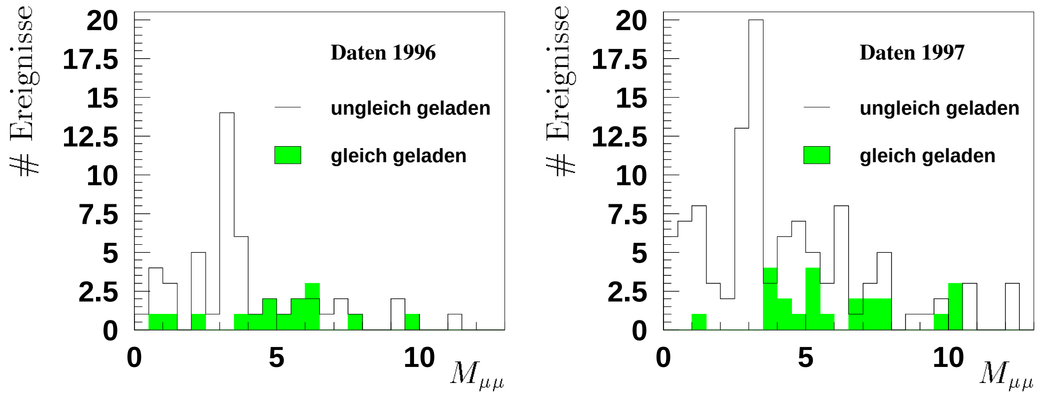

Abbildung 4.2: *Verteilung der invarianten Masse der Myonpaare der Datennahmeperioden 1996 und 1997 ohne Ausschluß des J/ψ- und Υ-Massenbereiches getrennt nach Paaren gleicher und ungleicher Ladung.*

Studien der Daten zeigten auch, daß es notwendig ist, die Anforderungen an Myonkandidaten in der hinteren Endkappe (BEC) des instrumentierten Eisens zu verschärfen (siehe Abbildung 4.1). Dort ist zu erkennen, daß man bei wenigen verlangten Lagen bei großen Polarwinkeln θ_μ von Untergrund dominiert ist. Für diese Analyse wurde daher verlangt, daß acht der zehn Lagen im Eisen angesprochen haben, während die Ereignisklassifikation nur 3 Lagen verlangt. Aus Abbildung 4.2 läßt sich erkennen, daß viele Myonpaare durch den Zerfall von J/ψ-Mesonen entstehen. Um sicherzustellen, daß solche Ereignisse nicht selektiert werden, wird ein Schnitt auf die invariante Masse $M_{\mu\mu}$ des Myonpaares gemacht. Es wird ein Bereich von 225 MeV Breite um die nominelle J/ψ-Masse ausgeschlossen. Das entspricht der dreifachen Breite des J/ψ-Signals. Das gleiche geschieht auch für die Masse des Υ-Mesons, auch wenn bei dieser Selektion kein Signal zu erkennen ist. Weiter wurde aus Kompatibilitätsgründen zu einer der verwendeten Monte-Carlo-Simulationen von einem der Myonkandidaten verlangt, daß der Polarwinkel θ_μ kleiner als 150° ist (vergleiche Tabelle 3.1).
Die Analyseselektion kann wie folgt zusammengefaßt werden:

- mindestens 5 „gute“ Spuren
- 2 im instrumentierten Eisen erkannte Myonen
- 8 von 10 Lagen im Eisen in der hinteren Endkappe (BEC)
- Polarwinkelbereich der Myonen: $20° < \theta_\mu < 160°$, aber ein Myon mit $\theta_\mu < 150°$
- ein Myon mit $p_{t,\mu} > 1.9$ GeV und ein Myon mit $p_{t,\mu} > 1.4$ GeV
- $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| > 225$ MeV und $|M_{\mu\mu} - M_\Upsilon| > 750$ MeV

Diese Kriterien reduzieren die Ereignisanzahlen wie in Tabelle 4.2 angegeben. Für die in der Tabelle 4.2 mit **A** und **B** gekennzeichneten Ereignisse sind in der Abbildung 4.3

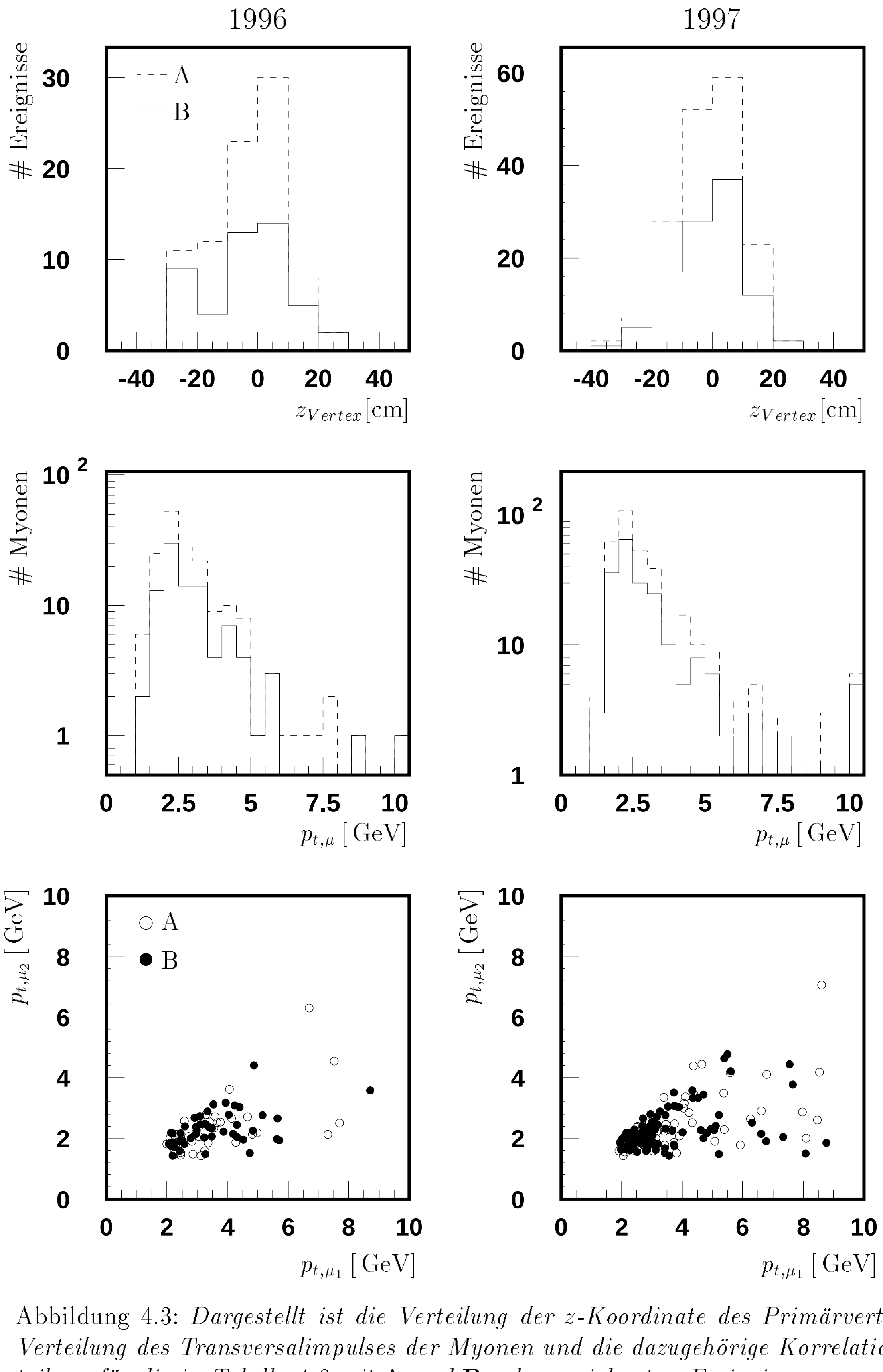

Abbildung 4.3: *Dargestellt ist die Verteilung der z-Koordinate des Primärvertex, die Verteilung des Transversalimpulses der Myonen und die dazugehörige Korrelationsverteilung für die in Tabelle 4.2 mit* **A** *und* **B** *gekennzeichneten Ereignisse.*

		Ereignisse	
	Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
	zwei im Eisen erkannte Myonen	284	593
	Detektorstatus (Abs. 4.3)	243	561
	ein Myon mit $p_{t,\mu} > 1.9\,\mathrm{GeV}$	200	443
A	8 Lagen BEC	86	173
	$\|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}\| > 225\,\mathrm{MeV}$	67	135
	$\|M_{\mu\mu} - M_{\Upsilon}\| > 750\,\mathrm{MeV}$	64	124
	ein Myon mit $\theta < 150°$	64	122
B	Myon-Trigger (S19 $\vee$ S22)	47	102
	SpaCal-Trigger	14	37

Tabelle 4.2: *Reduktion der Ereignisse mit zwei im instrumentierten Eisen identifizierten Myonkandidaten in der Analyseselektion. Auf die hier erwähnten Trigger wird in Kapitel 6 eingegangen.*

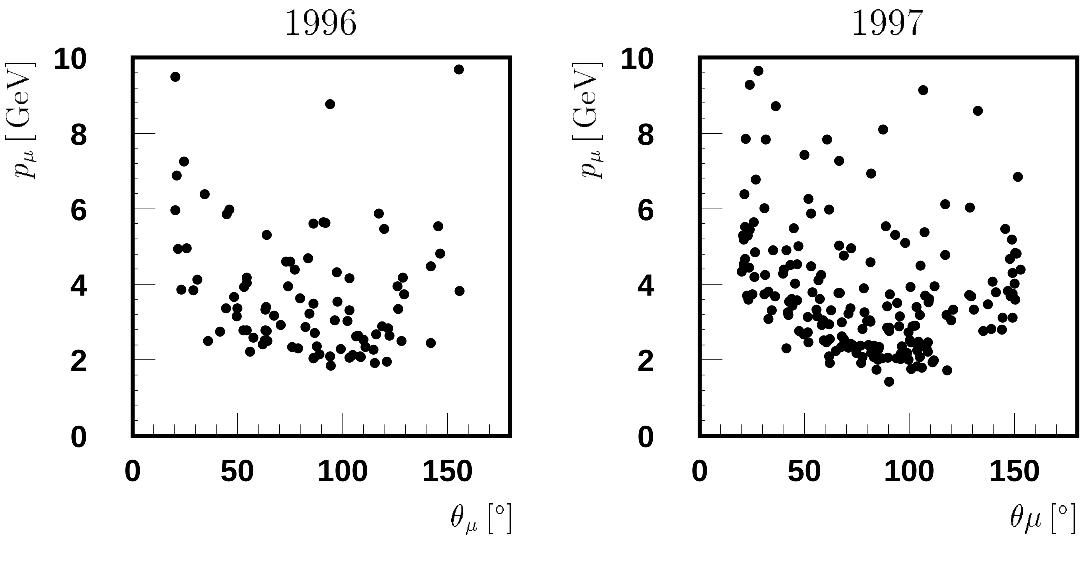

Abbildung 4.4: *Korrelationsverteilung zwischen dem Impuls p_μ und dem Polarwinkel θ_μ der Myonkandidaten der durch die Myon-Trigger akzeptierten Ereignisse mit zwei Myonkandidaten (Tabelle 4.2* **B***). Auf die Myon-Trigger wird in Kapitel 6 eingegangen.*

Anforderungen an das gestreute Positron	
Cluster-Energie	$E_{Cluster} > 8\,\mathrm{GeV}$
Energie in der Vetolage	$E_{Veto} < 1\,\mathrm{GeV}$
Polarwinkel	$151° < \theta_{Cluster} < 178°$
z-Position des Cluster	$z_{Cluster} < -160\,\mathrm{cm}$
x- bzw. y-Position des Cluster	$\max(\lvert x_{Cluster}\rvert, \lvert y_{Cluster}\rvert) > 8.7\,\mathrm{cm}$
Abstand zum nächsten BDC-Treffer	$d_{BDC} < 2.8\,\mathrm{cm}$
Cluster-Radius	$R_{Cluster} < 3.4\,\mathrm{cm}$

Tabelle 4.3: *Bedingungen, die ein Energie-Cluster im SpaCal erfüllen muß, um als „gutes“ gestreutes Positron akzeptiert zu werden.*

Verteilungen für die z-Koordinate des Primärvertex und für die transversalen Impulse der Myonkandidaten dargestellt. Die Verteilung des Primärvertex zeigt die erwartete Struktur für Ereignisse der ep-Wechselwirkung. Weiter ist klar zu erkennen, daß der Schritt von **A** nach **B** gleichmäßig die Verteilung des transversalen Impulses reduziert. Abbildung 4.4 zeigt für die mit **B** gekennzeichneten Ereignisse die Korrelation zwischen dem Impuls und dem Polarwinkel der Myonkandidaten. Weitere Verteilungen finden sich in Abschnitt 7.4.

4.2.3 Kinematik der Ereignisse

Um eine Einteilung in Photo- und Elektroproduktion (DIS) vornehmen zu können, wurden drei Klassen über ein mögliches gestreutes Positron wie folgt definiert:

- **Klasse 0**: Es befindet sich kein erkannter Positronkandidat mit einer Energiedeposition von mehr als 4 GeV im Detektor (Photoproduktion).

- **Klasse 1**: Dies ist die sogenannte Mischklasse, da hier alle Ereignisse eingeteilt werden, die nicht in eine der anderen Klassen gelangen.

- **Klasse 2**: Für diese Klasse wird ein Positronkandidat im SpaCal gemäß den Schnitten der Tabelle 4.3 verlangt (DIS).

In den Abbildungen 4.5, 4.6 und 4.7 sind die Verteilungen des Viererimpulsübertragsquadrates Q^2 für jede dieser drei Klassen anhand von simulierten und rekonstruierten $b\bar{b}$-Ereignissen des Monte-Carlo Generators AROMA 2.2 dargestellt. Die Abbildungen zeigen als offene Histogramme die generierte Verteilung von Q^2 ohne einen Schnitt auf die Kinematik des Ereignisses. Das gefüllte Histogramm stellt die Q^2-Verteilung nach Verlangen der jeweiligen Klasse dar.
Alle Ereignisse mit einem Viererimpulsübertragsquadrat $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden zur Photoproduktion gezählt. Aus Abbildung 4.5 läßt sich erkennen, daß die Klasse 0 zu einem Großteil aus Ereignissen der Photoproduktion besteht. Es wird eine Reinheit von ca. 98% erreicht. Abbildung 4.6 zeigt, warum Klasse 1 als Mischklasse bezeichnet wird.

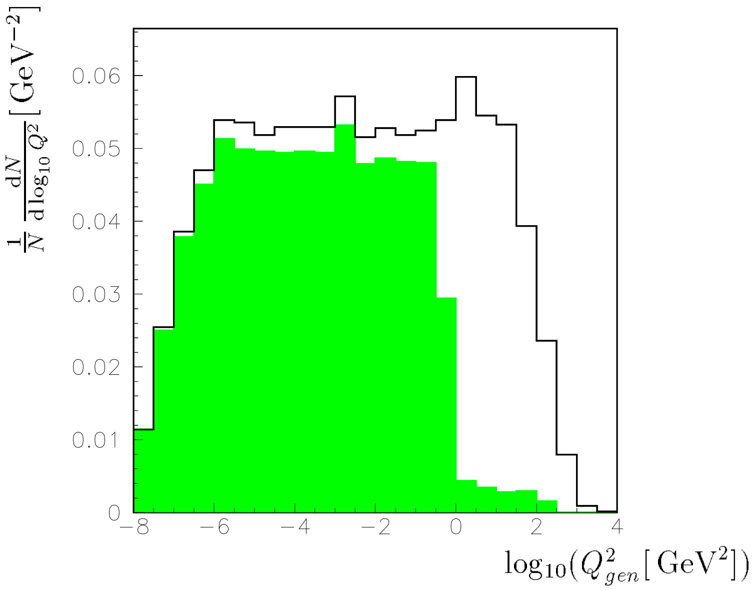

Abbildung 4.5: *Verteilung der Virtualität Q^2 von Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulation (AROMA 2.2 $b\bar{b}$) für alle Ereignisse (offenes Histogramm) und nach Verlangen von Photoproduktion (Klasse 0, punktiertes Histogramm).*

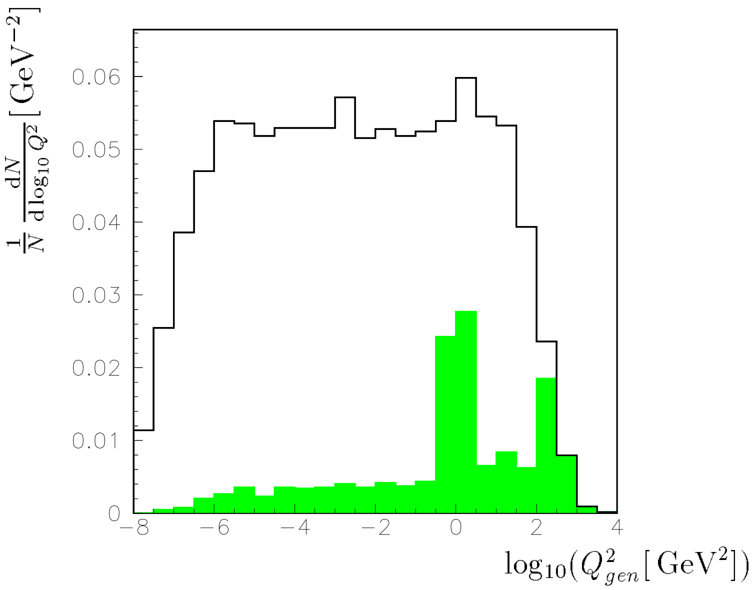

Abbildung 4.6: *Verteilung der Virtualität Q^2 von Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulation (AROMA 2.2 $b\bar{b}$) für alle Ereignisse (offenes Histogramm) und nach Verlangen der Mischklasse (punktiertes Histogramm).*

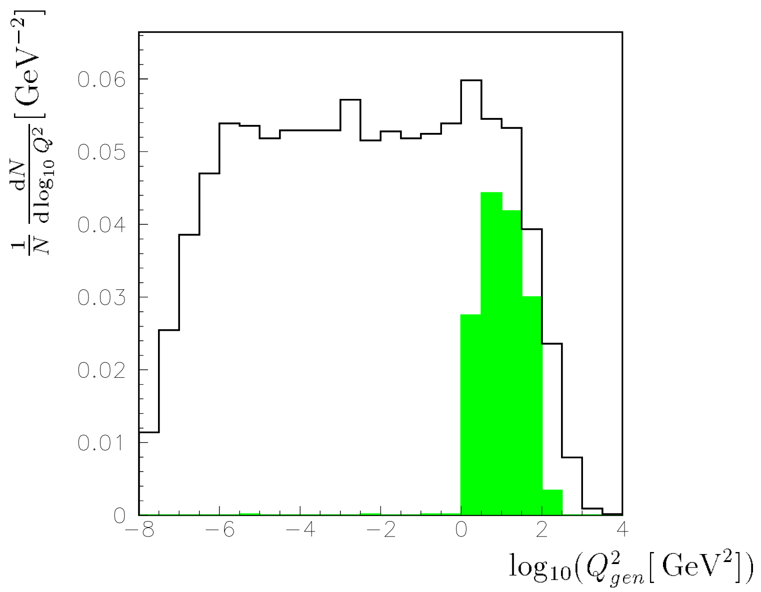

Abbildung 4.7: *Verteilung der Virtualität Q^2 von Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulation (AROMA 2.2 $b\bar{b}$) für alle Ereignisse (offenes Histogramm) und nach Verlangen eines gestreuten Positrons im SpaCal (Klasse 2, punktiertes Histogramm).*

	Ereignisse			
Trigger	**Myon**		**SpaCal**	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**	**1996**	**1997**
Klasse 0 (Photoproduktion)	30	61	2	3
Klasse 1 (Mischklasse)	11	19	2	8
Klasse 2 (DIS)	6	22	10	26

Tabelle 4.4: *Verteilung der Ereignisse der Analyseselektion auf die einzelnen kinematischen Klassen. Auf die hier erwähnten Trigger wird in Kapitel 6 eingegangen.*

Sie beinhaltet einige Ereignisse der Photoproduktion. Desweiteren befinden sich hier auch die Ereignisse mit einem sehr großen Viererimpulsübertragsquadrat, bei denen das Positron ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreut wird. Das mittlere Maximum in der Verteilung ist auf den Ausschluß des inneren Teils des SpaCals in der Klasse 2 zurückzuführen (Tabelle 4.3). An der Abbildung 4.7 wird deutlich, daß Ereignisse mit einem guten Positron im SpaCal nicht der Photoproduktion zuzuordnen sind.

Die Ereignisse der Analyseselektion verteilen sich auf diese drei Klassen wie in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus schweren Quarks in Photoproduktion bestimmt werden, daher werden nur die Ereignisse der Klasse 0 verwendet.

	Luminosität in pb^{-1}	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
unkorrigiert	9.60	21.61
Run Selektion	7.75	19.55
Triggerphase 2,3,4	7.42	15.43
Detektorstatus	5.89	14.26

Tabelle 4.5: *Bestimmung der Luminosität*

4.3 Luminosität

Die Luminosität wird beim H1-Experiment über den Bethe-Heitler Prozeß $ep \longrightarrow ep\gamma$ gemessen. Hierfür wird ein Positron im Kleinwinkelelektrondetektor bei $-33.4\,\mathrm{m}$ in Koinzidenz mit einem Photon im Photondetektor bei $-102.9\,\mathrm{m}$ gemessen. Die Hauptquelle für Untergrund ist Bremsstrahlung der Positronen am Restgas im Strahlrohr. Dieser Beitrag kann durch Auswerten der Beiträge aus sogenannten Positronpilotpaketen abgezogen werden. Positronpilotpakete sind Pakete von Positronen in HERA, die keinen Proton-Partner zum wechselwirken haben.
Um eine sinnvolle Analyse durchführen zu können, müssen alle relevanten Detektorkomponenten während der Datennahme funktionsfähig gewesen sein. Um dies während der späteren Datenanalyse überprüfen zu können, werden ca. alle 10 Sekunden von den einzelnen Detektorteilen Statussignale, die die Hochspannungsversorgung und die Betriebsbereitschaft beinhalten, gespeichert. Für diese Analyse wird der Detektorstatus von folgenden Komponenten kontrolliert:

- zentrales Spurkammersystem ohne z-Driftkammern
- vorderes Spurkammersystem
- Flüssig-Argon-Kalorimeter
- rückwärtiges Kalorimeter (SpaCal)
- zentraler Myondetektor
- Luminositätssystem

Um eine gleichmäßige Datenqualität zu gewährleisten, ist es notwendig, einige Runs von der Analyse auszuschließen. Es werden Runs ausgeschlossen, in denen die oben aufgeführten Detektorkomponenten nicht von der zentralen Datennahmeelektronik ausgelesen werden. Weiter werden Abschnitte, in denen es Probleme mit der Triggerelektronik gab, ausgeschlossen. Außerdem werden auch Datenabschnitte ausgeschlossen, in denen die benutzten Subtrigger S19 und S22 (Kapitel 6) einer Skalierung unterworfen waren. Dies führt für die Jahre 1996 und 1997 zu einer verwendbaren integrierten Luminosität von:

$$\mathcal{L} = 20.15\,\mathrm{pb}^{-1}$$

Kapitel 5

Untersuchung des Untergrundes

Nicht bei jedem Teilchen, das im Myonsystem eine Spur hinterläßt, die eine Verbindung zu den Spurkammern besitzt, handelt es sich um ein Myon aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks. Oft sind es Hadronen (größtenteils Pionen und Kaonen), die minimalionisierend den Detektor durchqueren oder in ein Myon zerfallen und so ein Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks vortäuschen können. Es ist wichtig zu verstehen, wie sich dies auf eine Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten, wie sie in Kapitel 4 beschrieben ist, auswirkt.
Zunächst wird die Wahrscheinlichkeit angegeben, mit der ein Hadron die Signatur eines Myons vortäuscht. Mit Hilfe dieser Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ist es dann möglich, für Ereignisse ohne zwei Myonkandidaten ein Gewicht zu bestimmen, das angibt, wie wahrscheinlich es ein Ereignis mit zwei Myonkandidaten vortäuschen kann.
Um mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeiten den erwarteten Untergrund zu berechnen, sind zwei leicht unterschiedliche Strategien verfolgt worden. Zum einen sind Ereignisse mit einem Myonkandidaten und zum anderen zu Kontrollzwecken Ereignisse ohne Myonkandidaten in den Daten der Jahre 1996 und 1997 selektiert und gewichtet worden.

5.1 Fehlidentifikation von Hadronen als Myonkandidaten

5.1.1 Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen liegt in der Größenordnung von einigen 10^{-3} und ist sowohl vom Impuls als auch vom Polarwinkel des Hadrons abhängig. Zu ihrer Ermittlung wird die Gesamtzahl von Hadronen mit der Anzahl der als Myon fehlidentifizierten Hadronen verglichen. Um eine statistisch signifikante Aussage machen zu können, wird eine sehr große Anzahl von Hadronen benötigt. Um schnell eine große Anzahl von Hadronen zu erhalten, bietet sich der *Inline-Generator* [Mey91] an. Mit ihm sind in großer Anzahl Kaonen, Pionen und Protonen in Polarwinkel-

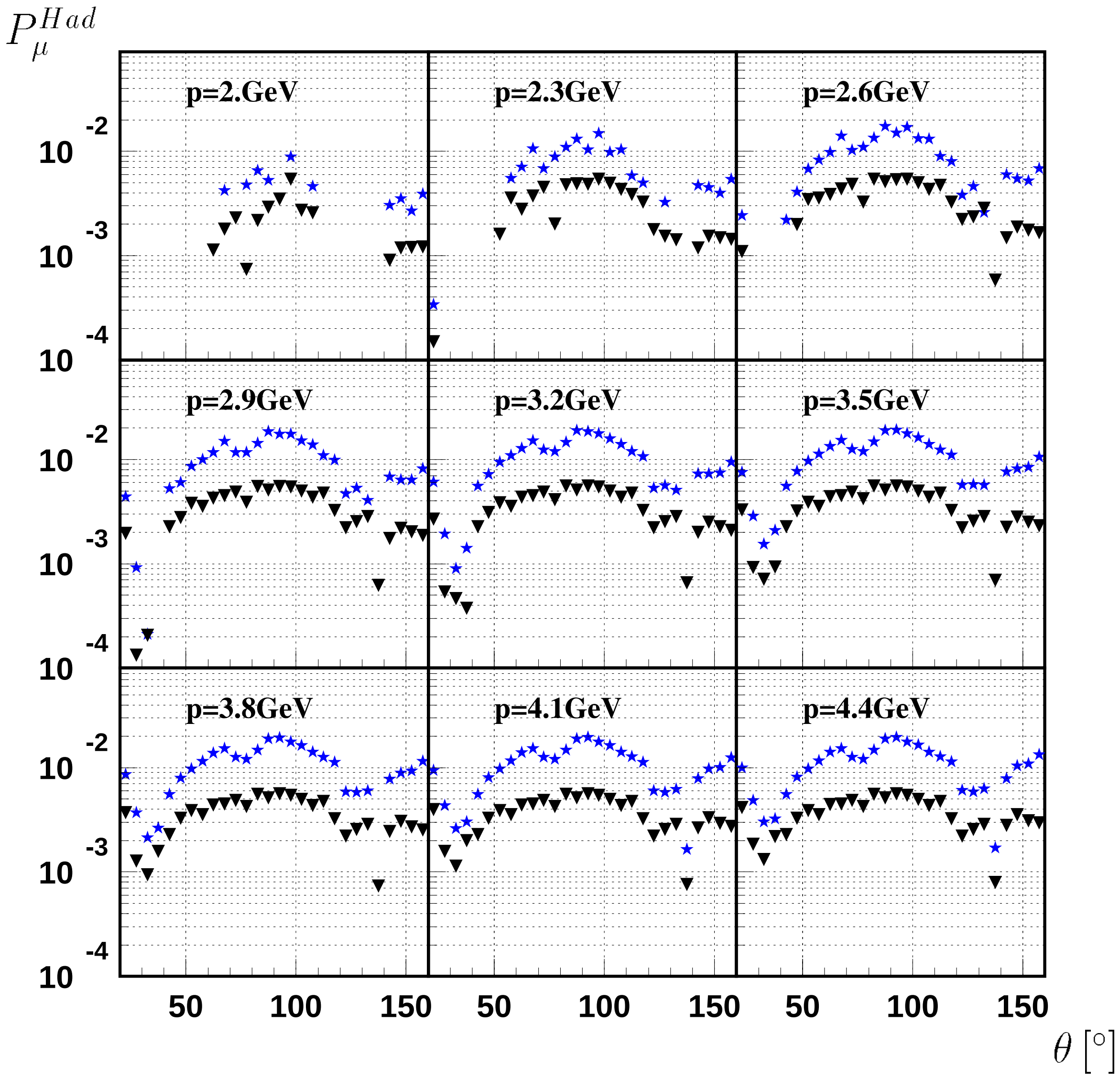

Abbildung 5.1: *Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit P_μ^{Had} von Pionen (Dreieck) und Kaonen (Stern) als Funktion des Polarwinkels θ für unterschiedliche Impulse p.*

Generator	**Pion**	**Kaon**	**Proton**
PYTHIA 5.7 (uds)	67 %	19 %	11 %
AROMA 2.2 ($c\bar{c}$)	53 %	37 %	7 %
AROMA 2.2 ($b\bar{b}$)	66 %	27 %	5 %

Tabelle 5.1: *Teilchenzusammensetzung von Ereignissen aus leichten Quarks (uds) und schweren Quarks (c,b) bei einem p_t-Schnitt von 1.4 GeV. Der Winkelbereich ist auf $20° < \theta < 160°$ eingeschränkt. Anteile von anderen Hadronen als Pionen, Kaonen und Protonen können vernachlässigt werden.*

und Impulsintervallen generiert und einer vollen Detektorsimulation unterzogen worden. Das Verhältnis von erkannten Myonkandidaten zu generierten Teilchen ergibt dann die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit.
Für den Polarwinkelbereich $30° < \theta < 140°$ konnte auf eine bereits existierende Funktion zur Bestimmung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit [Lan98] zurückgegriffen werden. Da der in dieser Arbeit analysierte Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ größer ist, wurde diese Funktion entsprechend erweitert. Abbildung 5.1 stellt die so erweiterte Funktion P_μ^{Had} für Pionen und Kaonen dar.
In [Lan98] wurde die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit durch Untersuchung von den Zerfällen $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ und $\phi \to K^+K^-$ getestet. Dazu wurden die durch den Zerfall identifizierten Pionen bzw. Kaonen mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit gewichtet und die Summe der Gewichte mit der Anzahl der tatsächlich als Myonkandidat erkannten Teilchen verglichen. Im Rahmen der Statistik ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen erkannten Myonkandidaten und gewichteten Teilchen.

5.1.2 Teilchenzusammensetzung

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ist stark von der Teilchenart abhängig (siehe Abbildung 5.1). Für Kaonen ist sie wesentlich höher als für Pionen. Daher ist eine Kenntnis der Teilchenzusammensetzung nötig, um mit Daten eine Aussage über den erwarteten Untergrund machen zu können. Die Bestimmung der Teilchenzusammensetzung erfolgt mit Monte-Carlo-Ereignissen. Ereignisse des Generators PYTHIA 5.7 geben Aufschluß über die Zusammensetzung des Untergrundes aus leichten Quarks. Für schwere Quarks wird der Generator AROMA 2.2 verwendet. Abbildung 5.2 zeigt die Abhängigkeit der Teilchenzusammensetzung vom transversalen Impuls der geladenen Hadronen im Winkelbereich $20° < \theta < 160°$. In Tabelle 5.1 ist der Anteil von Pionen, Kaonen und Protonen für Hadronen mit $p_t > 1.4$ GeV angegeben, der Anteil von anderen Hadronen liegt bei ca. 3 % und wird daher im weiteren vernachlässigt. Der Anteil von Kaonen in Ereignissen aus $c\bar{c}$ liegt etwa doppelt so hoch wie bei Ereignissen mit leichten Quarks, so daß der relative Anteil von vorgetäuschten Myonen aus $c\bar{c}$-Ereignissen größer zu erwarten ist, als es bei Ereignissen aus leichten Quarks der Fall ist.

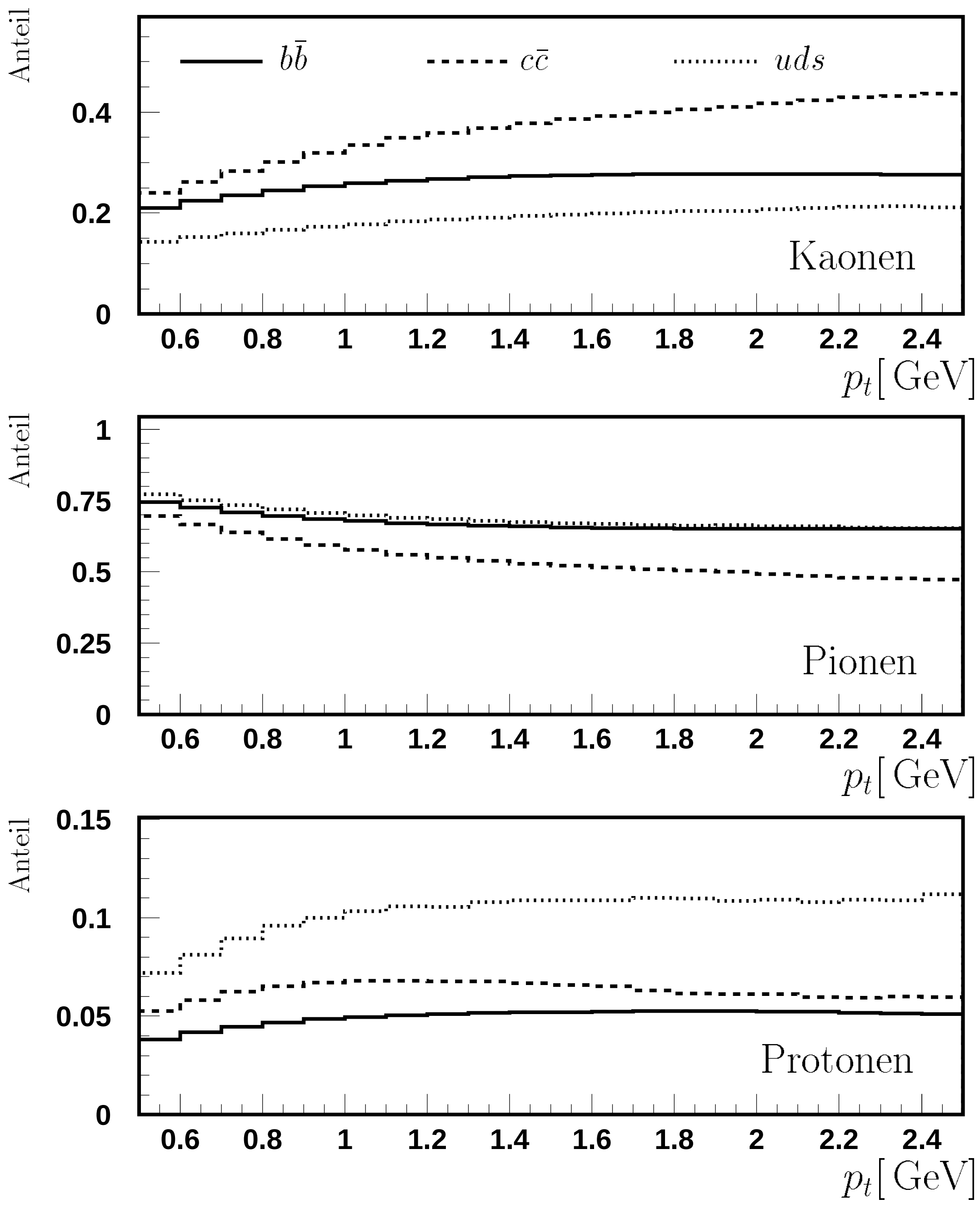

Abbildung 5.2: *Anteil von Kaonen, Pionen und Protonen an den geladenen Hadronen in Abhängigkeit vom Transversalimpulsschnitt. Der Winkelbereich der Hadronen wurde auf* $20^\circ < \theta < 160^\circ$ *eingeschränkt. Für schwere Quarks* ($b\bar{b}$,$c\bar{c}$) *wurde der Ereignis-Generator AROMA 2.2 und für leichte Quarks (uds) PYTHIA 5.7 verwendet.*

	Ereignisse	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
Klasse 24	1328294	2185788
wenigstens 1 μ $20^\circ < \theta_\mu < 160^\circ$, $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$	39851	70596
5 gute Spuren	16696	40046
Trigger S19 $\vee$ S22	10628	24178
SpaCal Trigger	4969	9720

Tabelle 5.2: *Reduktion der Ereignisse im* Ein-Myon-Datensatz. *Auf die hier erwähnten Trigger wird in Kapitel 6 eingegangen.*

	Ereignisse			
Trigger	**Myon**		**SpaCal**	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**	**1996**	**1997**
Klasse 0 (Photoproduktion)	8239 [3302]	18722 [7650]	1274 [484]	1605 [561]
Klasse 1 (Mischklasse)	1364 [921]	3116 [1992]	1675 [733]	3360 [1375]
Klasse 2 (DIS)	1025 [594]	2340 [1320]	2020 [973]	4755 [2209]

Tabelle 5.3: *Verteilung der Ereignisse des* Ein-Myon-Datensatzes *auf die einzelnen kinematischen Klassen. In den eckigen Klammern ist die Anzahl von Ereignissen eingetragen, die zusätzlich zum Myonkandidaten wenigstens ein weiteres Teilchen im gleichen Polarwinkelbereich mit einem minimalen Transversalimpuls von $p_t > 1.4\,GeV$ aufweisen. Auf die hier erwähnten Trigger wird in Kapitel 6 eingegangen.*

5.2 Untergrund aus Daten

Um den für diese Analyse zu erwartenden Untergrund untersuchen zu können, wurden zwei Datensätze erstellt. Dabei handelt es sich zum einen um Daten mit wenigstens einem Myonkandidaten, im weiteren als *Ein-Myon-Datensatz* bezeichnet, und zum anderen um Ereignisse, die unabhängig von einem Myonkandidaten selektiert wurden, und zwar mit einem Positron im Kleinwinkelelektrondetektor, im weiteren als *Etag-Datensatz* bezeichnet.

5.2.1 Selektion der Datensätze

Ein-Myon-Datensatz

Die Selektion des *Ein-Myon-Datensatzes* ist an die in Kapitel 4 beschriebene Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten angelehnt. Als Grundlage dient wieder die

	Ereignisse	
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
Ereignisklasse	Klasse 19	Klasse 21
	~ 13 Mio.	2185788
zwei Spuren $p_{t,1} > 1.9$, $p_{t,2} > 1.4$	78547	149907
Klasse 0 (Photoproduktion)	71436	135731
Trigger S83 (L4 verifiziert)	59070	118504

Tabelle 5.4: *Reduktion der Ereignisse im* Etag-Datensatz*. Auf den Trigger S83 wird in Abschnitt 6.2 kurz eingegangen.*

L5 Myonereignisklasse 24. Es werden alle Ereignisse akzeptiert, die wenigstens einen im instrumentierten Eisen nachgewiesenen Myonkandidaten mit einem minimalen Transversalimpuls $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ im Winkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$ besitzen. Dazu wurden die Anforderungen an den Myonkandidaten gegenüber der Klassifikation verstärkt, wie es in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde. Der Schnitt auf die invariante Masse des J/ψ-Mesons wurde nicht gemacht, da hier im allgemeinen keine zwei Myonkandidaten vorhanden sind. Tabelle 5.2 gibt Aufschluß über die Erstellung dieses Datensatzes, und Tabelle 5.3 gibt an, in welche kinematischen Klassen gemäß der in Abschnitt 4.2.3 eingeführten Einteilung die Ereignisse einzuordnen sind.

Etag-Datensatz

Die Selektion des *Etag-Datensatzes* basiert auf Ereignissen, die durch den Kleinwinkelelektrondetektor bei $-33.4\,\mathrm{m}$ erkannt wurden. Die verwendeten Ereignisse sind 1996 in der L5 Ereignisklasse 19 zusammengefaßt. Für die Datennahmeperiode 1997 wurde die Ereignisklasse 21 verwendet, deren Anforderungen deutlich verschärft sind, da auf Grund der großen Datenmenge die Klasse 19 nicht mehr gespeichert wurde. Folgende Kriterien müssen erfüllt sein, damit Ereignisse zu diesen Klassen zählen:

- gemessene Energie im Kleinwinkelelektrondetektor : $E_{ET33} > 4\,\mathrm{GeV}$
- gemessene Energie im Photon-Detektor : $E_{\gamma T} < 2\,\mathrm{GeV}$

Für die Klasse 21 wird zusätzlich noch folgende Anforderung gestellt:

- wenigstens ein Teilchen mit einem transversalen Impuls $p_t > 1.8\,\mathrm{GeV}$

Aus diesen Klassen werden Ereignisse mit wenigstens zwei Spuren selektiert, die den gleichen Anforderungen wie die Myonkandidaten genügen. Durch die weitere Forderung nach fünf als gut klassifizierten Spuren erhält man einen Datensatz, der den Ereignissen der Selektion aus Abschnitt 4.2 ähnelt.
Mit diesem Datensatz kann die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen getestet werden. Dazu werden die Myonkandidaten, die sich in diesem Datensatz befinden, zu den selektierten Spuren ins Verhältnis gesetzt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3

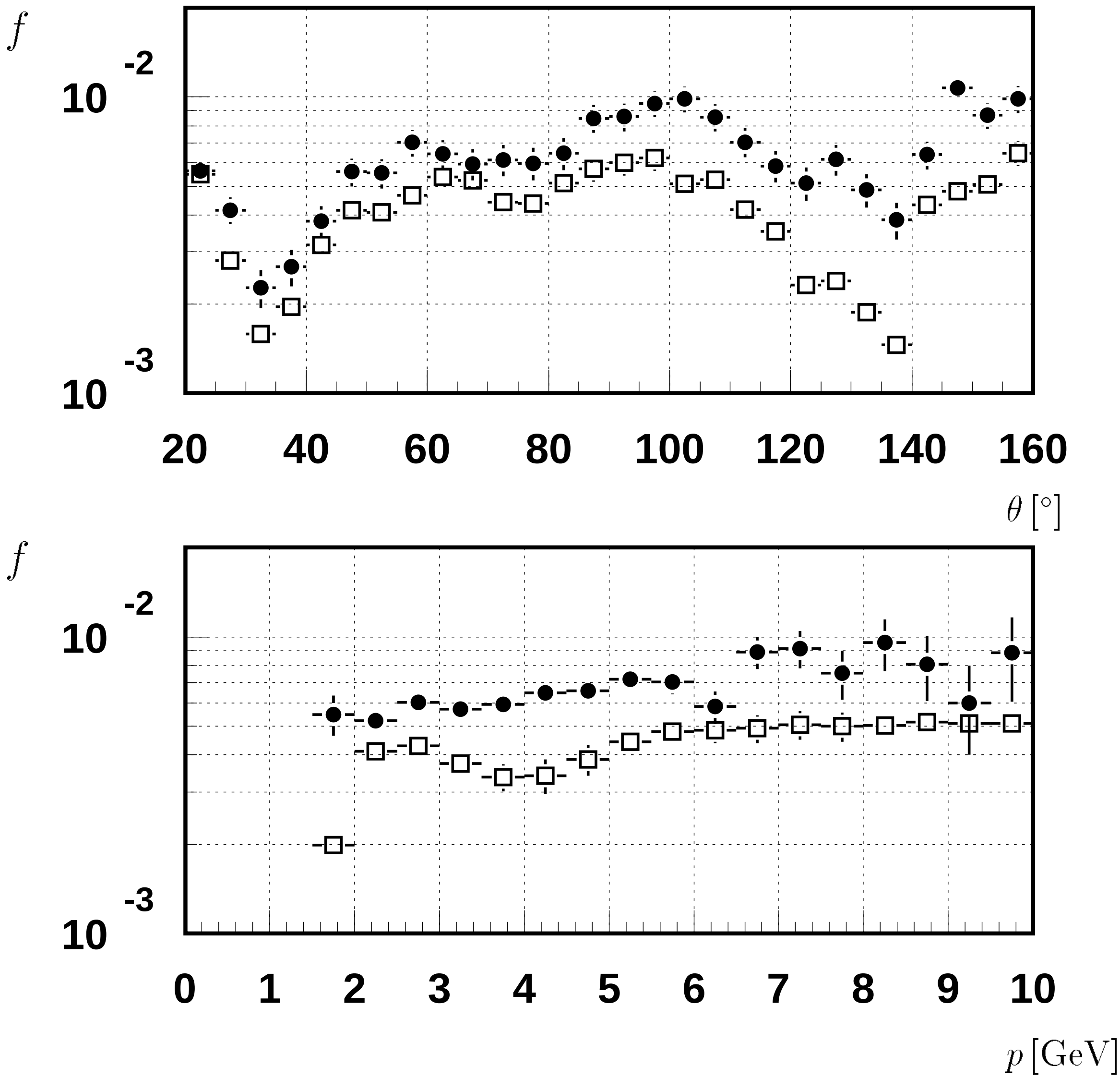

Abbildung 5.3: *Die vollen Kreise zeigen das Verhältnis f von Myonkandidaten mit $p_t > 1.9\,GeV$ zu Teilchenspuren mit $p_t > 1.9\,GeV$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ und Impuls p. Die offenen Quadrate zeigen das Verhältnis von mit P_μ^{Had} gewichteten Teilchenspuren zu den ungewichteten Teilchenspuren.*

als Funktion vom Polarwinkel θ und dem Impuls p für Teilchen mit $p_t > 1.9$ dargestellt (volle Punkte). Die Spuren können unter Annahme einer Teilchenkomposition (hier 70% Pionen, 18% Kaonen und 12% Protonen) mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit gewichtet werden. Die Summe dieser Gewichte kann dann ebenfalls zu den Spuren ins Verhältnis gesetzt werden. Das Ergebnis sind die offenen Quadrate in Abbildung 5.3. Bei genauer Kenntnis der Teilchenzusammensetzung könnte aus dem Unterschied der beiden sich ergebenden Kurven der Anteil echter Myonen extrahiert werden. Aber um die Teilchenzusammensetzung zu kennen, ist auch eine Kenntnis des Anteils von Ereignissen mit schweren Quarks nötig, weil bei ihnen eine andere Teilchenzusammensetzung zu finden ist (siehe Abschnitt 5.1.2). Das Verhältnis der Myonkandidaten zu allen Teilchenspuren kann jedoch auch als obere Grenze für die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit angesehen werden.
Das Wichtige an dieser Abbildung ist, daß beide Kurven im wesentlichen den gleichen Verlauf zeigen.

5.2.2 Berechnung des Untergrundes

Wird ein Ereignis mit zwei Myonkandidaten selektiert, dann sind folgende drei Deutungen dieses Ereignisses möglich:

1. Es ist ein Ereignis mit zwei Myonen, die beide aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks stammen.

2. Es ist ein Ereignis mit einem Myon, das aus dem Zerfall schwerer Quarks stammt, und einem Hadron, das eine Myonsignatur vortäuscht.

3. Es ist ein Ereignis mit zwei Hadronen, die beide eine Myonsignatur vortäuschen.

Diese Deutung schließt Untergrundereignisse aus Strahlwandwechselwirkungen und Ereignisse mit Myonen der kosmischen Strahlung aus.
Mit den in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Wahrscheinlichkeiten, daß ein Hadron einen Myonkandidaten produziert, können die oben beschriebenen Datensätze gewichtet werden. Dazu wird jeder Spur, die die Impuls- und Polarwinkelschnitte der Myonkandidaten erfüllt, zufällig eine Teilchenart gemäß einer Teilchenkomposition zugewiesen. Für den *Etag-Datensatz* wurde die Teilchenkomposition so angenommen, wie sie bei Ereignissen aus leichten Quarks zu finden ist (Tabelle 5.1). Mit der Teilchenart, dem Impuls und dem Polarwinkel der Spur wird die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß dieses Teilchen ein Myon im Detektor vortäuscht. Diese Wahrscheinlichkeit wird als Gewicht für die Spur verwendet. Für den *Ein-Myon-Datensatz* werden alle so gewichteten Spuren mit dem Myonkandidaten des jeweiligen Ereignisses kombiniert und die Gewichte der Spuren aufsummiert. Für den *Etag-Datensatz* werden alle Kombinationen aus diesen so gewichteten Spuren gebildet und die Produkte der Gewichte aufsummiert. Es werden dieselben Anforderungen an diese Kombinationen gestellt, die auch bei der Selektion der Myonkandidaten (Abschnitt 4.2.2) gefordert wurden. Das heißt unter anderem, es werden dieselben Bereiche der invarianten Masse ausgeschlossen.

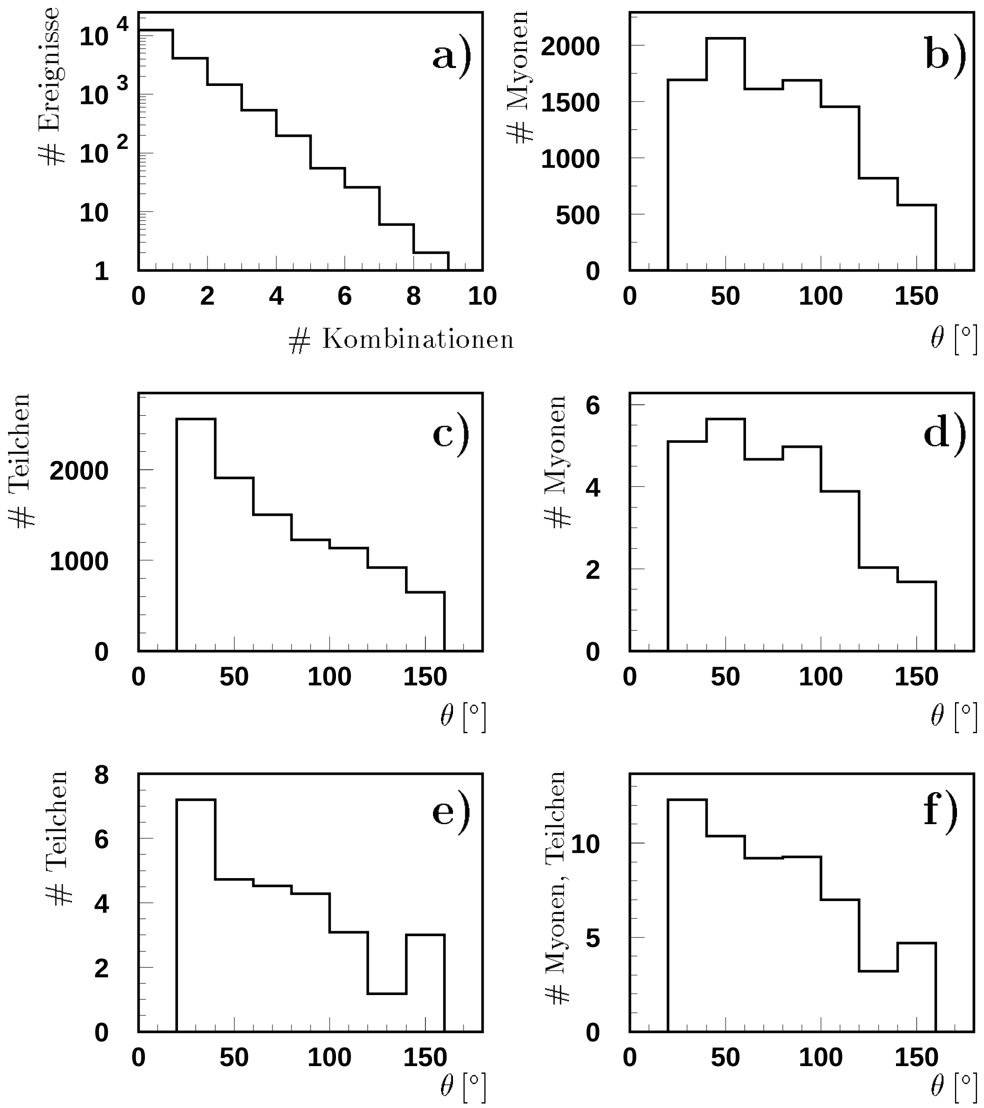

Abbildung 5.4: *Verteilungen für den Untergrund berechnet aus dem* Ein-Myon-Datensatz *der Datennahmeperiode 1997. a) Anzahl der Kombinationen von erkanntem Myonkandidaten und zusätzlicher Teilchenspur pro Ereignis, b) die Polarwinkelverteilung der Myonkandidaten für jede Kombination von Myonkandidat und zusätzlicher Teilchenspur, c) wie b) nur die Polarwinkelverteilung der zusätzlichen Teilchenspuren, d) wie b) nur nach Gewichtung, e) wie c) nur nach Gewichtung und f) die sich so ergebende Polarwinkelverteilung des Untergrundes für die Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten (Abschnitt 4.2.2) in Photoproduktion.*

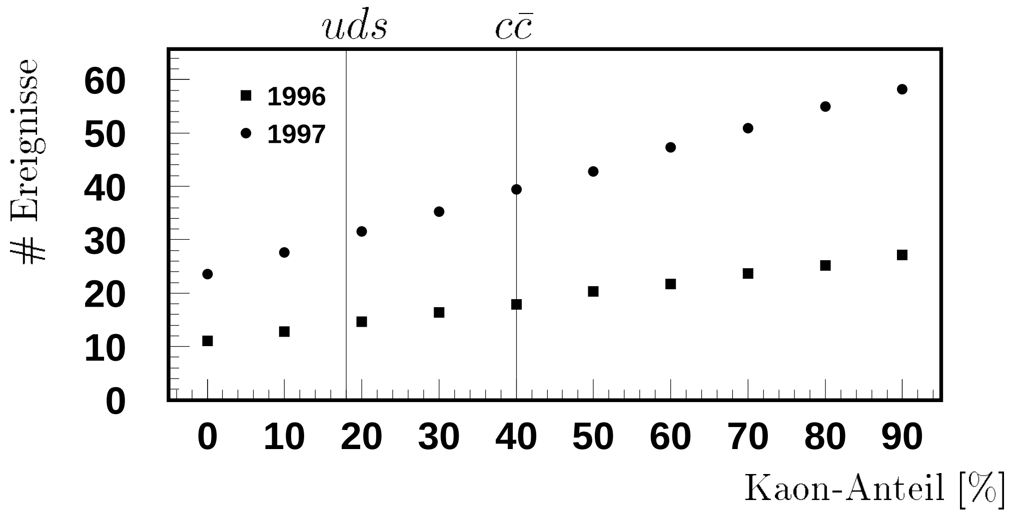

Abbildung 5.5: *Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse aus dem* Ein-Myon-Datensatz. *Variiert ist der Anteil von Kaonen an der Teilchenkomposition. Der Anteil von Protonen ist auf* 10% *festgesetzt. Die Ergebnisse aus Abschnitt 5.2.3 sind bei der Normierung berücksichtigt. Die Teilchenzusammensetzungen für Ereignisse mit leichten Quarks (uds) und mit c-Quarks ($c\bar{c}$) sind angedeutet.*

Die Gewichtssumme aus dem *Etag-Datensatz* sollte bei entsprechender Normierung eine Aussage über den zu erwartenden Untergrund aus Ereignissen, bei denen es sich bei beiden Myonkandidaten nicht um Myonen aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks handelt, liefern. Der *Ein-Myon-Datensatz* hingegen bezieht für die Untergrundberechnung auch Ereignisse mit einem echten Myon ein und liefert somit die vollständige Anzahl von Untergrundereignissen.
Abbildung 5.4 a) zeigt die Anzahl der Kombinationen, die im Mittel pro Ereignis im *Ein-Myon-Datensatz* gebildet werden können. In den meisten Ereignissen findet sich neben dem Myonkandidaten kein weiteres hochenergetisches Teilchen, diese Ereignisse tragen somit zur Untergrundberechnung nicht bei. Der Anteil von Ereignissen mit mehr als zwei hochenergetischen Teilchen ist jedoch nicht zu vernachlässigen. Diese tragen mehrfach zur Untergrundberechnung bei. Die Abbildungen 5.4 b) bis f) zeigen die Stufen der Untergrundberechnung anhand der Polarwinkelverteilung der Myonkandidaten bzw. der zu gewichtenden hochenergetischen Teilchen. Deutlich zu erkennen ist, daß der hohe Anteil von Teilchen mit hohem Transversalimpuls in der Vorwärtsrichtung durch die Gewichtung verschwindet. Die letzte Abbildung 5.4 f) zeigt schließlich die gewichtete Untergrundverteilung des Polarwinkels für die in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten. Dabei wurde ein Unterschied in der Triggereffizienz durch einen bzw. zwei Myonkandidaten nicht berücksichtigt. Dies wird im nächsten Abschnitt über die Normierung der Datensätze beschrieben.
Der Einfluß der Teilchenkomposition, die für die Gewichtung des *Ein-Myon-Datensatzes* benutzt wurde, auf die Anzahl der zu erwartenden Untergrundereignisse ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Für diese Untersuchung wurde der Anteil von Protonen auf 10%

festgesetzt. Der Anteil von Kaonen wurde in Schritten von jeweils 10% variiert. Die Annahme, daß alle für die Untergrundberechnung verwendeten Ereignisse von leichten Quarks stammen, ist hier nicht gerechtfertigt, da durch die Selektion von Myonkandidaten der Anteil von Ereignissen mit schweren Quarks angereichert ist. Wie in Abschnitt 5.1.2 diskutiert besitzen Ereignisse, denen ein $c\bar{c}$-Paar zugrunde liegt, den größten Anteil von Kaonen und tragen daher zum Untergrund stärker als andere Ereignisse bei. Die richtige Teilchenkomposition liegt zwischen der aus leichten Quarks und der aus c-Quarks. Diese sind in Abbildung 5.5 durch senkrechte Linien angedeutet. Daher werden alle Angaben, die sich auf die Untergrundabschätzung mit dem *Ein-Myon-Datensatz* beziehen, für einen Anteil von 30% Kaonen gemacht.

5.2.3 Normierung der Datensätze

Normierung des Etag-Datensatzes

Die Ereignisse des *Etag-Datensatzes* sind durch einen anderen Trigger (S83, Abschnitt 6.2) als die Myon-Datensätze akzeptiert worden. Selektiert wurden Ereignisse aus den gleichen Runs, aus denen auch die Ereignisse mit Myonkandidaten selektiert wurden. Der Trigger S83 hatte in fast allen diesen Runs keinen Skalierungsfaktor, daher unterscheidet sich die effektive Luminosität für diesen Trigger nicht stark von dem Ergebnis aus Abschnitt 4.3:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad \mathcal{L}_{\mathrm{S83}} = 5.86\,\mathrm{pb}^{-1} \\ 1997 &: \quad \mathcal{L}_{\mathrm{S83}} = 14.09\,\mathrm{pb}^{-1} \end{aligned}$$

Die Akzeptanz $A(y, Q^2)$ des Kleinwinkelelektrondetektors ist von den kinematischen Variablen y, Q^2 und von der Strahllage in HERA abhängig. Die Abhängigkeit von Q^2 ist für $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ vernachlässigbar klein, so daß die Akzeptanz $A(y)$ als Funktion von y für Abschnitte gleicher Strahllage angegeben wird. Aus dem Spektrum der Elektronen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß wird die Akzeptanz $A(y)$ auf 3% genau bestimmt. In Abbildung 5.6 ist die so bestimmte Akzeptanzfunktion $A(y)$ für einige Runbereiche der Datennahmeperioden 1996 und 1997 dargestellt.

Um aus dem *Etag-Datensatz* eine Untergrundvorhersage für die selektierten Ereignisse mit zwei Myonkandidaten zu erhalten, muß zunächst ein Extrapolationsfaktor K_{etag} berechnet werden. Dieser Extrapolationsfaktor gibt das Verhältnis aller Ereignisse im Bereich $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ zu solchen, die durch den Kleinwinkelelektrondetektor akzeptiert werden, an.

Um den Extrapolationsfaktor K_{etag} zu bestimmen, wurden Ereignisse des Generators PYTHIA 5.7 verwendet. Es wurde die gleiche Datenselektion wie zur Erstellung des *Etag-Datensatzes* auf die Monte-Carlo-Simulation angewendet. Um den Normierungsfaktor zu bestimmen, wurde die Akzeptanzfunktion für Ereignisse mit einer generierten Virtualität $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ aufsummiert. Die Abbildung 5.7 zeigt die gewichteten und ungewichteten Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2 und y. Der Quotient der Anzahl aller selektierten Ereignisse mit einer generierten Virtualität $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ und dieser Summe ergibt den Extrapolationsfaktor K_{etag}. Er wurde zu $K_{etag} = 7.6 \pm 0.3$

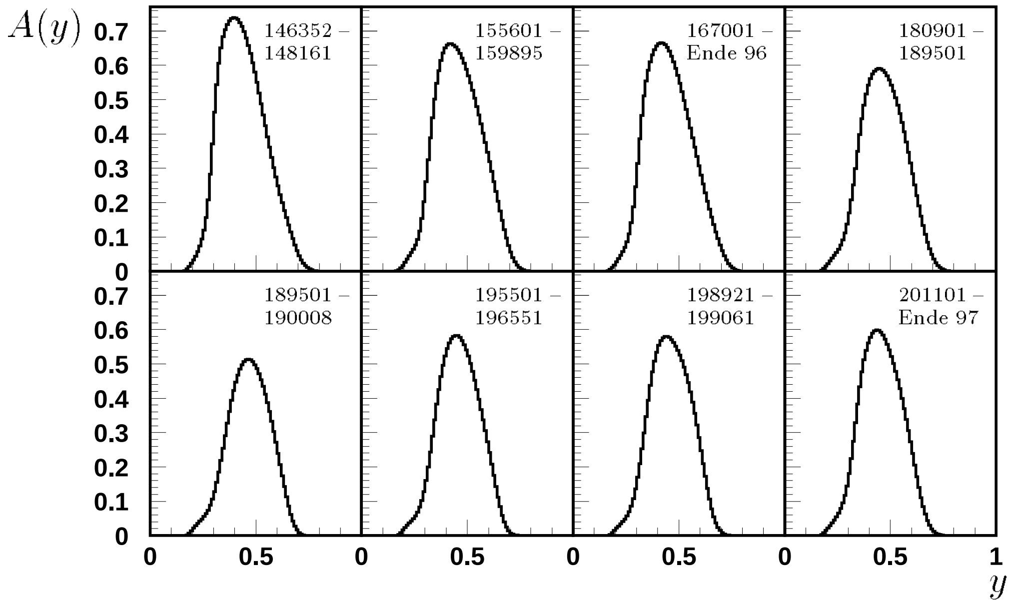

Abbildung 5.6: *Akzeptanzfunktion des Kleinwinkelelektrondetektors bei* $z = -33.4\,m$ *für verschiedene Abschnitte der Datennahmeperioden 1996 und 1997. Für die Grenzen der Abschnitte sind die zugehörigen Runnummern angegeben.*

bestimmt. Die Wirkung des so gewonnenen Extrapolationsfaktors ist in Abbildung 5.8 am Beispiel der Polarwinkelverteilung der Spuren mit $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Es läßt sich erkennen, daß die Anwendung des Extrapolationsfaktors die ursprüngliche Verteilung nicht reproduziert.

Es ist auch möglich, den Extrapolationsfaktor direkt aus Daten zu ermitteln. Dazu wird der *Ein-Myon-Datensatz* verwendet. Es wird der Überlapp zwischen dem Subtrigger S83 und den Myon-Triggern S19 und S22 untersucht. In Abbildung 5.9 a) ist die Polarwinkelverteilung von Myonkandidaten für Ereignisse, die durch die Trigger S19 oder S22 akzeptiert wurden, und von Myonkandidaten aus Ereignissen, die zusätzlich durch S83 akzeptiert wurden, dargestellt. Die Division dieser beiden Histogramme liefert die Winkelabhängigkeit des Extrapolationsfaktors (Abbildung 5.9 b)). Wird über die Winkelabhängigkeit gemittelt, erhält man $K_{etag} = 7.9 \pm 1.0$ für den Extrapolationsfaktor, was sich sehr gut mit dem aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelten Ergebnis vergleicht.

Um zur vollständigen Normierung des Datensatzes zu gelangen, muß in einem weiteren Schritt berücksichtigt werden, daß die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit die Triggereffizienz der Myonkandidaten im instrumentierten Eisen nicht beinhaltet. Außerdem muß auf den Unterschied in den effektiven Luminositäten der verwendeten Trigger korrigiert werden.

Damit erhält man den normierten Untergrund N_U^{2f} für Ereignisse mit zwei Myonen wie folgt:

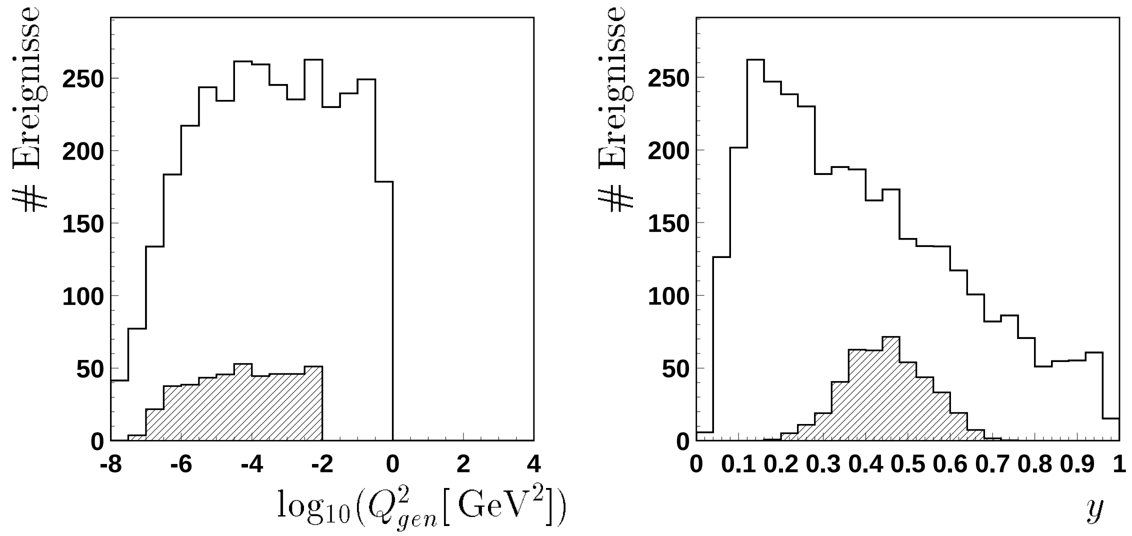

Abbildung 5.7: *Die Q^2 und y Verteilung ungewichtet (offenes Histogramm) und gewichtet mit der Etag-Akzeptanzfunktion (schraffiertes Histogramm) von Monte-Carlo-Ereignissen des Generators PYTHIA 5.7. Jedes Ereignis beinhaltet wenigstens eine Spur mit $p_t > 1.9\,GeV$ und eine Spur mit $p_t > 1.4\,GeV$.*

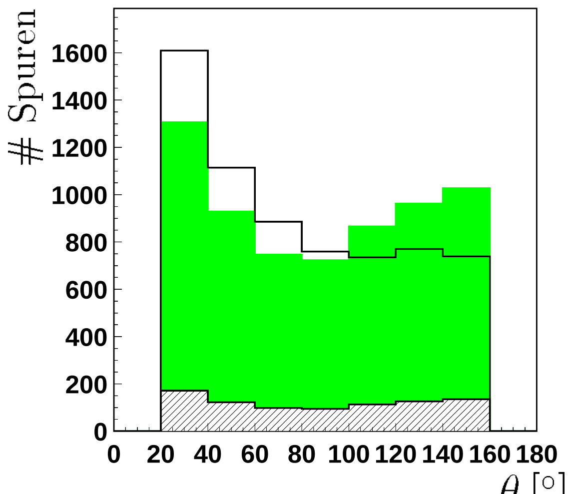

Abbildung 5.8: *Polarwinkelverteilung der Spuren mit $p_t > 1.4\,GeV$ in Ereignissen des Generators PYTHIA 5.7. Jedes Ereignis beinhaltet wenigstens eine Spur mit $p_t > 1.9\,GeV$ und eine Spur mit $p_t > 1.4\,GeV$. Ungewichtet (offenes Histogramm), mit Etag-Akzeptanzfunktion gewichtet (schraffiertes Histogramm) und nach Anwendung des im Text erläuterten Extrapolationsfaktors K_{etag} (punktiertes Histogramm). Die in dem offenen und in dem schraffierten Histogramm dargestellen Daten entsprechen den jeweiligen Histogrammen der Abbildung 5.7.*

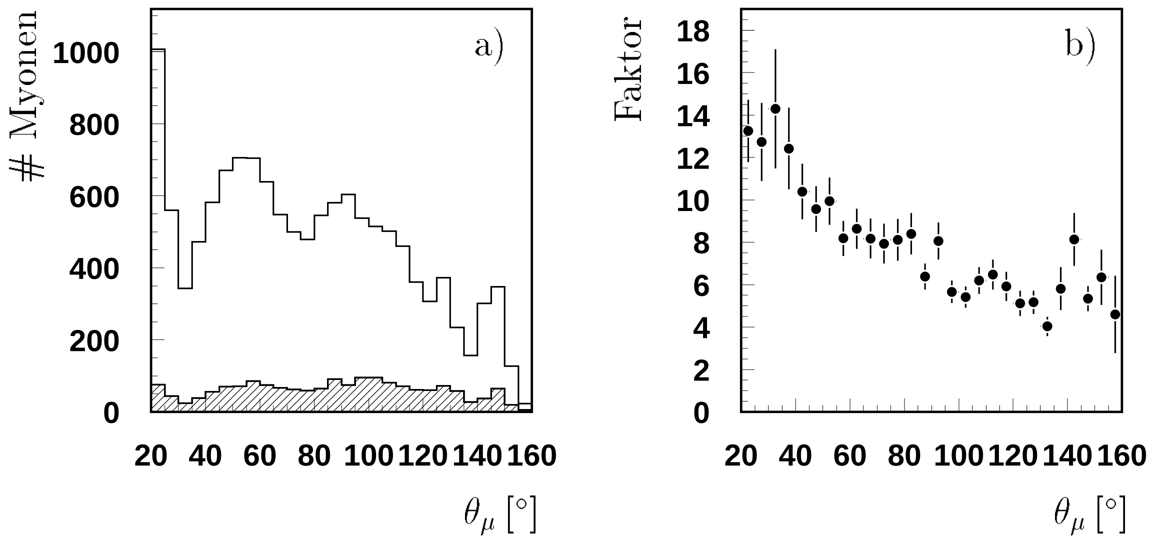

Abbildung 5.9: *a) Polarwinkelverteilung θ_μ von Myonkandidaten der durch S19 oder S22 akzeptierten Ereignisse (offenes Histogramm) und der zusätzlich durch den Etag-Trigger S83 akzeptierten Ereignisse (schraffiertes Histogramm). b) der durch Division der Histogramme aus a) resultierende winkelabhängige Extrapolationsfaktor.*

$$N_U^{2f} = K_{Etag} \cdot \frac{\mathcal{L}_{S19,S22}}{\mathcal{L}_{S83}} \cdot \epsilon_{2\mu} \cdot N_T^{2f}$$

mit:

- K_{Etag} : Extrapolationsfaktor aus Monte-Carlo, dieser beinhaltet die Akzeptanz und Triggereffizienz des Kleinwinkelelektrondetektors
- $\mathcal{L}_{S19,S22}$: effektive Luminosität für S19 und S22
- $\mathcal{L}_{S83}$: effektive Luminosität für S83
- $\epsilon_{2\mu}$: Triggereffizienz für Ereignisse mit zwei Myonkandidaten
- N_T^{2f} : Gewichtssumme der durch S83 akzeptierten Ereignisse

Normierung des Ein-Myon-Datensatzes

Der Vorteil des *Ein-Myon-Datensatzes* liegt darin, daß zu seiner Normierung die gleichen Trigger verwendet werden können, die auch zur Selektion der Ereignisse mit zwei Myonkandidaten ihre Anwendung fanden. Das heißt, das einzige Problem der Normierung besteht in diesem Fall in den unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten eines Ereignisses mit einem oder zwei Myonkandidaten, die Triggerbedingung zu erfüllen.
Zur Normierung wird wie folgt vorgegangen:

$$N^{Untergrund} = \frac{\epsilon_{2\mu}}{\epsilon_{1\mu}} \cdot N_T$$

mit:

- $N^{Untergrund}$: erwarteter Untergrund
- $\epsilon_{1\mu}$: Triggereffizienz für Ereignisse mit einem Myonkandidaten
- $\epsilon_{2\mu}$: Triggereffizienz für Ereignisse mit zwei Myonkandidaten
- N_T : Gewichtssumme der getriggerten Ereignisse mit einem Myonkandidaten

Die Trigger, die hier Verwendung finden, setzen sich aus Bedingungen des Myondetektors und Bedingungen der Spurkammern zusammen (Kapitel 6). Die Wahrscheinlichkeit, daß die Spurkammerbedingung erfüllt ist, ist unabhängig von der Anzahl der Myonkandidaten, so daß die Kenntnis dieser Effizienz zur Normierung des Datensatzes nicht nötig ist.

5.3 Untergrunduntersuchung an Monte-Carlo-Ereignissen

In diesem Abschnitt wird anhand von Monte-Carlo-Ereignissen der Anteil des Untergrundes untersucht, der durch Ereignisse mit schweren Quarks selbst hervorgerufen wird. Dabei handelt es sich um Ereignisse mit einem echten und einem vorgetäuschten Myon bzw. mit zwei vorgetäuschten Myonen. Verwendet wurden die in Tabelle 3.1 angegebenen Datensätze des Generators AROMA 2.2 nach einer vollständigen Detektorsimulation. Für diese Datensätze wurde ein Ereignis nur dann der vollständigen Detektorsimulation unterzogen, wenn ein Myon mit bestimmten Anforderungen generiert wurde. Es ist also nicht möglich, direkt eine Aussage über Ereignisse mit zwei vorgetäuschten Myonen zu machen. Die Vorauswahl der Myonen für das $b\bar{b}$-Monte-Carlo bezüglich des Polarwinkels war $\theta_\mu < 155°$, daher beziehen sich alle Angaben in diesem Abschnitt für diese Monte-Carlo-Simulation auf den Polarwinkelbereich $20° < \theta < 150°$.
Zur Bestimmung der Anzahl der Ereignisse mit einem echten und einem vorgetäuschten Myon $N_{\mu f}$ kann unterschiedlich vorgegangen werden. Folgende drei Methoden bieten sich an:

1. Selektion von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten und Überprüfung der Herkunft dieser Myonen.
2. Selektion von Ereignissen mit einem Myonkandidaten und Gewichtung der restlichen Teilchen gemäß der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit unter Ausnutzung der Kenntnis der Teilchenart.

Methode	$c\bar{c}$	bb
1	26 ± 5	127 ± 11
2	26.1 ± 0.5	126.1 ± 0.9
3	24.0 ± 0.4	125.2 ± 0.9

Tabelle 5.5: *Anzahl $N_{\mu f}$ von Ereignissen mit einem echten Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks und einem vorgetäuschten Myon aus AROMA 2.2 Monte-Carlo-Simulationen für die Bedingungen der Datennahmeperiode 1997. Beschreibung der drei unterschiedlichen Methoden siehe Text. Die Angaben für $c\bar{c}$ gelten für $20° < \theta < 160°$, die für $b\bar{b}$ für $20° < \theta < 150°$. Es ist keine Triggersimulation berücksichtigt und keine Normierung gemacht worden.*

3. Selektion von Ereignissen mit einem Myonkandidaten und Gewichtung der restlichen Teilchen gemäß der in Abschnitt 5.1.1 beschrieben Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit unter Annahme der jeweiligen Teilchenkomposition aus Tabelle 5.1.

Die Ergebnisse der drei Methoden sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Die Selektion der Ereignisse ist an die in Kapitel 4 beschriebenen Schnitte angelehnt. Wie erwartet, unterscheidet sich das Ergebnis der drei Methoden nicht wesentlich. Der Nachteil der Methode 1 ist die hohe statistische Unsicherheit. Die Übereinstimmung des Ergebnisses der Methode 1 mit dem Ergebnis der Methode 3 ist ein guter Test des Verfahrens, den Untergrund mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit zu bestimmen.
Dieses Ergebnis kann mit der Anzahl von Ereignissen mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks in den simulierten Datensätzen verglichen werden:

$$\begin{aligned} c\bar{c} &: N_{\mu\mu} = 20 \pm 4 \,\text{Ereignisse} \\ b\bar{b} &: N_{\mu\mu} = 931 \pm 31 \,\text{Ereignisse} \end{aligned}$$

Die Anzahl der Ereignisse mit zwei Myonen aus c-Quarks liegt in der gleichen Größenordnung wie die Anzahl von Ereignissen mit einem echten und einem vorgetäuschten Myon aus c-Quarks. Bei Ereignissen mit b-Quarks überwiegt die Anzahl der echten Myonpaare.
Die Anzahl der Ereignisse aus schweren Quarks mit zwei vorgetäuschten Myonen N_{ff} kann abgeschätzt werden. Dazu wird definiert:

- N: alle Ereignisse
- ϵ_μ: Wahrscheinlichkeit ein Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks zu finden
- ϵ_f: Wahrscheinlichkeit ein vorgetäuschtes Myon zu finden

Damit können drei Gleichungen aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \text{I} &: N_{\mu\mu} = \epsilon_\mu^2 \cdot N \\ \text{II} &: N_{ff} = \epsilon_f^2 \cdot N \\ \text{III} &: N_{\mu f} = 2 \cdot \epsilon_\mu \cdot \epsilon_f \cdot N \end{aligned}$$

Werden die Gleichungen I und II in die Gleichung III eingesetzt ergibt sich:

$$N_{ff} = \frac{N_{\mu f}^2}{4N_{\mu\mu}}$$

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} c\bar{c} &: \quad N_{ff} = 7.2 \pm 1.6 \,\text{Ereignisse} \\ b\bar{b} &: \quad N_{ff} = 4.3 \pm 0.2 \,\text{Ereignisse} \end{aligned}$$

Abschließend läßt sich sagen, daß für jedes Ereignis mit zwei echten Myonen aus $c\bar{c}$ 1.65 Ereignisse, die ebenfalls aus $c\bar{c}$ stammen, aber dem Untergrund zuzurechnen sind, produziert werden. Bei Ereignissen, denen ein $b\bar{b}$-Paar zugrunde liegt, ist das Ergebnis deutlich günstiger. Pro Ereignis mit einem echten Myonpaar gibt es nur 0.14 Ereignisse, die dem Untergund zugerechnet werden müssen.
Eine absolute Normierung dieses Untergrundes wurde hier nicht durchgeführt, weil dazu die Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks benötigt werden.

5.4 Vergleich der Ergebnisse der Untergrundabschätzungen

Die Ergebnisse der Untergrundabschätzung aus dem *Ein-Myon-Datensatz* und dem *Etag-Datensatz* sollen nun verglichen werden. Die Untergundberechnung mit dem *Ein-Myon-Datensatz* liefert:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad 12.9 \pm 0.3 \,\text{Ereignisse} \\ 1997 &: \quad 28.5 \pm 0.5 \,\text{Ereignisse} \end{aligned}$$

und nach der Normierung:

$$\boxed{\begin{aligned} 1996 &: \quad 16.5 \pm 0.4 \,\text{Ereignisse} \\ 1997 &: \quad 35.1 \pm 0.6 \,\text{Ereignisse} \end{aligned}}$$

Die Untergundabschätzung mit dem *Etag-Datensatz* liefert weniger Ereignisse:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad 5.3 \pm 0.7 \,\text{Ereignisse} \\ 1997 &: \quad 10.4 \pm 1.3 \,\text{Ereignisse} \end{aligned}$$

Der Hauptgrund hierfür ist, daß diese Abschätzung, wie bereits erwähnt, nicht den vollständigen Untergrund liefert, da der Anteil aus Ereignissen mit einem echten Myon auf diese Weise nicht berechnet werden kann. Außerdem sind bei der Gewichtung des Datensatzes für die Zusammensetzung nur leichte Quarks angenommen worden, was zu einer leichten Unterschätzung des Untergrundes führen sollte.
Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes in Kapitel 7 wird die Berechnung mit dem *Ein-Myon-Datensatz* verwendet, weil sie den Untergrund vollständig und in der richtigen Zusammensetzung wiedergibt.

Kapitel 6

Trigger

Das Triggersystem bei H1 hat die Aufgabe, während der Datennahme eine Erkennung von wenigen interessanten ep-Ereignissen in einer großen Untergrundmenge vorzunehmen. Die maximale Ereignisrate liegt bei 10.4 MHz, die tatsächliche Rate bei etwa 100 kHz, die dann durch das Triggersystem auf eine Ereignisrate von 10 Hz reduziert wird und auf Magnetband geschrieben werden kann. Bei dieser Reduktion werden nicht nur Untergrundereignisse verworfen, sondern auch Ereignisse des zu untersuchenden Typs. Für jede Analyse ist daher eine genaue Kenntnis dieses Verlustes nötig.
In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick über das gesamte Triggersystem gegeben. Weiter wird auf die für diese Analyse wichtigen Trigger genauer eingegangen und anschließend die aus den Daten ermittelte Effizienz dieser Trigger mit den Monte-Carlo-Simulationen verglichen.

6.1 H1-Triggersystem

Das vierstufige H1-Triggersystem ist schematisch in Abbildung 6.1 dargestellt. Die dritte Triggerstufe ist in diesem Schaubild ausgelassen, weil sie sich in den betrachteten Datennahmeperioden nicht in Betrieb befand und daher in der vorliegenden Arbeit nicht beschrieben wird. Die Rekonstruktionsstufe L5 (Abschnitt 4.1) gehört nicht zum Triggersystem im engeren Sinne, da die Reduktion der Ereignisse nicht zum Zeitpunkt der Datennahme, sondern zu einem späteren Zeitpunkt stattfindet. Sie ist aber, da auch hier Ereignisse verworfen werden, in die Abbildung 6.1 mit aufgenommen.

Erste Triggerstufe L1

Die Detektorkomponenten des H1-Experimentes liefern Triggerinformationen in Form von 192 Triggerelementen. Die Detektorinformationen werden wegen der hohen Ereignisrate, Verzögerungen durch Kabellaufzeiten und Driftzeiten in den Spurdetektoren für jedes Ereignis in ein Schieberegister (pipeline) geschrieben. Dies geschieht totzeitfrei. Von der zentralen Triggerlogik werden dann die 192 Triggerelemente zu 128 Subtriggern verknüpft. Ist die L1-Ereignisrate eines Subtriggers zu hoch, wird ein Skalierungsfaktor n angewandt, der dafür sorgt, daß nur jedes n-te Ereignis akzeptiert

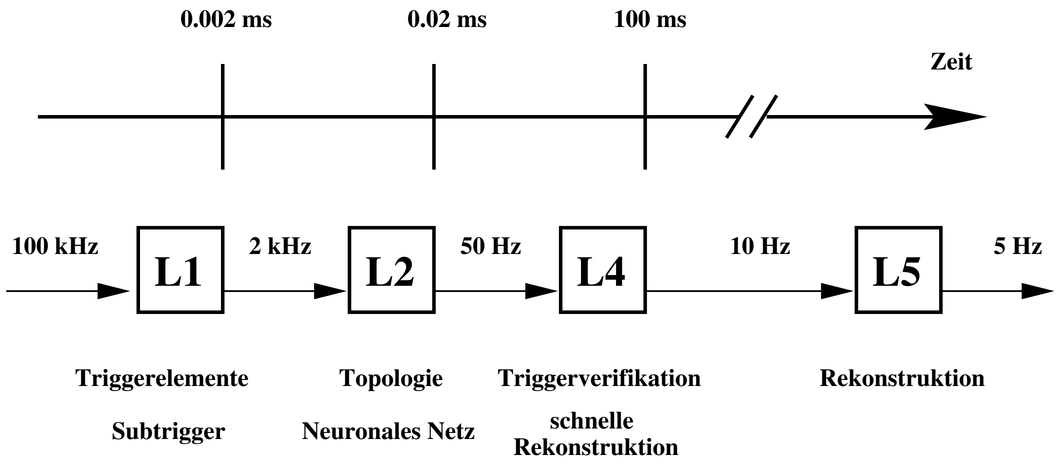

Abbildung 6.1: *Triggerstufen des H1-Datennahmesystems der Datennahmeperioden 1996 und 1997.*

wird. Ist nun wenigstens eine dieser 128 Bedingungen erfüllt, wird das Ereignis als sinnvoll angesehen (L1-keep). Die Datenverarbeitung des L1-Triggers wird angehalten und die Ereignisauslese der Detektoren vorbereitet. Dies bedeutet, daß die Totzeit läuft und daß die zweite Triggerstufe mit ihrer Auswertung des Ereignisses beginnt.
Die 128 Subtrigger werden so aus den L1-Triggerelementen aufgebaut, daß sie auf spezielle Ereignistopologien ansprechen.

Zweite Triggerstufe L2

Die zweite Triggerstufe folgt zwei unterschiedlichen Konzepten. Zum einen finden neuronale Netze Verwendung, zum anderen werden Topologische Trigger eingesetzt, um die Ausgangsrate eines bestimmten Subtriggers zu reduzieren. Dabei stehen der Entscheidungsfindung dieselben Informationen der unterschiedlichen Detektoren wie der ersten Triggerstufe L1 zur Verfügung. Nach $20\,\mu s$ ist die Entscheidung getroffen, und der entsprechende Subtrigger wird eventuell verworfen. Bleibt auf diese Weise keine positive L1-Entscheidung übrig, beginnt die Datennahme wieder von neuem, ansonsten beginnt die Ereignisauslese.

Vierte Triggerstufe L4

Die vierte Triggerstufe L4 besteht aus einer Multi-Prozessor-Farm mit ca. 30 Power PCs. Sie reduzieren die Eingangsrate von 50 Hz auf eine Ausgangsrate von 10 Hz. Dazu steht die volle Ereignisinformation zur Verfügung, die mit einer zum Teil vereinfachten Rekonstruktion ausgewertet wird. 1996 wurde lediglich eine Verifikation der L1 Subtrigger durchgeführt. Konnte kein Subtrigger verifiziert werden, wurde das Ereignis verworfen. Während der Datennahmeperiode 1997 wurden noch weitere Anforderungen an das Ereignis gestellt. Jedes Ereignis ohne verifizierten Subtrigger wurde ebenfalls verworfen. Konnte wenigstens ein Subtrigger verifiziert werden, konnte das Ereignis durch die sogenannte „Hard Scale“ akzeptiert werden. Dabei handelte es sich um einfache Anforderungen, die ein Ereignis erfüllen mußte, z. B. die Existenz eines Teilchens mit einem Transversalimpuls $p_t > 1.8\,\mathrm{GeV}$. War das Ereignis bis hier nicht akzeptiert worden, wurden spezielle Filterprogramme eingesetzt, um das Ereignis zum Beispiel als J/ψ-Kandidat zu erkennen. Ereignisse, die schließlich nicht durch die Filterprogramme akzeptiert wurden, sind gemäß ihres Viererimpulsübertragsquadrates Q^2 untersetzt worden.

6.2 Verwendete L1-Trigger

Für die Selektion der Ereignisse mit zwei Myonkandidaten werden die Subtrigger S19 und S22 verwendet. Bei ihnen handelt es sich um Trigger, die spurbasierte Triggerelemente und Triggerelemente des zentralen Myonsystems miteinander kombinieren. Weiter wurden zur Selektion eines Untergrunddatensatzes (Abschnitt 5.2.1) und zu Testzwecken Trigger verwendet, die auf die Energiedeposition des gestreuten Positrons reagieren.
Folgende Triggerelemente sind für diese Analyse wichtig:

z-Vertex-Trigger: Aus Signalen der zentralen Proportionalkammern CIP und COP sowie der ersten vorderen MWPC werden Spuren (sogenannte „Rays“) gebildet. Ihre Schnittpunkte mit der z-Achse werden in das z-Vertex-Histogramm eingetragen. Dieses Histogramm hat 16 Intervalle in einem Bereich von $\pm 44\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Folgendes für diese Arbeit wichtige Triggerelement wird hiermit gebildet:

zVtx_sig: Das z-Vertex-Histogramm besitzt ein signifikantes Maximum, definiert durch die Bedingung:

$$\frac{N_{max} - N_{rest}/15}{\sqrt{N_{max}}} > 1.5$$

wobei N_{max} die maximale Anzahl der Einträge in einem Kanal und N_{rest} die Summe aller restlichen Einträge bezeichnen.

DCRΦ-Trigger: Der DCRΦ-Trigger benutzt zehn Drahtlagen aus CJC1 und CJC2, um nach Spuren zu suchen, deren Abstand zum nominellen Vertex in der $r\phi$-Ebene weniger als 2 cm beträgt. Es wird geprüft, ob die getroffenen Drähte mit einer von 10000 vordefinierten Masken übereinstimmen. Für die gefundenen Spuren ist eine Unterscheidung der Ladung und eine Einteilung in niedrigen ($450\,\mathrm{MeV} < p_t < 800\,\mathrm{MeV}$) und hohen ($p_t > 800\,\mathrm{MeV}$) Transversalimpuls möglich:

DCRPH_Tc: Es gibt mindestens drei Spuren mit $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$.

DCRPH_Thigh: Mindestens eine Spur hat $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$.

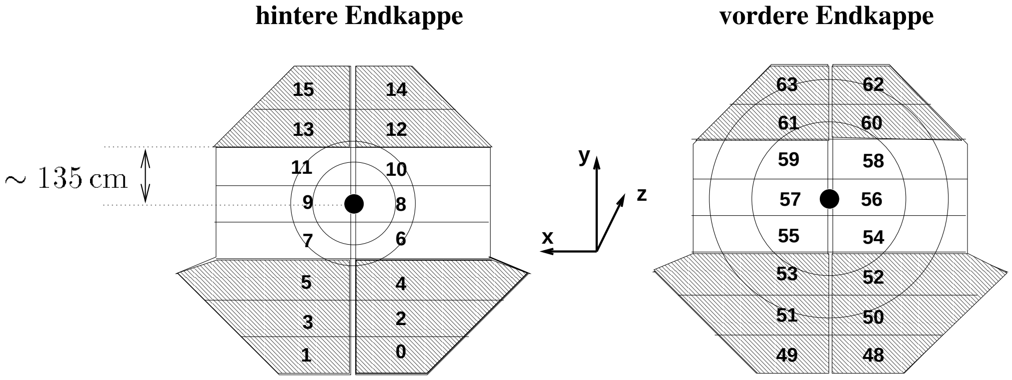

Abbildung 6.2: *Schematische Darstellung der vorderen und hinteren Endkappe des instrumentierten Eisens. Die Bereiche, die zu den Triggerelementen* **Mu_FOEC** *und* **Mu_BOEC** *gehören, sind schraffiert. Die beiden Kreise in der vorderen bzw. hinteren Endkappe deuten einen Polarwinkelschnitt für Myonkandidaten von* $20°$ *und* $30°$ *bzw. von* $150°$ *und* $160°$ *an.*

DCRPH_Tneg: Mindestens eine negativ geladene Spur mit $p_t > 450$ MeV wurde gefunden.

Myon-Trigger: Zur Selektion von Myonkandidaten liefert der zentrale Myondetektor acht unterschiedliche Triggerelemente an die zentrale Triggerlogik. Diese Triggerelemente leiten sich von den fünf zu Triggerzwecken zur Verfügung stehenden Lagen (3,4,5,8 und 12) eines jeden Moduls des Myonsystems ab. Für diese Analyse sind folgende Triggerelemente von Interesse:

Mu_FOEC: Im Bereich der äußeren vorderen Endkappe müssen mindestens drei der fünf Triggerlagen angesprochen haben (siehe Abbildung 6.2).

Mu_Bar: Im Bereich des Barrels müssen mindestens zwei der ersten vier Triggerlagen angesprochen haben.

Mu_BOEC: Im Bereich der äußeren hinteren Endkappe müssen mindestens drei der fünf Triggerlagen angesprochen haben (siehe Abbildung 6.2).

MU_2_BIoOEC Koinzidenz von zwei Triggersignalen aus der gesamten hinteren Endkappe.

Damit läßt sich die Kombination von Triggerelementen **MU_ECQ** definieren:

MU_BOEC || **MU_2_BIoOEC** || **MU_FOEC**

Die Subtrigger S19 und S22 setzen sich aus diesen Triggerelementen wie folgt zusammen:

S19: **DCRPH_Tc** & **DCRPH_Thigh** & **DCRPH_Tneg** & **MU_Bar** & **zVtx_sig**

S22: **DCRPH_Tc** & **DCRPH_Thigh** & **DCRPH_Tneg** & **MU_ECQ** & **zVtx_sig**

Für alle durch den Subtrigger S22 akzeptierten Ereignisse wurde in dieser Analyse die Triggerbedingung verschärft. Für **MU_ECQ** wurde entweder **Mu_BOEC** oder **Mu_FOEC** verlangt. Dies ist notwendig, weil der Akzeptanzbereich des Triggerelementes **MU_2_BIoOEC** auch außerhalb des analysierten Polarwinkelbereichs liegt.

Trigger für das gestreute Positron: Ist das gestreute Positron im Detektor nachweisbar, kann es durch seine Energiedeposition zu Triggerzwecken verwendet werden. Bei hohen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$) ist es im Flüssig-Argon-Kalorimeter (in dieser Analyse nicht benutzt) oder im rückwärtigen SpaCal nachweisbar. Im Fall der Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) kann das Positron in den Kleinwinkelelektrondetektoren nachgewiesen werden.

SpaCal-Trigger: Positronen in Ereignissen, deren Viererimpulsüberträge im Bereich $1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ liegen, können im SpaCal nachgewiesen werden. In dieser Analyse werden die Trigger S0 bis S13 und ab Run 193433 auch S61 zusammengefaßt und ihre Kombination als „SpaCal-Trigger" bezeichnet. Diese Triggerkombination zeigt für „gute" Positronen (Tabelle 4.3) in beiden betrachteten Datennahmeperioden eine Triggereffizienz von über 97%.

Etag-Trigger: Für diese Analyse ist das Triggerelement des Kleinwinkelelektrondetektors bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ wichtig. Zusammen mit Triggerelementen des DCRΦ-Triggers und des z-Vertex-Triggers wird der in dieser Arbeit verwendete Trigger S83 gebildet. Die Behandlung der Triggereffizienz und der eingeschränkten Akzeptanz in y ist in Abschnitt 5.2.3 beschrieben.

6.3 Bestimmung der Triggereffizienzen und Vergleich zur Monte-Carlo-Simulation

Für die Trigger S19 und S22 werden nun die Triggereffizienzen bestimmt und ihre Beschreibung in der Monte-Carlo-Simulation untersucht.

6.3.1 Effizienz der spurbasierten Triggerelemente

Um die Effizienz der Triggerelemente **zVtx_sig** und **DCRPH_Tc** und ihre Simulation zu überprüfen, wurde ihre Effizienz sowohl mit den Ereignissen des *Ein-Myon-Datensatzes* (Abschnitt 5.2.1) als auch mit Monte-Carlo-Ereignissen (AROMA2.2 $b\bar{b}$) bestimmt. Dabei wurden in den Daten nur solche Ereignisse verwendet, die von mindestens einem Subtrigger akzeptiert wurden, der keines der zu untersuchenden Triggerelemente enthält. In der Abbildung 6.3 sind für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 sowie die dazugehörigen Monte-Carlo-Simulationen die Effizienzen in Abhängigkeit von der Anzahl als „gut" klassifizierter Teilchen dargestellt.

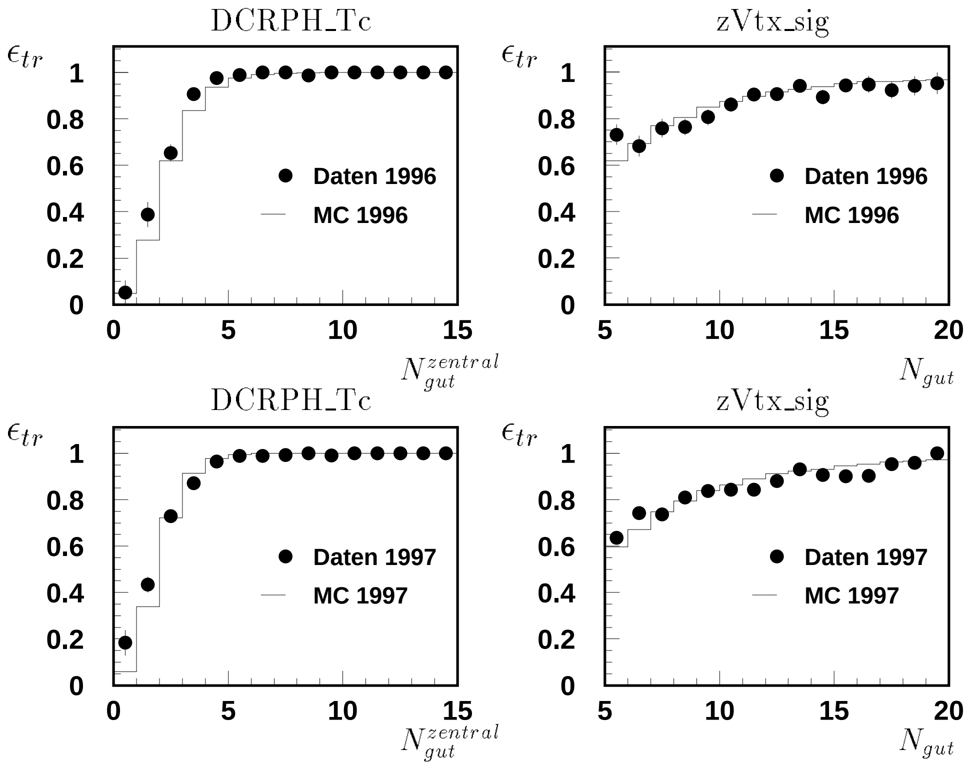

Abbildung 6.3: *Effizienz der Triggerelemente DCRPH_Tc und zVtx_sig in Abhängigkeit von der Anzahl der als gut klassifizierten Teilchen N_{gut}. Verglichen werden die Daten der Datennahmeperiode 1996 und 1997 mit AROMA2.2 $b\bar{b}$-Ereignissen, die für die jeweilige Datennahmeperiode simuliert und rekonstruiert wurden.*

Das Triggerelement **DCRPH_Tc** wird bei wenigstens drei angesprochen Spurmasken ausgelöst. Daher sind hier die Anforderungen an die Variable N_{gut} geändert worden. Für die Untersuchung des Triggerelementes **DCRPH_Tc** sind nur als „gut“ klassifizierte Teilchen in den zentralen Driftkammern mit einem Transversalimpuls von mehr als 450 MeV gezählt worden. Es zeigt sich für beide betrachteten Datennahmeperioden eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation.
Die Triggerelemente **DCRPH_Thigh** und **DCRPH_Tneg** sind ebenfalls verglichen worden, und es zeigte sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung.

6.3.2 Effizienz der Triggerelemente des zentralen Myonsystems

Da zum Zeitpunkt der Erstellung der verwendeten Monte-Carlo-Datensätze keine zuverlässige Simulation der Myontriggerelemente zur Verfügung stand, mußte eine andere Möglichkeit der Simulation der Myontriggerelemente in den Monte-Carlo-Datensätzen gefunden werden.
In der Simulation der Myontriggerelemente werden zeitliche Ineffizienzen des Triggers modulweise berücksichtigt. Dafür wird die Zuordnung der angesprochenen Streamerrohrlagen zu den Modulen des Myondetektors benötigt. Die dazu benötigte Information

Triggereffizienzen in [%]		
Datennahmeperiode	**1996**	**1997**
Mu_FOEC		
Daten	75.4 ± 1.3	74.1 ± 1
Daten sim.	72.9 ± 1.3	75.1 ± 1
MC	69.6 ± 0.5	69.1 ± 0.5
Mu_Bar		
Daten	85.2 ± 0.6	87.5 ± 0.4
Daten sim.	85.9 ± 0.6	86.7 ± 0.4
MC	84.3 ± 0.2	85.5 ± 0.1
Mu_BOEC		
Daten	90.6 ± 1.3	94.3 ± 0.7
Daten sim.	88.3 ± 1.3	93.9 ± 0.7
MC	89.5 ± 0.5	92.7 ± 0.5

Tabelle 6.1: *Vergleich der mittleren Triggereffizienzen der verwendeten Myontriggerelemente zwischen den Datennahmeperioden 1996 und 1997 und den jeweiligen $b\bar{b}$-Monte-Carlo-Simulationen. Alle Angaben sind in Prozent.*

befindet sich nicht in den DST-Bänken (Abschnitt 4.1). Mit Hilfe der Spuren der Myonkandidaten im zentralen Myonsystem kann diese Information aber annähernd zurückgewonnen werden. Mit den Koordinaten des Startpunktes der Spur im instrumentierten Eisen erfolgt die Zuordnung zu einem Modul, und mit den angesprochenen Lagen der Spur kann die Triggerbedingung in dem zugeordneten Modul überprüft werden. Das so erhaltene Triggersignal wird mit den bereits erwähnten zeitlichen Ineffizienzen mittels eines Zufallsgenerators gewichtet.

Zur Überprüfung der oben beschriebenen Triggersimulation wurden aus dem *Ein-Myon-Datensatz* Ereignisse selektiert, die durch einen vom Myonsystem unabhängigen Trigger akzeptiert wurden. Mit diesen Ereignissen wird die Effizienz der oben erwähnten Triggerelemente bestimmt. Dabei ist für die Bestimmung der Effizienzen in den Endkappen zusätzlich ein Schnitt auf die y-Koordinate ($|y| > 135\,\mathrm{cm}$) des Myonkandidaten gemacht worden, um sicherzustellen, daß der effektive Bereich des Triggerelementes getroffen wurde (siehe Abbildung 6.2).

Auf diese Daten und Ereignisse aus $b\bar{b}$-Monte-Carlo-Simulation wurde die Triggersimulation angewendet und dann ebenfalls die Effizienz der Triggerelemente bestimmt. Der Vergleich der mittleren Effizienzen findet sich in Tabelle 6.1. In den Abbildungen 6.4 bis 6.8 sind die Abhängigkeiten der Triggereffizienz von verschiedenen Variablen der Myonkandidaten dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Wirklichkeit und Simulation, was besonders an dem Ergebnis der simulierten Triggerelemente in den Daten zu erkennen ist.

Es läßt sich aber auch erkennen, daß es in der vorderen Endkappe für die Myontriggerelemente während der Datennahmeperiode 1997 Probleme gab. In den Abbildungen

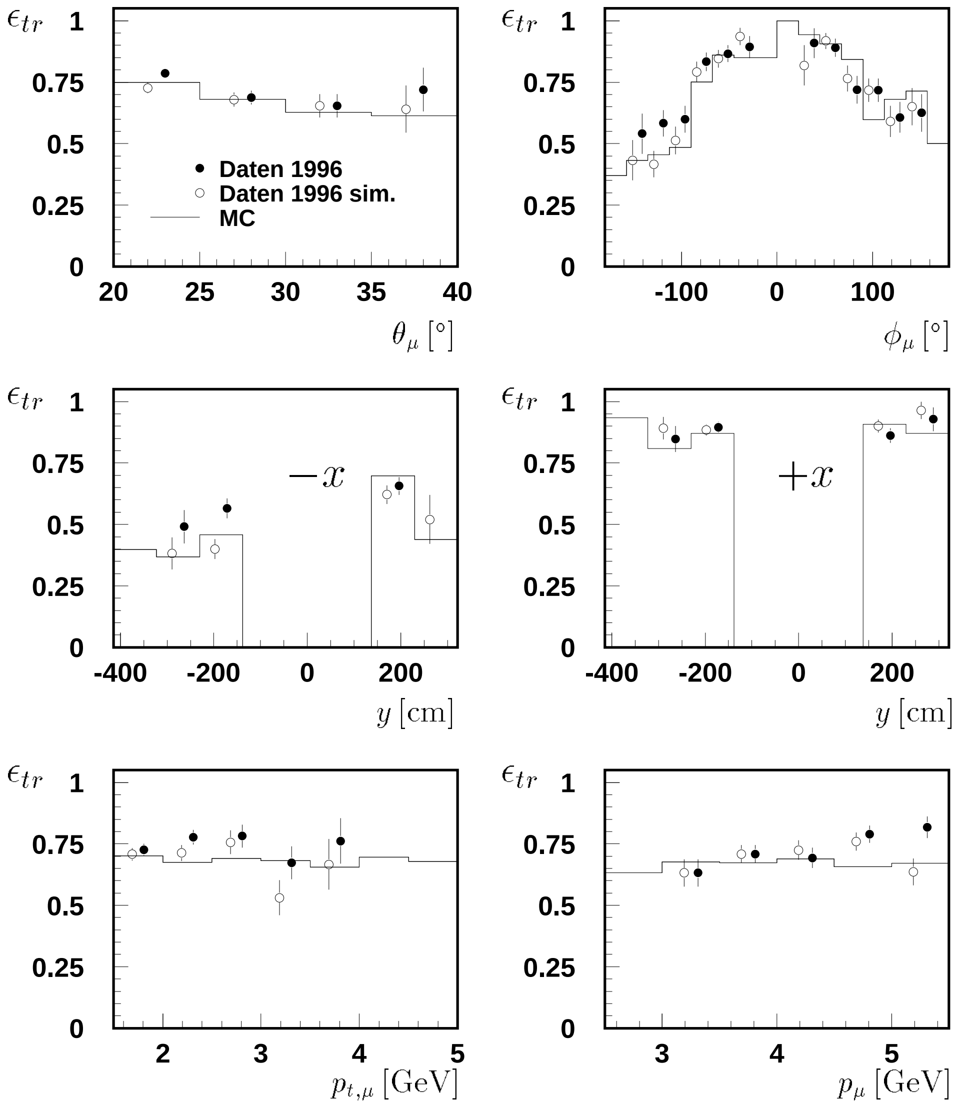

Abbildung 6.4: *Effizienz des Triggerelementes* **Mu_FOEC** *für Daten der Datennahmeperiode* **1996** *verglichen mit der Simulation der gleichen Daten und AROMA 2.2* $b\bar{b}$ *Ereignissen, dargestellt als Funktion des Polarwinkels* θ_μ*, des Azimutalwinkels* ϕ_μ*, der Koordinate* y*, des Transversalimpulses* $p_{t,\mu}$ *und des Impulses* p_μ*. Für die Koordinate* y *des Startpunktes der Spur des Myons im instrumentierten Eisen ist eine Unterscheidung zwischen den beiden Hälften (*$+x$*,* $-x$*) des Detektors gemacht, um eine direkte Zuordnung zu Modulen zu ermöglichen.*

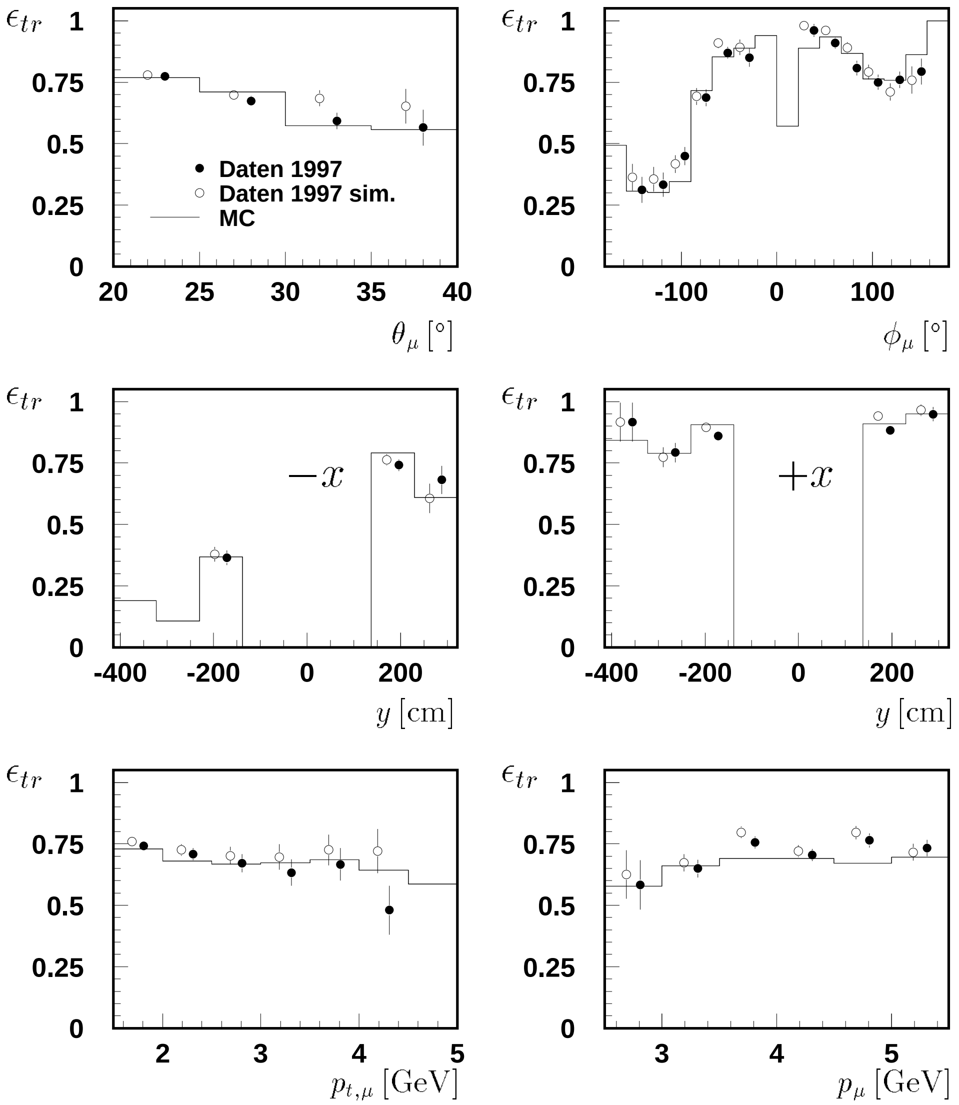

Abbildung 6.5: *Effizienz des Triggerelementes* **Mu_FOEC** *für Daten der Datennahmeperiode* **1997** *verglichen mit der Simulation der gleichen Daten und AROMA 2.2* $b\bar{b}$ *Ereignissen, dargestellt als Funktion des Polarwinkels* θ_μ*, des Azimutalwinkels* ϕ_μ*, der Koordinate* y*, des Transversalimpulses* $p_{t,\mu}$ *und des Impulses* p_μ*. Für die Koordinate* y *des Startpunktes der Spur des Myons im instrumentierten Eisen ist eine Unterscheidung zwischen den beiden Hälften (*$+x$*,* $-x$*) des Detektors gemacht, um eine direkte Zuordnung zu Modulen zu ermöglichen.*

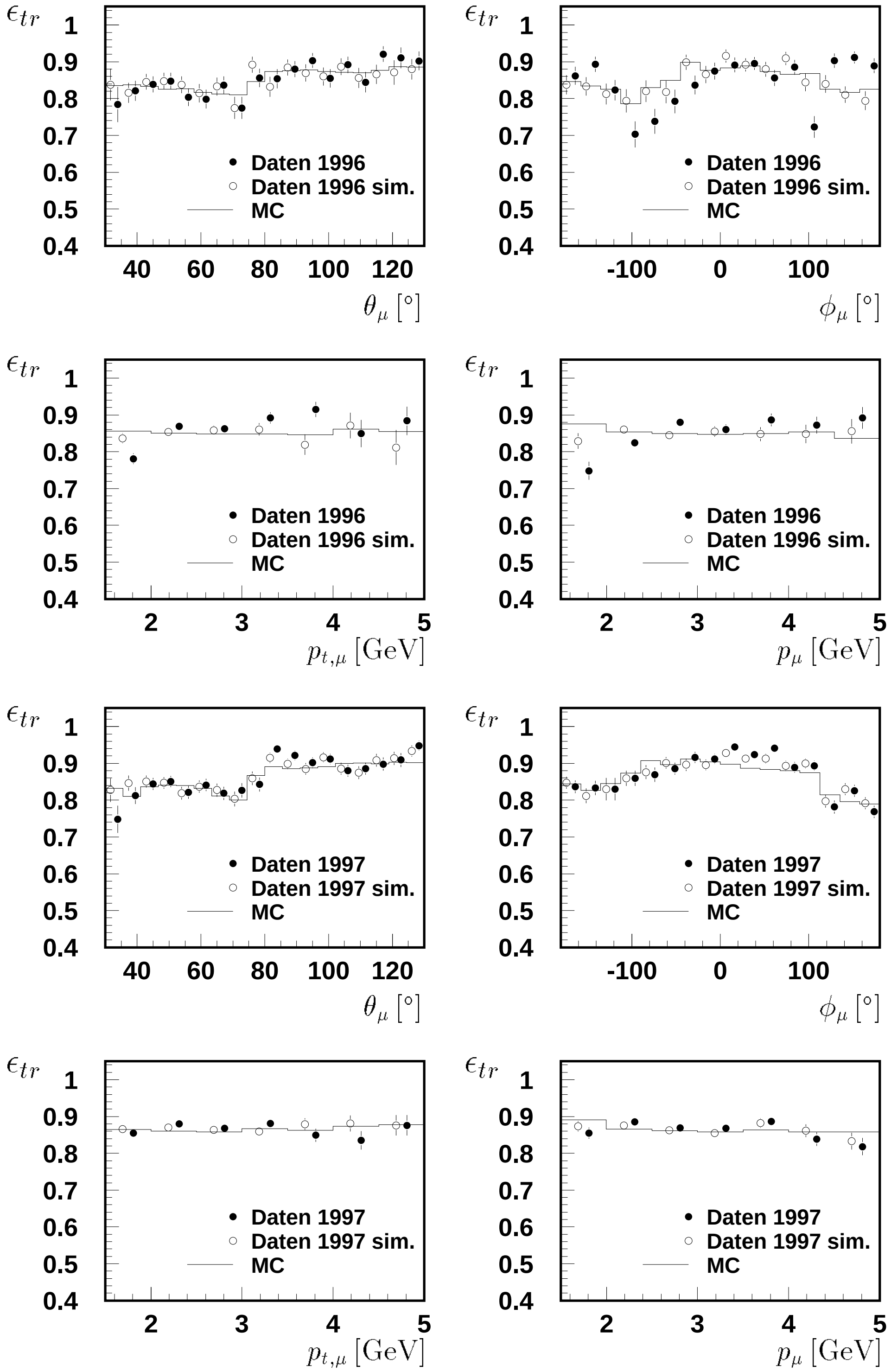

Abbildung 6.6: *Effizienz des Triggerelementes* **Mu_Bar** *für Daten der Datennahmeperiode* **1996** *und* **1997** *verglichen mit der Simulation der gleichen Daten und AROMA 2.2 $b\bar{b}$ Ereignissen, dargestellt als Funktion des Polarwinkels θ_μ, des Azimutalwinkels ϕ_μ, des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ und des Impulses p_μ.*

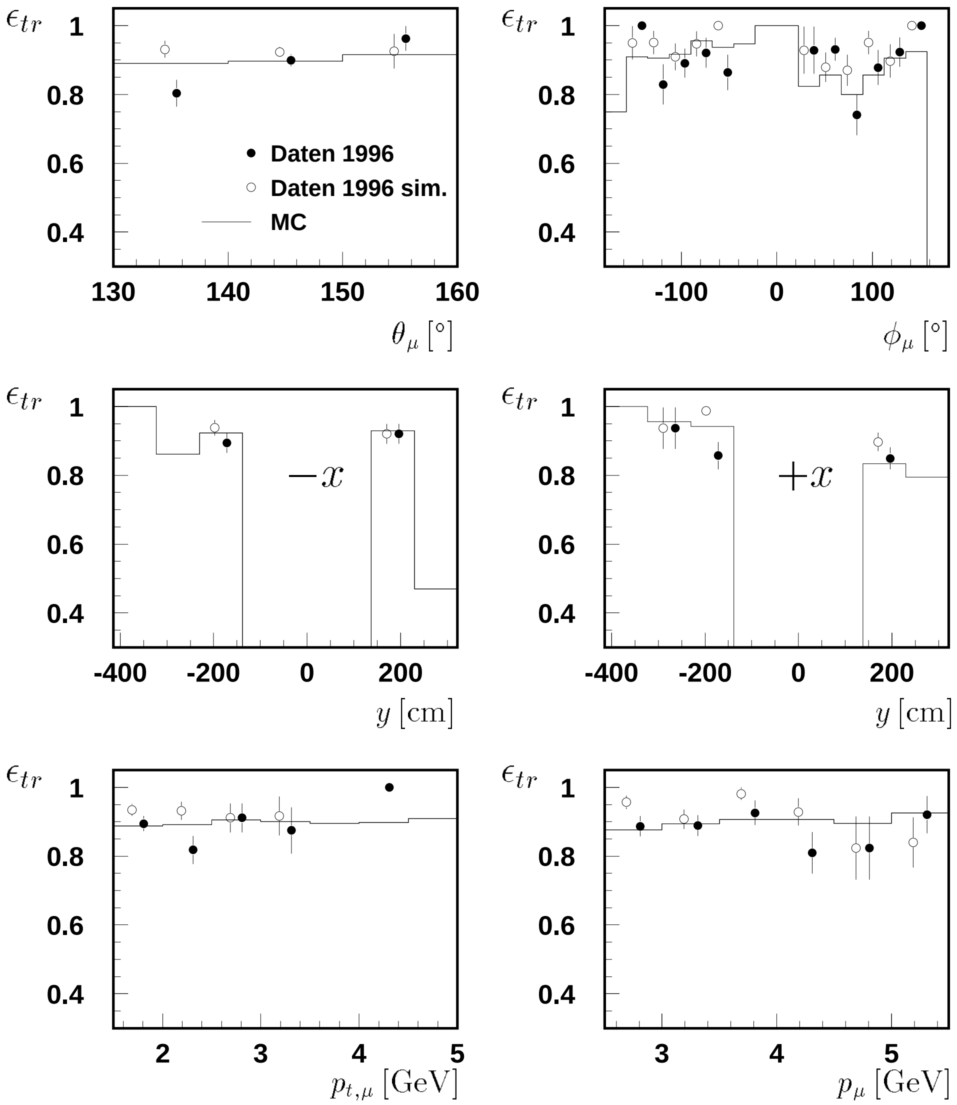

Abbildung 6.7: *Effizienz des Triggerelementes* **Mu_BOEC** *für Daten der Datennahmeperiode* **1996** *verglichen mit der Simulation der gleichen Daten und AROMA 2.2* $b\bar{b}$ *Ereignissen, dargestellt als Funktion des Polarwinkels* θ_μ*, des Azimutalwinkels* ϕ_μ*, der Koordinate* y*, des Transversalimpulses* $p_{t,\mu}$ *und des Impulses* p_μ*. Für die Koordinate* y *des Startpunktes der Spur des Myons im instrumentierten Eisen ist eine Unterscheidung zwischen den beiden Hälften* $(+x, -x)$ *des Detektors gemacht, um eine direkte Zuordnung zu Modulen zu ermöglichen.*

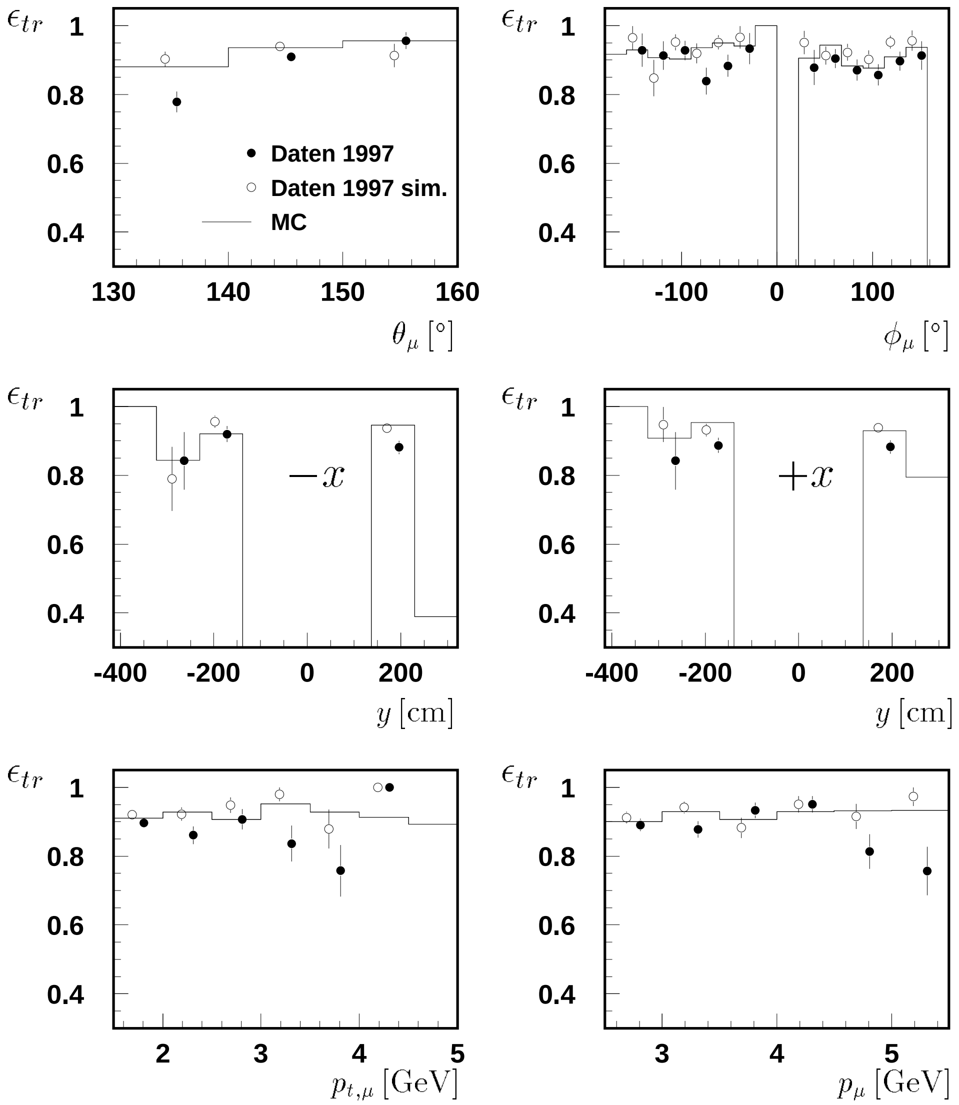

Abbildung 6.8: *Effizienz des Triggerelementes* **Mu_BOEC** *für Daten der Datennahmeperiode* **1997** *verglichen mit der Simulation der gleichen Daten und AROMA 2.2 $b\bar{b}$ Ereignissen, dargestellt als Funktion des Polarwinkels θ_μ, des Azimutalwinkels ϕ_μ, der Koordinate y, des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ und des Impulses p_μ. Für die Koordinate y des Startpunktes der Spur des Myons im instrumentierten Eisen ist eine Unterscheidung zwischen den beiden Hälften ($+x$, $-x$) des Detektors gemacht, um eine direkte Zuordnung zu Modulen zu ermöglichen.*

Triggereffizienzen in [%]				
Datennahmeperiode	**1996**		**1997**	
	Daten	MC $b\bar{b}$	Daten	MC $b\bar{b}$
S19				
	70.0 ± 1.7	72.2 ± 0.5	66.2 ± 1.0	75.1 ± 0.2
1 weiteres Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	77.5 ± 2.0	75.9 ± 0.6	72.6 ± 1.4	79.8 ± 0.2
2 weitere Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	85.5 ± 3.0	84.7 ± 0.3	77.2 ± 2.0	82.5 ± 0.3
S22 FEC				
	26 ± 3	23.5 ± 0.4	20.2 ± 1.4	24.5 ± 0.5
1 weiteres Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	36 ± 6	37.0 ± 1.0	31 ± 3.6	35.7 ± 0.8
2 weitere Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	43 ± 10	41.3 ± 1.3	42 ± 7	38.3 ± 1.3
S22 BEC				
	30 ± 4	41.5 ± 0.7	30 ± 2	44.6 ± 0.7
1 weiteres Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	44 ± 7	46.7 ± 1.0	34 ± 5	49.0 ± 1.0
2 weitere Teilchen $p_t > 1.4\,\mathrm{GeV}$	61 ± 13	49.7 ± 1.7	23 ± 8	49.6 ± 1.7

Tabelle 6.2: *Vergleich der mittleren Triggereffizienzen der verwendeten Subtrigger S19 und S22 für Datensätze mit einem Myonkandidaten zwischen den Datennahmeperioden 1996 und 1997 und den dazugehörigen $b\bar{b}$-Monte-Carlo-Simulationen. Alle Angaben sind in Prozent.*

6.4 und 6.5 ist die Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Koordinate y in der linken und rechten Seite des Detektors dargestellt. Dabei sind die Intervalle in y so gewählt, daß ein Intervall etwa der Höhe eines Moduls entspricht (siehe dazu Abbildung 6.2). Die Module 48 und 50 lieferten während der Datennahmeperiode 1997 kein Triggersignal. Trotzdem ändert sich die mittlere Triggereffizienz des Triggerelements **Mu_FOEC** zwischen 1996 und 1997 praktisch nicht.
Die systematische Unsicherheit der Kenntnis der Triggereffzienz der drei untersuchten Triggerelemente ergibt sich aus dem Vergleich zwischen Monte-Carlo-Simulation und Daten zu ca. 3 %, die dominiert werden durch das Triggerelement **Mu_FOEC**.

6.3.3 Effizienz der Subtrigger S19 und S22

Der SpaCal-Trigger S1 war in beiden analysierten Datennahmeperioden unabhängig von den Subtriggern S19 und S22. Mit seiner Hilfe konnte die Effizienz der beiden Subtrigger untersucht werden. Auch hierfür wurde der *Ein-Myon-Datensatz* verwendet. Für die Untersuchung wurde gefordert, daß der Myonkandidat einen minimalen Transversalimpuls von 1.4 GeV besitzt. Für S19 wurde verlangt, daß die Teilchenspur des Myonkandidaten im Barrelbereich des instrumentierten Eisens nachgewiesen wurde. Für S22 sind vordere und hintere Endkappe getrennt betrachtet worden. Um den Einfluß des Triggerelementes **DCRPH_Tc** zu studieren, wurde die Anzahl der zusätzlich zum Myonkandidaten vorhandenen Teilchen mit hohem Transversalimpuls variiert

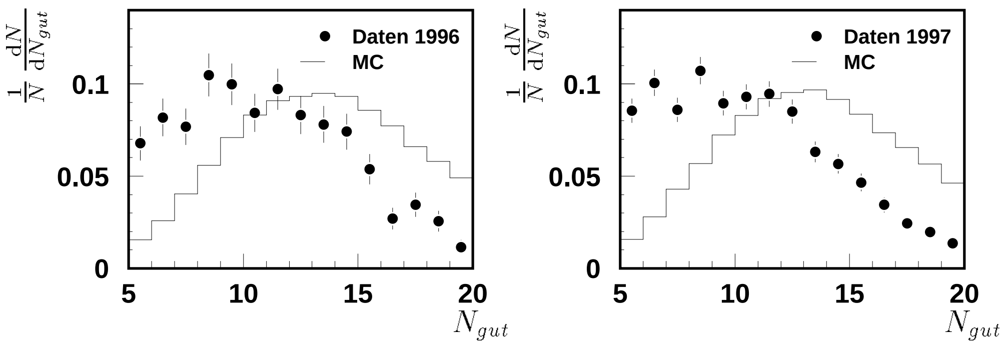

Abbildung 6.9: *Vergleich der Verteilungen der Anzahl guter Spuren für Ereignisse mit wenigstens einem Myonkandidaten für Daten der Datennahmeperiode 1996 und 1997 mit den zugehörigen Monte-Carlo-Ereignissen des Generators AROMA 2.2 ($b\bar{b}$). Die Daten sind durch den Subtrigger S1 (L4-verifiziert) akzeptiert worden.*

(Ereignisse mit zwei Myonkandidaten besitzen wenigstens zwei Teilchen mit hohem Transversalimpuls). Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 für Daten und die zugehörigen Monte-Carlo-Simulationen (AROMA 2.2 $b\bar{b}$) zusammengefaßt. Je mehr Teilchen mit großem Transversalimpuls vorhanden sind, desto höher ist die jeweilige Effizienz des Subtriggers. Wird die Monte-Carlo-Simulation mit den Daten verglichen, so zeigt sich für die Datennahmeperiode 1996 eine gute Beschreibung. Für die Datennahmeperiode 1997 sind die Unterschiede trotz der guten Übereinstimmung der einzelnen Triggerelemente deutlich größer. Allerdings ist die statistische Unsicherheit in den Endkappen groß.

Abbildung 6.9 zeigt für die Ereignisse, die zur Bestimmung der Effizienz des Subtriggers S19 verwendet wurden, die Verteilung der guten Spuren. Aus Abschnitt 6.3.1 ist die Abhängigkeit des Triggerelementes **zVtx_sig** von der Anzahl der guten Spuren bekannt. Man erkennt deutlich, daß Ereignisse aus b-Quarks eine höhere Anzahl guter Spuren besitzen als die durch Untergrund dominierten Ereignisse der Daten. Wird nun die Monte-Carlo-Simulation durch Umgewichtung gemäß dieser Verteilung an die Daten angepaßt, kann erneut die Triggereffizienz aus den Monte-Carlo-Ereignissen für S19 bestimmt werden. Es ergibt sich für 1996 eine Effizienz von $63.0 \pm 0.5\,\%$ und für 1997 eine Effizienz von $66.0 \pm 0.2\,\%$. Vergleicht man mit den Daten-Werten der ersten Zeile in der Tabelle 6.2, zeigt sich nun für 1997 gute Übereinstimmung mit der Simulation, während 1996 eine deutliche Differenz aufweist. Das zeigt, daß das Umgewichten gemäß der Verteilung der guten Spuren nicht genügt, um eine wirklich gute Beschreibung zu erreichen.

Aus dem Vergleich der Triggereffizienzen zwischen Ereignissen aus Daten und der Monte-Carlo-Simulation wird eine systematische Unsicherheit für die Kenntnis der Triggereffizienz von ca. 7 % abgeschätzt, die im wesentlichen auf die spurbasierten Triggerelemente zurückzuführen ist und damit sowohl für Ereignisse mit einem Myonkandidaten als auch für Ereignisse mit zwei Myonkandidaten gültig ist.

6.4 Triggereffizienz für Ereignisse mit zwei Myonkandidaten

Im vorigen Abschnitt konnte gezeigt werden, daß die Simulation der relevanten Trigger die Daten der Jahre 1996 und 1997 akzeptabel beschreibt. Daher werden alle benötigten Effizienzen in der Analyse aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. In Abschnitt 5.2.3 werden die Effizienzen $\epsilon_{1\mu}$ und $\epsilon_{2\mu}$ benötigt, mit der ein Ereignis mit einem bzw. zwei Myonkandidaten die Myontriggerelemente auslöst. Um sie zu bestimmen, werden simulierte Ereignisse des Generators AROMA 2.2 betrachtet, die der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Selektion genügen. Mit ihnen bestimmen sich die folgenden Effizienzen für Ereignisse mit $b(c)$-Quarks:

$$\begin{aligned} 1996: \quad \epsilon_{2\mu} &= 92.8 \pm 0.9\,\% \ (92.9 \pm 2.9\,\%) \\ 1997: \quad \epsilon_{2\mu} &= 93.6 \pm 0.9\,\% \ (95.1 \pm 2.4\,\%) \end{aligned}$$

Daraus läßt sich die Triggerelementeffizienz fur ein Myon mit $\epsilon_{1\mu} = 1 - \sqrt{1 - \epsilon_{2\mu}}$ berechnen:

$$\begin{aligned} 1996: \quad \epsilon_{1\mu} &= 73.3 \pm 1.6\,\% \ (71.6 \pm 5.1\,\%) \\ 1997: \quad \epsilon_{1\mu} &= 74.9 \pm 1.7\,\% \ (78.0 \pm 5.4\,\%) \end{aligned}$$

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 7 werden die Triggereffizienzen der Subtriggerkombination S19 oder S22 für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks benötigt:

$$\begin{aligned} 1996: \quad \epsilon_{\mathrm{S19}||\mathrm{S22}} &= 79.9 \pm 1.3\,\% \ (82.7 \pm 4.0\,\%) \\ 1997: \quad \epsilon_{\mathrm{S19}||\mathrm{S22}} &= 85.3 \pm 1.2\,\% \ (85.5 \pm 3.9\,\%) \end{aligned}$$

Auf Grund der Vorgehensweise zur Simulation der Myontriggerelemente sind Korrelationen, die sich dadurch ergeben, daß beide Myonkandidaten dasselbe Modul des zentralen Myonsystems treffen, vernachlässigt. Da die Triggereffizienz der Myontriggerelemente in der Größenordnung von 80% (Tabelle 6.1) liegt, kann der Fehler, der sich daraus ergibt, für Ereignisse mit zwei Myonkandidaten im selben Modul zu unter 4% abgeschätzt werden. Da dies nur sehr wenige Ereignisse betrifft, ist der Effekt deutlich kleiner und damit vernachlässigbar.

6.5 Bestimmung der Effizienz der L4-Triggerverifikation

Für die Verifikation des Subtriggers S22 wurde lediglich die Existenz einer rekonstruierten Spur im zentralen Myondetektor gefordert, während für den Subtrigger S19 zusätzlich das sogenannte „Matching“ durchgeführt wurde. Dabei handelt es sich um eine vereinfachte Spurverbindung zwischen den inneren Spurkammern und dem zentralen Myondetektor. Die Effizienz dieser vereinfachten Spurverbindung ist für den

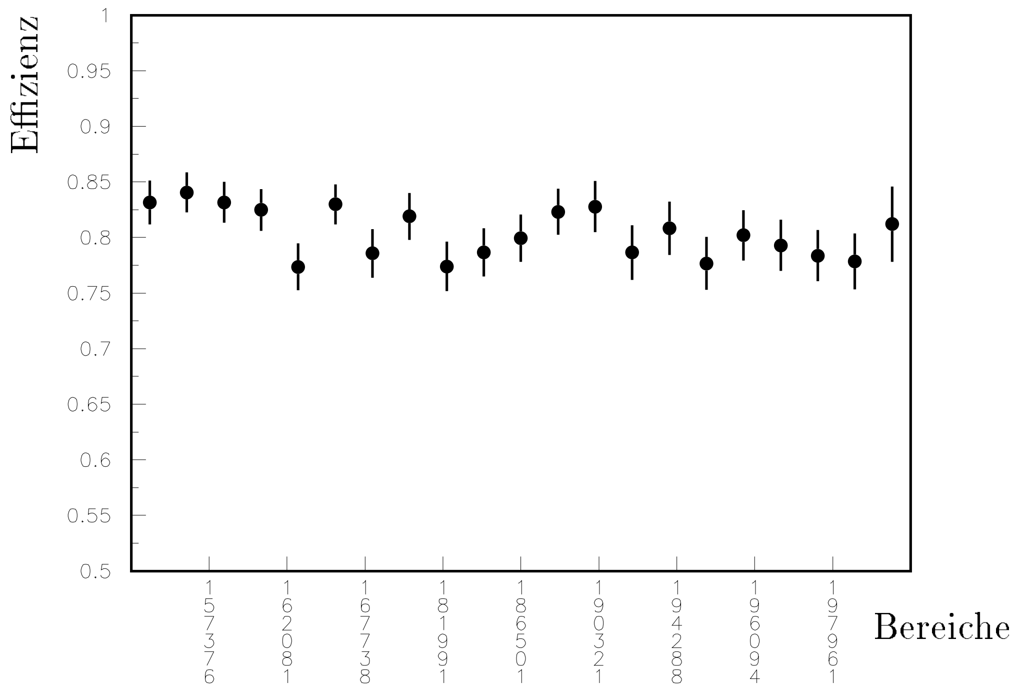

Abbildung 6.10: *Effizienz der L4-Triggerverifikation des Subtriggers S19. Die Abschnitte sind so gewählt, daß sie einer Luminosität von ca. $1\,pb^{-1}$ entsprechen. Zur Markierung des zeitlichen Verlaufs sind Runnummern angegeben.*

Subtrigger S19 untersucht worden. Hierfür wurden aus dem *Ein-Myon-Datensatz* Ereignisse selektiert, die neben dem Subtrigger S19 einen von den Triggerelementen des zentralen Myondetektors unabhängigen, durch L4 verifizierten Subtrigger aufweisen. Weiter wurde ein Myonkandidat im Barrelbereich des zentralen Myonsystems mit einem minimalen transversalen Impuls von 2 GeV verlangt. Der Transversalimpuls des Myonkandidaten stellt sicher, daß das Ereignis in der Datennahmeperiode 1997 durch die „Hard Scale" akzeptiert wurde. Um das zeitliche Verhalten zu untersuchen, sind die Daten in Intervalle von ca. $1\,\mathrm{pb}^{-1}$ eingeteilt worden. In jedem dieser Intervalle ist bestimmt worden, wie oft der Subtrigger S19 durch die Triggerstufe L4 verifiziert wurde. Abbildung 6.10 zeigt den zeitlichen Verlauf der so bestimmten Effizienz, die einen konstanten Verlauf zeigt und im Mittel bei ca. 82% liegt.
Für die vorliegende Analyse folgt daraus, daß der L1-Subtrigger S19 und nicht der durch L4 verifizierte Subtrigger verwendet wird. Für Ereignisse, die ausschließlich durch den Subtrigger S19 akzeptiert wurden, muß deshalb die Ineffizienz durch die Triggerverifikation abgeschätzt werden. Untersucht man, wie groß der Anteil solcher Ereignisse an allen selektierten Ereignissen ist, und schätzt mit ihnen die daraus resultierende Gesamteffizienz von L4 ab, so ergibt sich ein Wert von ca. 96%. Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung der zusätzlichen, durch L4 verifizierten Subtrigger für Ereignisse, die keinen durch L4 verifizierten Subtrigger S19 besitzen. Für 1997 läßt sich erkennen, daß ein Großteil der Ereignisse durch den Subtrigger S15 akzeptiert wurde. Dieser Subtrigger S15 ist in seinen Bedingungen der Kombination von S19 und S22 sehr ähnlich,

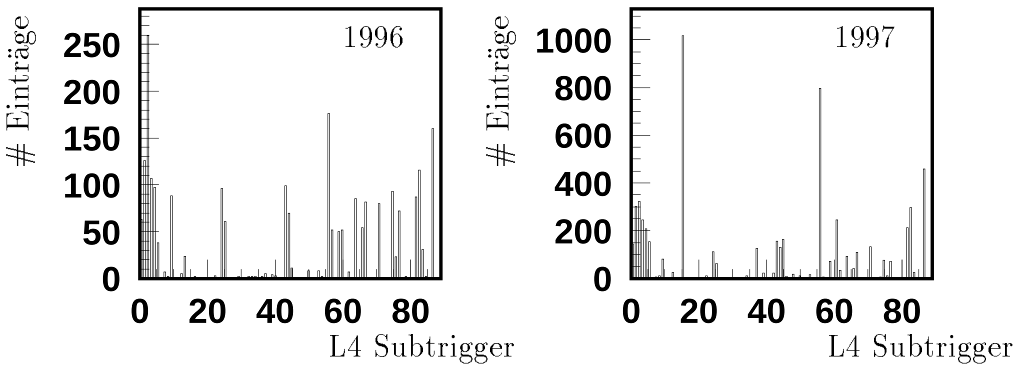

Abbildung 6.11: *Verteilung der durch L4 verifizierten L1-Subtrigger für Ereignisse der Datennahmeperioden 1996 und 1997, die durch den Subtrigger S19 auf L1 akzeptiert wurden, bei denen aber nicht der Subtrigger S19 durch L4 verifiziert wurde.*

aber in den Anforderungen der spurbasierten Triggerelemente deutlich schwächer. Als Verifikation des Subtriggers S15 wurde durch L4 kein „Matching“ durchgeführt. Der Subtrigger S15 wurde 1997 erst ab Run 193433 installiert, und er hatte eine zusätzliche Bedingung in Form eines neuronalen Netzes auf der zweiten Triggerstufe.
Der Wert der Effizienz der L4-Triggerverifikation wird später bei der Berechnung des systematischen Fehlers des Wirkunsquerschnittes für die Unsicherheit durch L4 verwendet.

Kapitel 7

Analyse der Daten

In diesem Kapitel werden die selektierten Ereignisse mit zwei Myonkandidaten (Kapitel 4) untersucht. Zunächst wird überprüft, ob die Datennahmeperioden 1996 und 1997 systematische Unterschiede aufweisen. Dafür werden die *Ein-Myon-Datensätze* aus Abschnitt 5.2.1 verwendet. Anschließend wird überprüft, inwieweit die Monte-Carlo-Simulationen der Datennahmeperioden 1996 und 1997 die *Ein-Myon-Datensätze* beschreiben.
Dann wird ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks berechnet. Er wird nach Abzug des Anteils des c-Wirkungsquerschnittes mit der Vorhersage für den b-Wirkungsquerschnitt des Monte-Carlo-Generators AROMA 2.2 verglichen. Anschließend werden die systematischen Unsicherheiten der Messung bestimmt. Zum Abschluß wird das Ergebnis der vorliegenden Arbeit im Vergleich mit anderen Analysen diskutiert.

7.1 Datenqualität

Bevor die Ereignisse der Datennahmeperioden 1996 und 1997 gemeinsam ausgewertet werden können, müssen sie verglichen werden, um eventuelle Unterschiede feststellen zu können. Auf Grund einer defekten Region der zentralen Driftkammer bei $\phi \approx -120°$ während der Datennahmeperiode 1997 werden, normiert auf die gleiche Luminosität, 1997 weniger Ereignisse erwartet. Zum Vergleich werden die *Ein-Myon-Datensätze* (Abschnitt 5.2.1) verwendet, wobei für den Myonkandidaten ein minimaler Transversalimpuls von 2.0 GeV verlangt wurde, damit das Ereignis 1997 sicher von der „Hard Scale" der Triggerstufe L4 akzeptiert wurde. Damit stehen für die Untersuchungen aus der Datennahmeperiode 1996 bzw. 1997 6791 bzw. 15732 Ereignisse zur Verfügung. Weiter gilt es festzustellen, ob die Monte-Carlo-Simulation die zu erwartende Ineffizienz beschreibt.

7.1.1 Vergleich der Datennahmeperioden 1996 und 1997

Um die Stabilität der Datennahme zu überprüfen, wird untersucht, ob die Anzahl der selektierten Ereignisse pro Luminositätsintervall konstant ist. Wird eine Intervallgröße

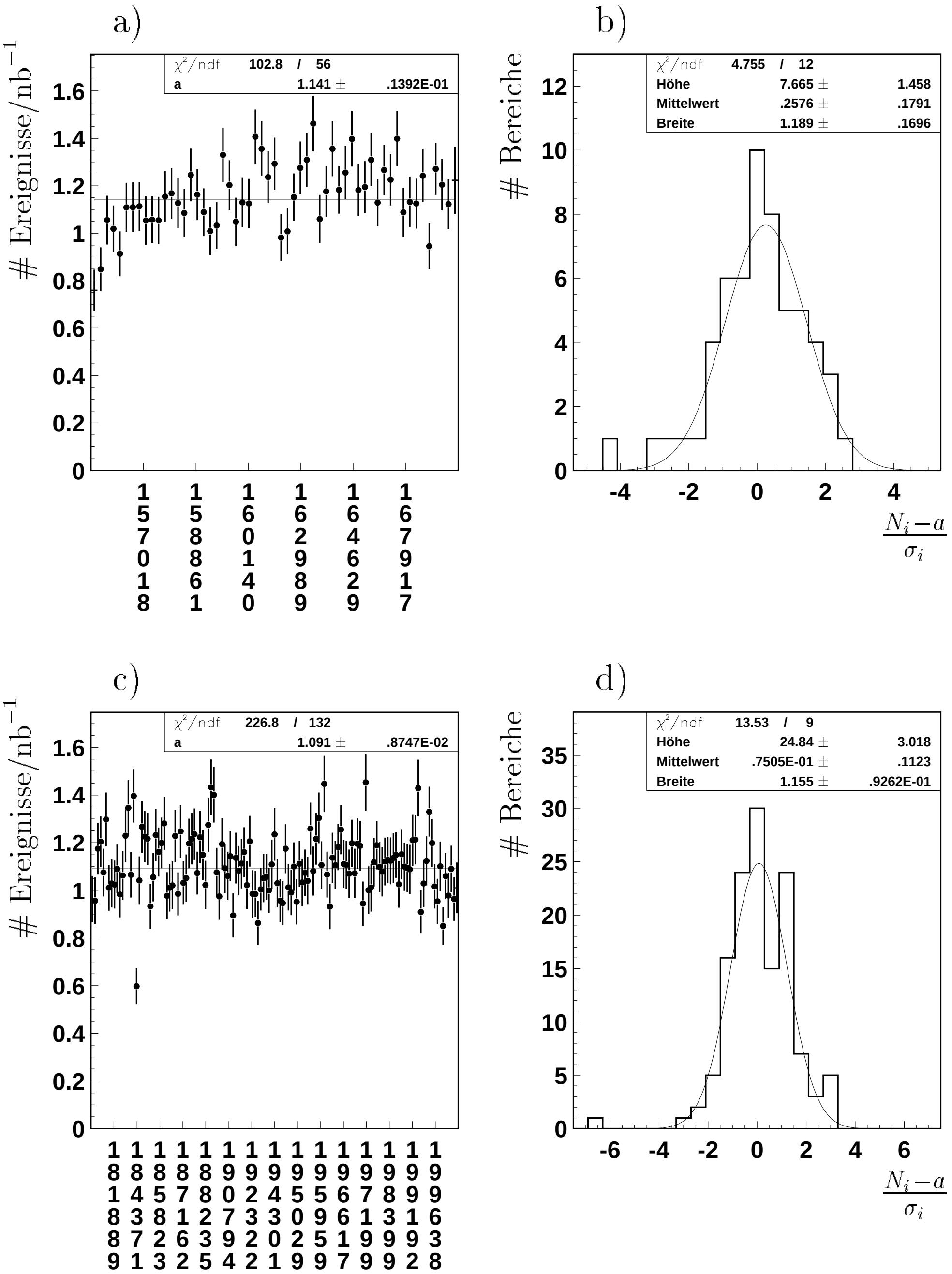

Abbildung 7.1: *Stabilität der Ereignisselektion: Anzahl N_i der Ereignisse pro nb^{-1} in Intervallen von ca. $100\,nb^{-1}$. Dargestellt sind die Ereignisse aus der Datennahmeperiode a) 1996 und c) 1997 mit einem Myonkandidaten mit einem minimalen Transversalimpuls von $2.0\,GeV$ im Polarwinkelbereich $20° < \theta_\mu < 160°$. b) und d) zeigen die Abweichung der Meßwerte von dem Mittelwert a dividiert durch den statistischen Fehler σ_i.*

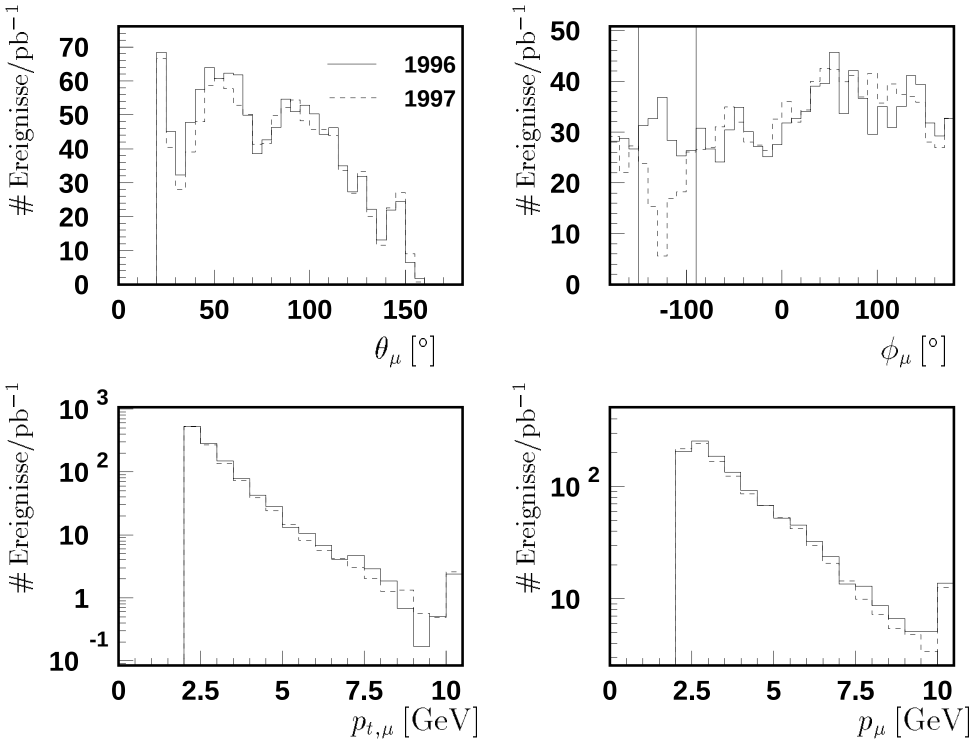

Abbildung 7.2: *Vergleich der θ, ϕ, p_t, und p-Verteilungen von Myonkandidaten mit $p_t > 2.0\,GeV$ aus den Datennahmeperioden 1996 und 1997. Beide Kurven sind jeweils auf $1\,pb^{-1}$ normiert. Das letzte Intervall der Verteilung des Transversalimpulses bzw. des Impulses beinhaltet die Integration aller nicht dargestellten Werte. In der ϕ-Verteilung ist durch senkrechte Linien der Bereich, der zu Testzwecken von der Analyse ausgeschlossen wird, angedeutet.*

von $\sim 100\,\mathrm{nb}^{-1}$ gewählt, so ergeben die Datensätze 57 bzw. 133 Abschnitte. In der Abbildung 7.1 ist das Ergebnis für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 dargestellt. Zur besseren Orientierung sind für die Intervallgrenzen Runnummern angeben. Der Mittelwert a ist in den Abbildungen 7.1 a) und c) angegeben. In den Abbildungen 7.1 b) und d) ist die Abweichung vom Mittelwert dividiert durch den Fehler dargestellt. Es läßt sich eine akzeptable Stabilität der Datennahme erkennen, so daß hier keine weitere Korrektur notwendig ist.
Aus den oben angegebenen Ereignisanzahlen und den Luminositäten der Datennahmeperioden (Abschnitt 4.3) läßt sich die Anzahl der Ereignisse normiert auf $1\,\mathrm{pb}^{-1}$ berechnen. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad 1153 \pm 14\,\mathrm{Ereignisse/pb}^{-1} \\ 1997 &: \quad 1103 \pm 9\,\mathrm{Ereignisse/pb}^{-1} \end{aligned}$$

Das entspricht einem Unterschied von ca. 4 %. In der Abbildung 7.2 sind Verteilungen der Myonen aus den *Ein-Myon-Datensätzen* für beide betrachteten Datennahmeperioden dargestellt. Die Verteilungen stimmen gut überein. Der einzige erkennbare Unterschied findet sich, wie erwartet, in der ϕ-Verteilung der Myonen. Bei $\phi \approx -120°$ ist 1997 ein deutlicher Abfall zu erkennen. Wird der defekte Bereich der zentralen Driftkammer durch einen Schnitt in der Variablen ϕ_μ, in der Abbildung 7.2 durch die vertikalen Linien in der ϕ-Verteilung angedeutet, von der Analyse ausgenommen, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad 975 \pm 13\,\text{Ereignisse/pb}^{-1} \\ 1997 &: \quad 998 \pm 8\,\text{Ereignisse/pb}^{-1} \end{aligned}$$

Dies entspricht einem Unterschied von ca. 2 %, wobei nun 1997 mehr Ereignisse zu verzeichnen sind. Das heißt, die Ineffizienz, die durch die defekte zentrale Driftkammer hervorgerufen wurde, beträgt ca. 6 %. Dieser Wert variiert leicht bei Änderung des Transversalimpulses des Myonkandidaten.

7.1.2 Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation

Zum Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation werden ebenfalls die *Ein-Myon-Datensätze* verwendet. Ereignisse des Generators AROMA 2.2 ($b\bar{b}$) wurden sowohl für 1996 als auch für 1997 simuliert und rekonstruiert, so daß überprüft werden kann, ob die Simulation den oben erwähnten Selektionseffizienzverlust richtig wiedergibt. Mit den Monte-Carlo-Ereignissen sind zu den Daten vergleichbare *Ein-Myon-Datensätze* erstellt worden.
Der Verlust der Selektionseffizienz ist hervorgerufen durch die defekte Region der zentralen Driftkammer bei $\phi \approx -120°$. Es wurde daher überprüft, ob die Azimutalwinkelverteilung der Myonen in der Monte-Carlo-Simulation richtig wiedergegeben wird. Für diesen Test sind Ereignisse mit Myonkandidaten verwendet worden, die in der zentralen Driftkammer nachgewiesen wurden. Außerdem wurden für die Selektion der Ereignisse aus Daten nur vom Myonsystem unabhängige Trigger verwendet, um azimutalwinkelabhängige Effekte der Myontriggerelemente (vergleiche Abschnitt 6.3.2) auszuschließen. Die Monte-Carlo-Simulation der Datennahmeperiode 1996 gibt die Azimutalwinkelverteilung der Myonen hinreichend gut wieder, während die Simulation der Datennahmeperiode 1997 die Azimutalwinkelverteilung nicht gut beschreibt. Daher ist eine Anpassung der Simulation bezüglich des Azimutalwinkels notwendig. Die Wahrscheinlichkeit, in der unteren Hälfte der zentralen Driftkammer einen Myonkandidaten zu finden, wurde so reduziert. Wie in Abbildung 7.3 zu erkennen ist, werden die Daten nach der Anpassung gut beschrieben.

7.2 Bestimmung der Erkennungseffizienz von Ereignissen mit zwei Myonen

Die Erkennungseffizienz für Ereignisse mit zwei Myonen wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Dazu werden alle notwendigen Selektionsschnitte auf dem Niveau der generierten Vierervektoren angewendet und daraus die generierte Ereignisanzahl N_{vis}^{gen} bestimmt. Nach der vollständigen Detektorsimulation aller generierten Ereignisse wird die in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Selektion durchgeführt, aus der

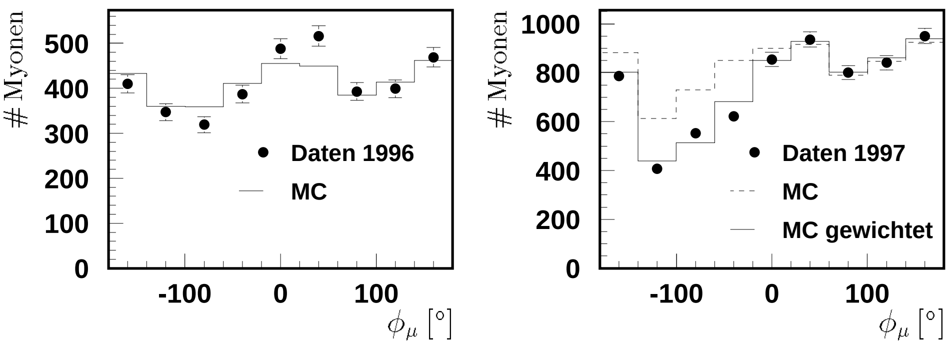

Abbildung 7.3: *Vergleich der Azimutalwinkelverteilung von Myonkandidaten in Daten und AROMA 2.2 $b\bar{b}$-Monte-Carlo*

sich die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse N_{vis}^{rek} ergibt. Diese Selektionsschnitte definieren ebenfalls den für diese Analyse sichtbaren kinematischen Bereich:

- Photoproduktion: $Q^2 < 1.0\,\mathrm{GeV}^2$
- Polarwinkelbereich der Myonen: $20° < \theta_\mu < 160°$, aber ein Myon mit $\theta_\mu < 150°$
- ein Myon mit $p_{t,\mu} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ und ein Myon mit $p_{t,\mu} > 1.4\,\mathrm{GeV}$
- für die invariante Masse muß gelten:
  $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| > 225\,\mathrm{MeV}$ und $|M_{\mu\mu} - M_\Upsilon| > 750\,\mathrm{MeV}$

Die so erhaltenen Ereignisanzahlen werden wie folgt ins Verhältnis gesetzt:

$$\epsilon_R = \frac{N_{vis}^{rek}}{N_{vis}^{gen}}$$

Die Erkennungseffizienz ϵ_R beinhaltet damit nicht nur die Effizienz, zwei Myonen im Ereignis zu erkennen, sondern auch die Effizienz, fünf gute Spuren zu finden und das Ereignis der Photoproduktion zuzuordnen. Mit AROMA 2.2 Monte-Carlo-Ereignissen bestimmen sich die folgenden Effizienzen für Ereignisse mit $b(c)$-Quarks:

$$\begin{aligned} 1996: \quad \epsilon_R &= 19.7 \pm 0.6\,\%\ (17.1 \pm 1.7\,\%) \\ 1997: \quad \epsilon_R &= 16.4 \pm 0.5\,\%\ (16.3 \pm 1.6\,\%) \end{aligned}$$

Der Unterschied in der Erkennungseffizienz zwischen 1996 und 1997 ist auf den defekten Bereich der zentralen Spurkammer zurückzuführen. Innerhalb der vorhandenen Statistik sind keine Unterschiede zwischen Ereignissen mit b- und c-Quarks zu erkennen. Daher wird im folgenden der Wert für ϵ_R verwendet, wie er sich aus AROMA 2.2 $b\bar{b}$-Ereignissen bestimmt. Abbildung 7.4 zeigt die Änderung der Erkennungseffizienz, wenn die Anforderung an den Transversalimpuls eines der Myonen variiert wird. Mit zunehmendem Transversalimpuls läßt sich ein Ansteigen der Erkennungseffizienz erreichen, bis ab ca. 1.9 GeV keine weitere Verbesserung mehr erreicht werden kann.

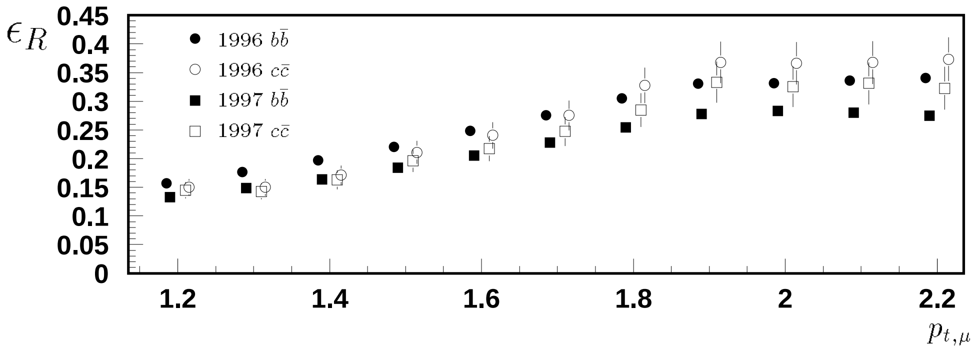

Abbildung 7.4: *Erkennungseffizienz für Ereignisse mit zwei Myonen. Von einem der Myonen wurde $p_{t,\mu} > 1.9\,GeV$ verlangt. Der Schnitt auf den Transversalimpuls des anderen Myons wurde variiert. Ermittelt aus simulierten und rekonstruierten Ereignissen des Generators AROMA 2.2.*

Es wäre also günstiger, von beiden Myonen einen minimalen Transversalimpuls von 1.9 GeV zu verlangen, wodurch man jedoch ca. 25 % der Ereignisse verlieren würde. Daher wird dies nur bei der Untersuchung systematischer Effekte getan.

7.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt, der in diesem Abschnitt angegeben wird, bezieht sich auf den in Abschnitt 7.2 definierten kinematischen Bereich. Weiter beinhaltet der Wirkungsquerschnitt den Zerfall schwerer Quarks in Myonen. Da für diesen Wirkungsquerschnitt keine Trennung zwischen Ereignissen aus c- und b-Quarks vorgenommen wird, definiert er sich wie folgt:

$$\sigma_{vis}^{Data}(ep \to e\,\mu_Q \mu_{\bar{Q}}\,X) = \sum_{Q=c,b} \sigma(ep \to e\,Q\bar{Q}\,X' \to e\,\mu_Q \mu_{\bar{Q}}\,X)$$

Dabei steht Q für das jeweilige schwere Quark, und der Index an den Myonen deutet die Herkunft aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks an. Für Ereignisse mit b-Quarks werden Myonen aus dem Kaskadenzerfall durch diese Definition mit eingeschlossen.
Als N^{Signal} wird die Anzahl von Ereignissen mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks bezeichnet. Durch Abzug der Untergrundereignisse $N^{Untergrund}$ von den selektierten Ereignissen mit zwei Myonkandidaten $N^{2\mu}$ kann N^{Signal} bestimmt werden:

$$N^{Signal} = N^{2\mu} - N^{Untergrund}$$

Die so erhaltene Anzahl von Ereignissen muß nun mit der Effizienz der Triggerkombination $\epsilon_{S19||S22}$ (Abschnitt 6.4) und der Effizienz der Ereignisrekonstruktion ϵ_R (Abschnitt 7.2) auf die wahre Anzahl von Ereignissen korrigiert werden. Damit läßt sich der

	1996	1997	Referenz
$N^{2\mu}$	30 Ereignisse	61 Ereignisse	Abschnitt 4.2.2
$\mathcal{L}^{Data}$	$5.89\,\mathrm{pb}^{-1}$	$14.26\,\mathrm{pb}^{-1}$	Abschnitt 4.3
$N^{Untergrund}$	16.5 ± 0.4 Ereignisse	35.1 ± 0.6 Ereignisse	Abschnitt 5.4
$\epsilon_{\mathrm{S19}\|\|\mathrm{S22}}$	$79.9 \pm 1.3\,\%$	$85.3 \pm 1.2\,\%$	Abschnitt 6.4
ϵ_R	$19.7 \pm 0.6\,\%$	$16.4 \pm 0.5\,\%$	Abschnitt 7.2

Tabelle 7.1: *Zusammenfassung aller zur Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes $\sigma_{vis}^{Data}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X)$ notwendigen Größen.*

sichtbare Wirkungsquerschnitt für N^{Signal} unter Berücksichtigung der dem Datensatz entsprechenden integrierten Luminosität $\mathcal{L}^{Data}$ berechnen:

$$\sigma_{vis}^{Data}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X) = \frac{N^{Signal}}{\mathcal{L}^{Data}\,\epsilon_R\,\epsilon_{\mathrm{S19}||\mathrm{S22}}}$$

Alle für die Berechnung wichtigen Größen sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Der oben definierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich in den untersuchten Datennahmeperioden zu:

$$\begin{aligned} 1996 &: \sigma_{vis}^{Data} = 14.9 \pm 5.9\,\mathrm{pb} \\ 1997 &: \sigma_{vis}^{Data} = 12.7 \pm 3.9\,\mathrm{pb} \end{aligned}$$

Nach luminositätsgewichteter Addition erhält man:

$$\sigma_{vis}^{Data} = 13.4 \pm 3.3\,\mathrm{pb}$$

Um den so gemessenen sichtbaren Wirkungsquerschnitt mit der Vorhersage von Monte-Carlo-Generatoren vergleichen zu können, muß aus dem Monte-Carlo ebenfalls ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dazu müssen folgende Größen bekannt sein:

1. der dem zu untersuchenden Prozeß zugrundeliegende totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}
2. die Anzahl aller generierten Ereignisse N^{gen}
3. die Anzahl aller Ereignisse, die auf Vierervektorniveau alle zur Analyse notwendigen Schnitte erfüllen N_{vis}^{gen}

Damit ergibt sich:

$$\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X) = \frac{N_{vis}^{gen}}{\mathcal{L}_{MC}},$$

wobei die Luminosität des Monte-Carlos wie folgt berechnet wird:

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

Anforderungen an die Myonen	σ_{vis}^{Data} 96 + 97	$\sigma_{vis}^{\mu_b\mu_{\bar{b}}}$ AROMA 2.2	$\sigma_{vis}^{\mu_c\mu_{\bar{c}}}$ AROMA 2.2	$\frac{\sigma_{vis}^{Data,\mu_b\mu_{\bar{b}}}}{\sigma_{vis}^{\mu_b\mu_{\bar{b}}}}$
$p_{t,\mu_1} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $p_{t,\mu_2} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ $20° < \theta_\mu < 160°$	13.4 ± 3.3	5.94	4.6	1.47 ± 0.55
$p_{t,\mu_1} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $p_{t,\mu_2} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $20° < \theta_\mu < 160°$	6.5 ± 1.6	2.71	1.6	1.8 ± 0.6
$p_{t,\mu_1} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $p_{t,\mu_2} > 1.4\,\mathrm{GeV}$ $35° < \theta_\mu < 130°$	7.65 ± 1.9	3.02	2.2	1.8 ± 0.6
$p_{t,\mu_1} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $p_{t,\mu_2} > 1.9\,\mathrm{GeV}$ $35° < \theta_\mu < 130°$	3.2 ± 0.9	1.43	0.8	1.65 ± 0.7

Tabelle 7.2: *Sichtbare Wirkungsquerschnitte (in pb) und Vergleich zu Vorhersagen des Generators AROMA 2.2 für unterschiedliche Anforderungen an die Myonkandidaten. Der c-Wirkungsquerschnitt ist mit dem gemessenen D^*-Wirkungsquerschnitt korrigiert. Es ist der statistische Fehler angegeben.*

Im Falle von Ereignissen aus b-Quarks beinhaltet diese Definition den Kaskadenzerfall $b \to c \to \mu$. Damit ergeben sich folgende Werte, die mit der obigen Messung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes verglichen werden müssen:

$$\begin{aligned}\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_b\mu_{\bar{b}}\,X) &= 5.94 \pm 0.09\,\mathrm{pb}\\ \sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_c\mu_{\bar{c}}\,X) &= 3.4 \pm 0.15\,\mathrm{pb}\end{aligned}$$

Diese Wirkungsquerschnitte sind mit dem Monte-Carlo-Generator AROMA 2.2 berechnet worden. Für die Masse des b-Quarks wurde 4.75 GeV und für die Masse des c-Quarks 1.5 GeV gewählt. Als Protonstrukturfunktion wurde MRSG [Mar95] verwendet.
Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von c-Quarks kann durch Vergleich mit Messungen an die Daten angepaßt werden. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt von $D^{*\pm}$-Mesonen in Photoproduktion bei HERA ist bestimmt worden zu [Aid96]:

$$\sigma_{vis}(ep \to D^{*\pm}X) = 4.9 \pm 0.7^{+0.74}_{-0.59}\,\mathrm{nb}$$

Der Wirkungsquerschnitt gilt für den kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2$ und $0.28 < y < 0.65$ und für folgende Anforderungen an das D^*-Meson: $p_t(D^*) > 2.5\,\mathrm{GeV}$ und $-1.5 < \hat{y} < 1.0$, wobei $\hat{y} = -0.5 \ln \frac{E-p_z}{E+p_z}$ die Rapidität darstellt. Für diesen kinematischen Bereich liefert der Generator AROMA 2.2 einen sichtbaren Wirkungsquerschnitt für $D^{*\pm}$-Mesonen von $\sigma_{vis}^{MC}(ep \to D^{*\pm}X) = 3.65\,\mathrm{nb}$. Wie bekannt, unterschätzt der Generator AROMA 2.2, der nur den direkten Prozeß in führender Ordnung simuliert, den Wirkungsquerschnitt für c-Quarks quantitativ. Mit diesen beiden Wirkungsquerschnitten wird ein Korrekturfaktor bestimmt und auf den sichtbaren Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitt für zwei Myonen aus c-Quarks angewendet, wobei die Annahme gemacht wird, daß der Faktor auch für den erweiterten Bereich $Q^2 < 1.0$ GeV^2 und $0 < y < 1$ gültig ist. Damit ergibt sich der folgende Wert für den sichtbaren c-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_c\mu_{\bar{c}}\,X) = \frac{4.9}{3.65} \cdot 3.4\,\text{pb} = 4.6 \pm 0.21\,\text{pb}$$

Der angegebene Wert für den statistischen Fehler bezieht sich hier nur auf die Anzahl der generierten Ereignisse.
Wird nun dieser angepaßte c-Wirkungsquerschnitt vom gemessenen Zwei-Myon-Wirkungsquerschnitt abgezogen, so erhält man den sichtbaren Wirkungsquerschnitt für Ereignisse aus b-Quarks. Dieser Wert kann mit der Vorhersage des Generators AROMA 2.2 verglichen werden:

$$\frac{\sigma_{vis}^{Data} - \sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_c\mu_{\bar{c}}\,X)}{\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_b\mu_{\bar{b}}\,X)} = \frac{\sigma_{vis}^{Data,\mu_b\mu_{\bar{b}}}}{\sigma_{vis}^{\mu_b\mu_{\bar{b}}}} = 1.47 \pm 0.55(\text{stat})^{+0.15}_{-0.16}(\text{syst})$$

Der hier angegebene systematische Fehler ergibt sich aus den Fehlern, die für den gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{vis}(ep \to D^{*\pm}X)$ angegeben sind.
Tabelle 7.2 zeigt die Veränderung dieses Ergebnisses bei Variation der Anforderungen an die Myonkandidaten. Für jeden der dort angegebenen Werte ist die gesamte Analyse wiederholt worden, das heißt, Triggereffizienz, Erkennungseffizienz und Untergrundbestimmung sind für die jeweiligen Anforderungen an die Myonkandidaten neu berechnet worden. Das Verhältnis von Messung zu Monte-Carlo-Vorhersage zeigt Werte bis 1.8, die im Rahmen der Fehler jedoch mit 1 verträglich sind.

7.4 Vergleich der selektierten Ereignisse mit Untergrund- und Monte-Carlo-Ereignissen

In diesem Abschnitt werden die Daten aus beiden Jahren getrennt mit Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulationen und den aus den *Ein-Myon-Datensätzen* gewonnenen Untergrundverteilungen verglichen. Dazu ist die gleiche Selektion, die auch auf die Daten (Abschnitt 4.2.2) angewendet wurde, für simulierte und rekonstruierte Ereignisse des Generators AROMA 2.2 durchgeführt worden. Für die Monte-Carlo-Ereignisse wurde die Triggersimulation berücksichtigt.
Für den Vergleich finden sich in den Abbildungen 7.5 bis 7.11 die Verteilungen des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$, des Impulses p_μ, des Polarwinkels θ_μ, des Azimutalwinkels ϕ_μ, der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi_{\mu\mu}$, der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ und des Öffnungswinkels $\cos\alpha_{\mu\mu}$ für die beiden betrachteten Datennahmeperioden. Um die Form der jeweiligen Verteilung von Untergrund- bzw. Monte-Carlo-Ereignissen mit den Daten

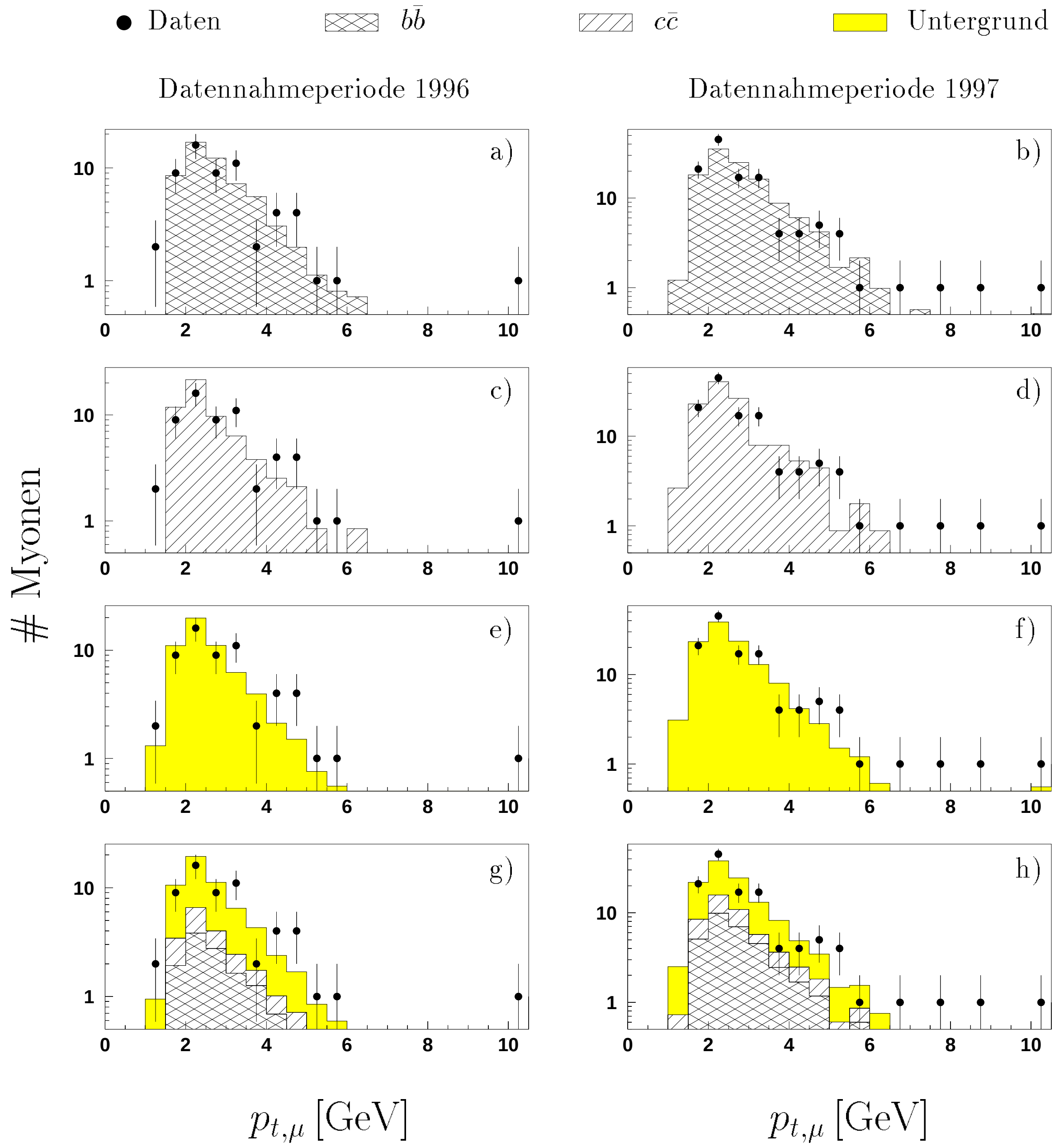

Abbildung 7.5: *Verteilung des Transversalimpulses $p_{t,\mu}$ der Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden. Im letzten Intervall befinden sich alle Einträge, deren Wert größer als die Darstellungsgrenze (10 GeV) ist.*

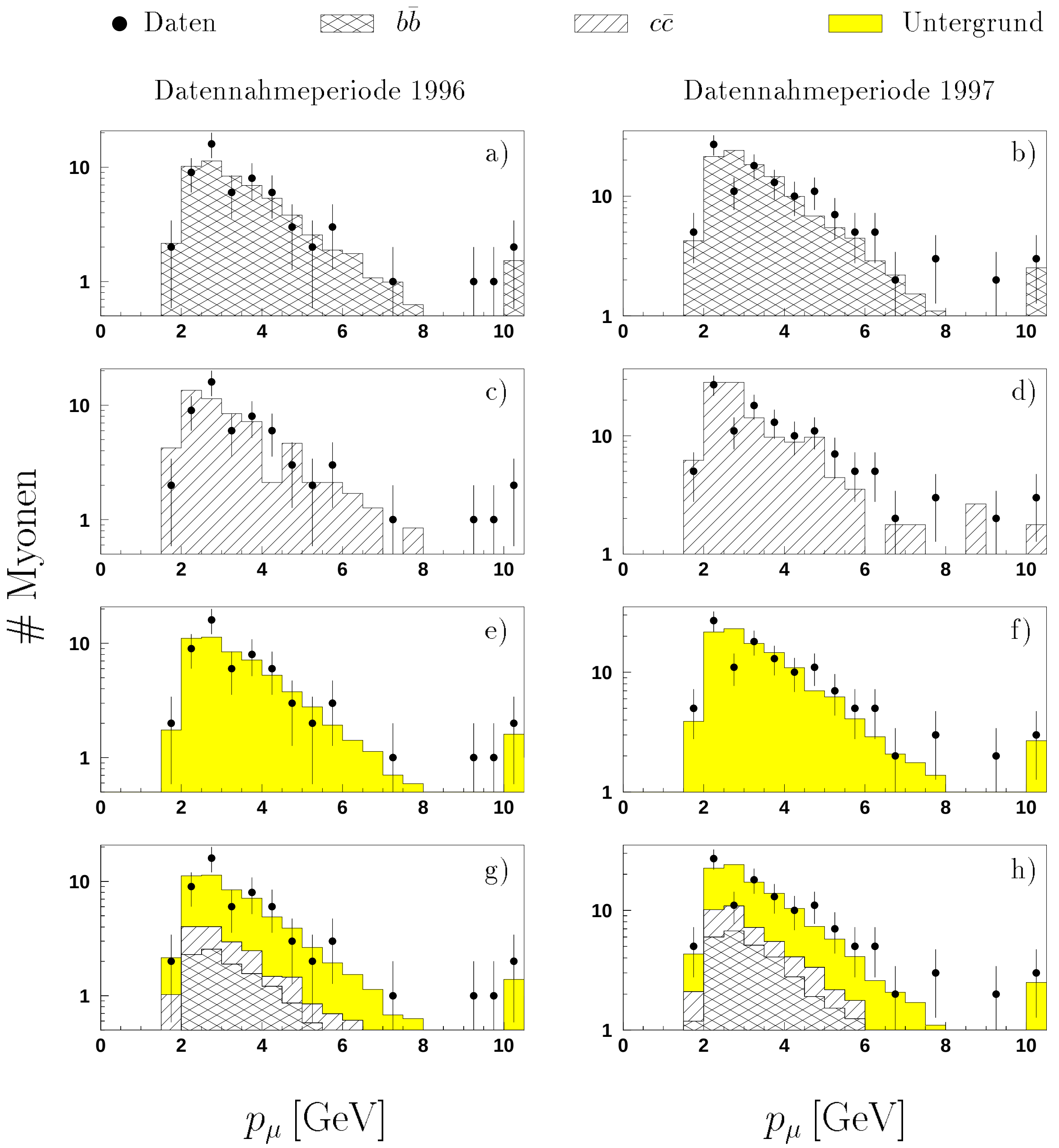

Abbildung 7.6: *Verteilung des Impulses p_μ der Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden. Im letzten Intervall befinden sich alle Einträge, deren Wert größer als die Darstellungsgrenze (10 GeV) ist.*

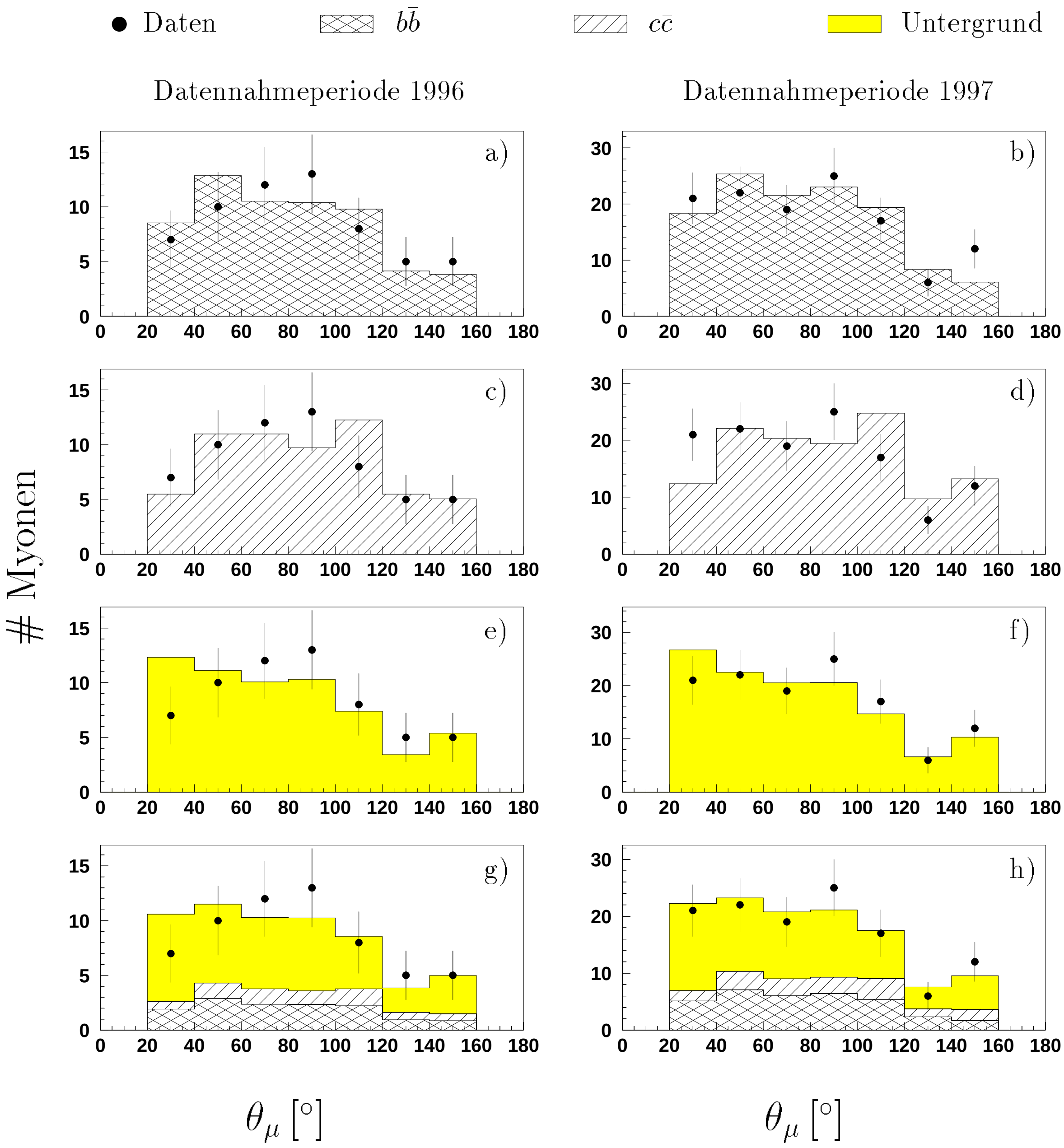

Abbildung 7.7: *Verteilung des Polarwinkels θ_μ der Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden.*

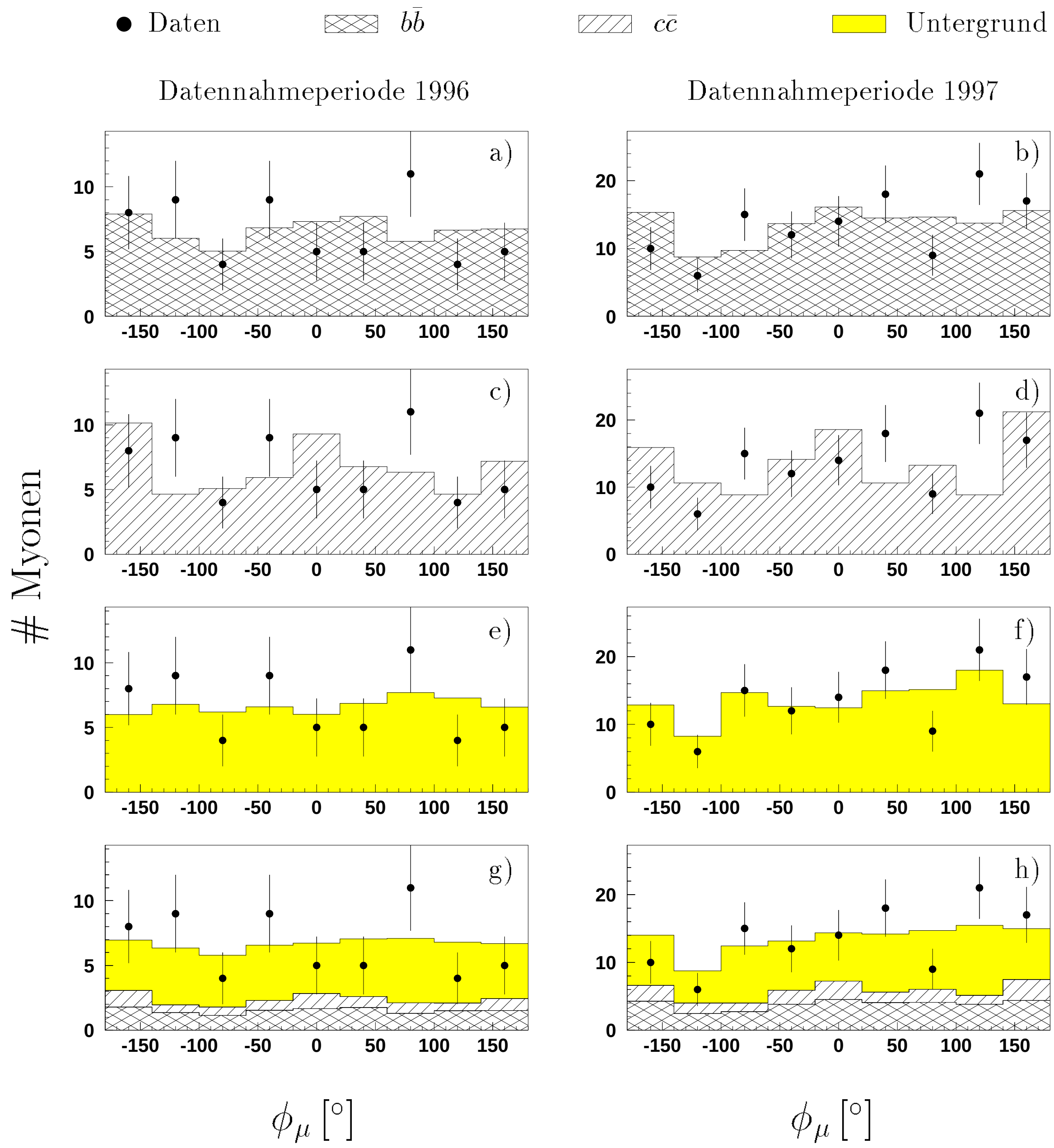

Abbildung 7.8: *Verteilung des Azimutalwinkels ϕ_μ der Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden.*

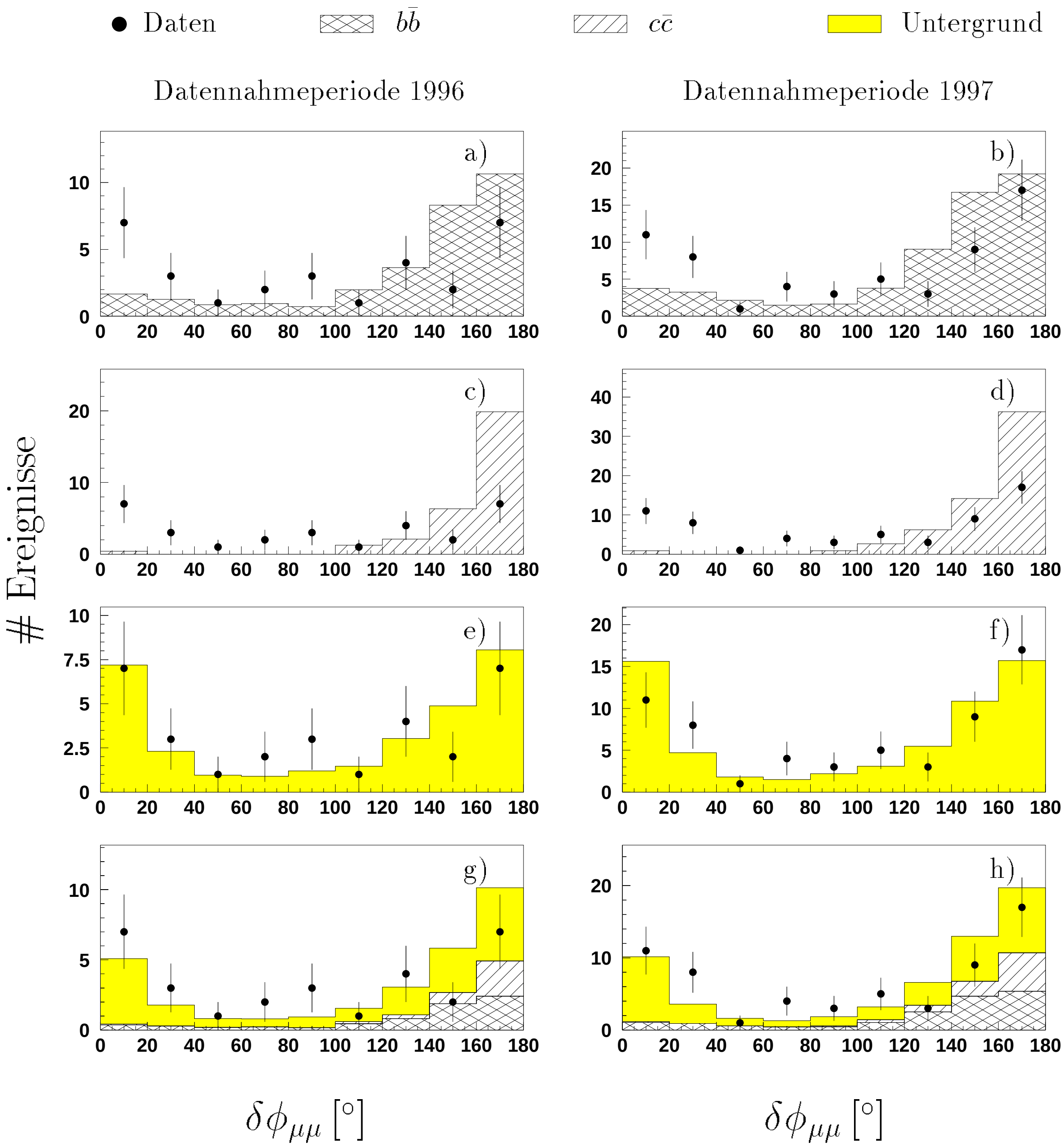

Abbildung 7.9: *Verteilung der Azimutalwinkeldifferenz $\delta\phi_{\mu\mu}$ zwischen den zwei Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden.*

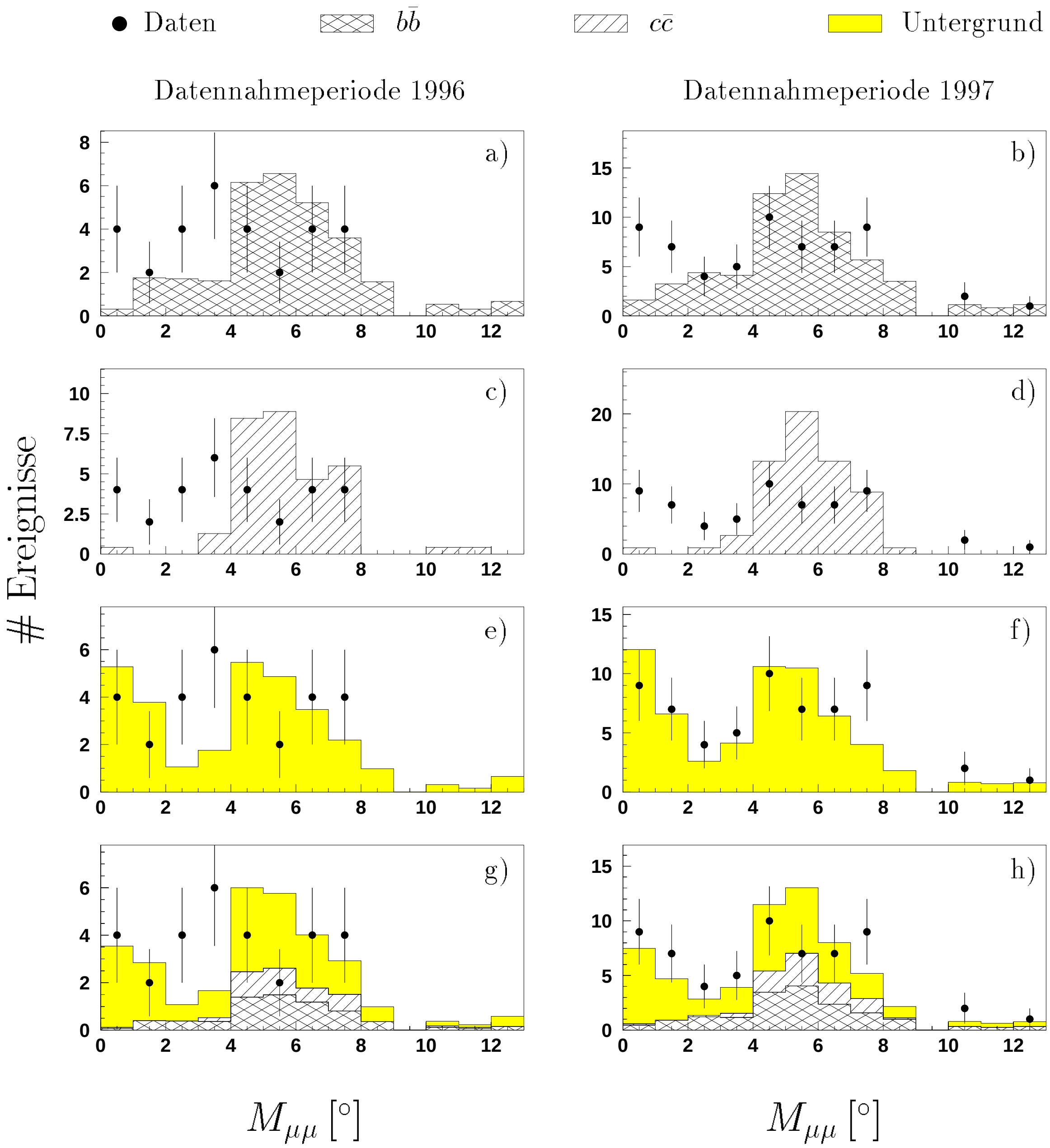

Abbildung 7.10: *Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der zwei Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis f) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden. Im letzten Intervall befinden sich alle Einträge, deren Wert größer als die Darstellungsgrenze (12 GeV) ist.*

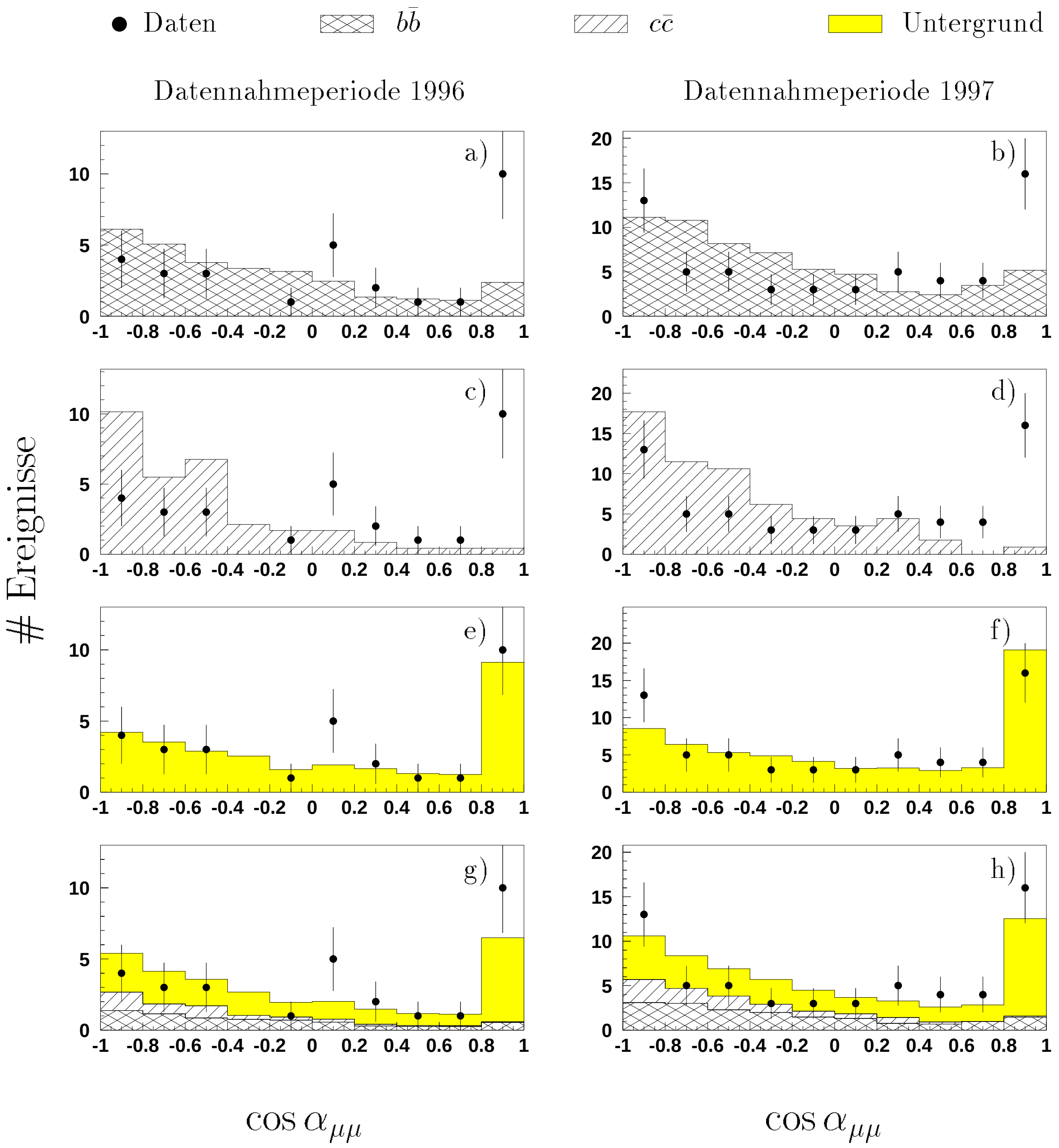

Abbildung 7.11: *Verteilung des Öffnungswinkels* $\cos\alpha_{\mu\mu}$ *zwischen den zwei Myonkandidaten verglichen mit Monte-Carlo- und Untergrundereignissen. Abbildungen a) bis e) sind jeweils auf die Anzahl der Datenereignisse normiert. Für die Abbildungen g) und h) sind $b\bar{b}$- und $c\bar{c}$-Monte-Carlo sowie der Untergrund gemäß den bestimmten Verhältnissen zusammengesetzt worden.*

zu vergleichen, wurden die Verteilungen in den Teilabbildungen a) bis f) jeweils auf die Einträge aus den Daten normiert. Die Teilabbildungen g) und h) zeigen den Anteil von Signal- und Untergrund-Ereignissen an den selektierten Ereignissen mit zwei Myonkandidaten.

Die Verteilung des **Transversalimpulses** der Myonkandidaten aus den Daten (Abbildung 7.5) zeigt im Vergleich zu den Ereignissen des Generators AROMA 2.2 eine leichte Tendenz zu höheren Werten. Genau wie auch bei der Verteilung des **Impulses** (Abbildung 7.6) weisen die einzelnen Beiträge keine sichtbaren Unterschiede auf, und insgesamt kann man die Beschreibung der Daten als akzeptabel bewerten.

Eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zeigt die Verteilung des **Polarwinkels** (Abbildung 7.7).

Die Verteilung des **Azimutalwinkels** (Abbildung 7.8) hingegen zeigt für die Datennahmeperiode 1996 auf Grund der geringen Ereignisanzahl für die Daten leichte Fluktuationen, für die Datennahmeperiode 1997 ist der defekte Bereich der zentralen Driftkammer bei $\phi \approx -120°$ deutlich zu erkennen.

In Abbildung 7.9 ist die **Azimutalwinkeldifferenz** zwischen den zwei Myonkandidaten dargestellt. Diese Größe zeigt deutliche Unterschiede zwischen Untergrundereignissen und Ereignissen mit schweren Quarks. Ereignisse aus b-Quarks zeigen auch bei kleinen Azimutalwinkeldifferenzen Beiträge, welche durch den Kaskadenzerfall hervorgerufen werden. Ereignisse aus c-Quarks tragen praktisch nur bei großen Azimutalwinkeldifferenzen bei. Der Untergrund hingegen liefert sowohl große als auch kleine Differenzen. Aus der Form der Daten läßt sich schließen, daß ein beträchtlicher Anteil von Untergrundereignissen vorhanden sein muß.

In den Verteilungen der **invarianten Masse** (Abbildung 7.10) zeigt sich, daß kleine Massen vom Untergrund dominiert werden. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist nicht besonders gut, die beste Beschreibung wird in den Intervallen erreicht, in denen der Untergrund vorherrscht.

Zum Abschluß ist in Abbildung 7.11 der Kosinus des **Öffnungswinkels** der Myonpaare im Laborsystem dargestellt. Das Intervall von 0.8 bis 1.0 wird dominiert von Untergrund, beinhaltet aber auch einen kleinen Anteil von Ereignissen aus b-Quarks. Ein Schnitt, der dieses Intervall verwirft, sollte das Verhältnis von Signal zu Untergrund verbessern. Vor dem Schnitt beträgt es 0.74 ± 0.11 und nach dem Schnitt 0.83 ± 0.14. Das heißt, es wird eine leichte Anreicherung erreicht, die aber wegen der statistischen Fehler nicht signifikant ist.

7.5 Untersuchung systematischer Unsicherheiten

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen verschiedener systematischer Unsicherheiten auf die Bestimmung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schweren Quarks untersucht.

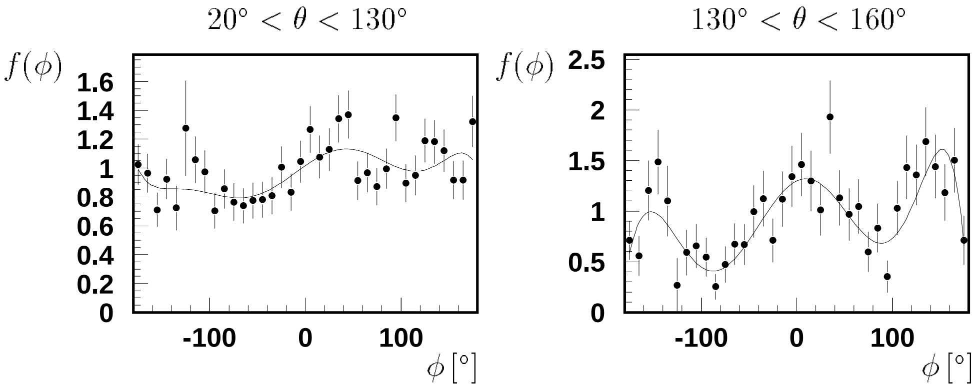

Abbildung 7.12: *Korrekturfunktion $f(\phi)$ für die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Azimutalwinkels ϕ bestimmt aus dem Verhältnis der Myonkandidaten zu allen geladenen Teilchen des* Etag-Datensatzes *der Datennahmeperiode 1997 in zwei Bereichen des Polarwinkels θ.*

Variation der Teilchenzusammensetzung in der Untergrundbestimmung

In Abschnitt 5.2.2 wurde bereits der Einfluß der Teilchenkomposition auf die Anzahl der zu erwartenden Untergrundereignisse diskutiert. Da der Untergrund von Ereignissen aus leichten Quarks und aus c-Quarks dominiert wird, werden diese beiden Quellen benutzt, um den Einfluß der Komposition auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt zu untersuchen. Wird für die Komposition angenommen, daß alle Ereignisse des Untergrundes aus c-Quarks stammen, verringert sich der sichtbare Wirkungsquerschnitt um 2.3 pb (−16.7 %). Wird hingegen angenommen, daß alle Untergrundereignisse Ereignisse mit leichten Quarks sind, erhöht sich der Wirkungsquerschnitt um 1.8 pb (+13.2 %).

Einfluß einer azimutalwinkelabhängigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit

Die in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ist das Produkt der Rekonstruktionseffizienz für Myonen und der eigentlichen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen. Bei der Bestimmung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit wurde eine Mittelung über den Azimutalwinkel ϕ durchgeführt. Die Rekonstruktionseffizienz für Myonen zeigt aber eine Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ. Da für diese Analyse der Untergrund für Ereignisse mit zwei Myonen benötigt wird und die Azimutalwinkel der zu gewichtenden Teilchen nicht unabhängig voneinander sind, wird in diesem Abschnitt untersucht, wie groß der Einfluß der Mittelung über den Azimutalwinkel ϕ ist. Dazu wurde der *Etag-Datensatz* der Datennahmeperiode 1997 (Abschnitt 5.2.1) verwendet.
Für zwei unterschiedliche Polarwinkelbereiche ($20° < \theta < 130°$ und $130° < \theta < 160°$) wurde das Verhältnis der Myonkandidaten zu allen geladenen Teilchen betrachtet. Innerhalb dieser beiden Polarwinkelbereiche zeigt sich eine unterschiedliche Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ. Mit Hilfe dieses Verhältnisses ist eine Korrekturfunktion für die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bestimmt worden. Abbildung 7.12 zeigt das

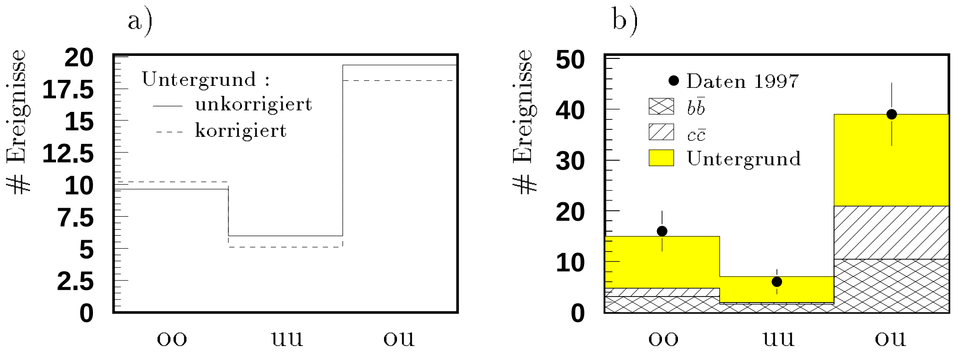

Abbildung 7.13: *Auswirkung der azimutalwinkelabhängigen Korrektur der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für die Datennahmeperiode 1997. a) Verteilung des Untergrundes vor und nach der Korrektur. b) Verteilung aller beteiligten Datensätze, wobei der Untergrund korrigiert ist.* oo*: beide Myonkandidaten befinden sich im oberen Teil des Detektors ($\phi_\mu > 0°$).* uu*: beide Myonkandidaten befinden sich im unteren Teil des Detektors ($\phi_\mu < 0°$).* ou*: ein Myonkandidat befindet sich oben und einer unten.*

Verhältnis und die Anpassung, die als Korrekturfunktion verwendet wird. Für den zentralen Bereich $20° < \theta < 130°$ ist eine Erniedrigung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für den unteren Teil des Detektors ($\phi_\mu < 0°$) zu erkennen. Dies ist zum einen durch den defekten Bereich der zentralen Driftkammer und zum anderen durch die etwas geringere Instrumentierung des Myonsystems in der unteren Hälfte des Detektors zu erklären. Für den rückwärtigen Bereich $130° < \theta < 160°$ fallen vor allem die beiden Minima bei $|\phi| = 90°$ auf. Dort ist die hintere Endkappe geteilt, und durch die gegenüber der Ereignisklassifikation verschärften Anforderungen an die Myonkandidaten (8 Lagen, siehe Abschnitt 4.2.2) kommt es zu diesen stark ausgeprägten Minima. Ansonsten ist auch dort die Tendenz zu einer Erniedrigung in der unteren Hälfte zu erkennen.

Abbildung 7.13 a) zeigt die Auswirkung der Korrekturfunktion auf die Bestimmung des Untergrundes aus dem *Ein-Myon-Datensatz* (Abschnitt 5.2.1). Dargestellt ist, wie oft beide Myonkandidaten im oberen Teil des Detektors, beide im unteren Teil des Detektors bzw. ein Myonkandidat im oberen und ein Myonkandidat im unteren Teil des Detektors nachgewiesen wird. Es kommt durch die Korrekturfunktion zu einer leichten Erniedrigung der Untergrundvorhersage (5 %). Abbildung 7.13 b) zeigt, wie sich alle Datensätze bezüglich dieser Einteilung verhalten. Die $b\bar{b}$-Ereignisse sind gemäß der in Abschnitt 7.1.2 beschrieben ϕ-Abhängigkeit korrigiert.

Der Einfluß auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt für die Datennahmeperiode 1997 ist eine Erhöhung um ca. 0.8 pb (+6 %), da die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse sinkt. Dieser Wert wird als systematische Unsicherheit für beide betrachteten Datennahmeperioden angenommen.

Unsicherheit in der Triggereffizienz durch die Triggerstufen L1 und L4

Die Effizienzen der Triggerstufen L1 und L4 gehen an unterschiedlichen Stellen in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein. Um den Einfluß der Triggereffizienzen auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt zu berechnen, werden die Effizienzen um die in Kapitel 6 angegebenen Unsicherheiten variiert.
Wird die Triggereffizienz der verwendeten Subtriggerkombination von S19 und S22 (Abschnitt 6.3.3) um 7% variiert, ergibt sich eine Änderung des Wirkungsquerschnittes um $+1.0\,\mathrm{pb}$ ($+7.5\%$) und $-1.2\,\mathrm{pb}$ (-9.1%).
Für die Berechnung des Untergrundes aus dem *Ein-Myon-Datensatz* wird die Triggereffizienz der Myontriggerelemente verwendet (Abschnitt 5.2.3). Diese ist korreliert zur Effizienz der Subtrigger S19 und S22, da diese die Myontriggerelemente enthalten. Wird die Triggerelementeffizienz gleichzeitig mit den Trigger S19 und S22 variiert, heben sich die Auswirkungen gegenseitig auf.
Die in Abschnitt 6.5 beschriebene Effizienz der Triggerverifikation durch die Triggerstufe L4 findet ihre Berücksichtigung in der Variation der Anzahl der selektierten Ereignisse der *Ein-Myon-Datensätze* um $+4\%$. Die Auswirkung der L4-Effizienz auf Ereignisse mit zwei Myonkandidaten ist zu vernachlässigen und wird daher hier nicht weiter diskutiert. Durch die Erhöhung des Untergrundes um $+4\%$ verändert sich der Wirkungsquerschnitt um $-0.7\,\mathrm{pb}$ (-5.2%).
Damit ergibt sich eine Gesamtunsicherheit durch die Triggerstufen L1 und L4 von $+7.5\%$ und -10.5%.

Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten

Zusätzlich zu den in den vorhergegangenen Abschnitten diskutierten experimentellen systematischen Unsicherheiten existiert eine Unsicherheit in der Luminositätsbestimmung von 1.6 %. Für die Unsicherheit in der Myonerkennung durch das instrumentierte Eisen wird auf die Ergebnisse aus [Kan98] verwiesen. Dort wurde durch Analyse von Ereignissen mit kosmischen Myonen und Ereignissen mit J/ψ-Mesonen die Erkennungseffizienz für Myonen bestimmt und mit Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen. Das Ergebnis dieser Untersuchung war, daß die Erkennungseffizienz für einzelne Myonen in Monte-Carlo-Ereignissen um ca. 7% zu groß ist.
Eine Zusammenfassung der Unsicherheiten findet sich in Tabelle 7.3. Durch quadratische Addition der einzelnen Beiträge ergibt sich eine experimentelle Unsicherheit von $+22.2\,\%$ und $-19.8\,\%$, die damit in der gleichen Größenordnung liegt wie der statistische Fehler.

7.6 Vergleich mit anderen Ergebnissen

In diesem Abschnitt wird das Ergebnis dieser Arbeit mit den Resultaten anderen Analysen zur Bestimmung des b-Wirkungsquerschnittes verglichen. Dazu wird auf drei Analysen der H1-Kollaboration eingegangen. Dabei handelt es sich um zwei Analysen, die Ereignisse mit wenigstens einem Myonkandidaten betrachtet haben [Kan98],

exp. sys. Unsicherheit	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ [%]
Trigger	$+7.5$ -10.5
Komposition	$+13.2$ -16.7
ϕ-Abhängigkeit der Fehlidentifikation	$+6.0$
Myonerkennunng	$+15$
Luminosität	± 1.6
Gesamt	$+22.2$ -19.8

Tabelle 7.3: *Zusammenfassung der experimentellen systematischen Unsicherheiten.*

[Lan98] und eine Untersuchung von Ereignissen mit zwei gleichgeladenen Myonkandidaten [Adl98].
Für die Analyse von M. Kander [Kan98] wurden Ereignisse mit einem Myonkandidaten der Datennahmeperiode 1995 betrachtet. Von den Myonkandidaten wurde ein Impuls $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ verlangt, und der Polarwinkelbereich war auf $35° < \theta_\mu < 130°$ eingeschränkt. Weiter wurde jedes Ereignis senkrecht zur transversalen Flugrichtung des Myonkandidaten in zwei Hemisphären eingeteilt. Jede der Hemisphären mußte eine transversale Energiedeposition von wenigstens $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$ aufweisen. Zur Untersuchung der Ereignisse wurde die Aktivität A um den Myonkandidaten und der transversale Impuls in einer Hemisphäre $p_{tr\phi}$ verwendet. Bei der Aktivität handelt es sich um die in einem Konus um den Myonkandidaten deponierte transversale Energie. Bei der Berechnung von $p_{tr\phi}$ wird die Thrustrichtung der Hemisphäre auf die $r\phi$-Ebene projiziert, und bezüglich dieser Achse wird der transversale Impuls des Myonkandidaten berechnet. Durch eine Log-Likelihood-Anpassung der Korrelationsverteilungen aus A und $p_{tr\phi}$ wurden die totalen ep-Wirkungsquerschnitte für c- und b-Quarks ermittelt. Die verwendeten Korrelationsverteilungen sind in Abbildung 7.14 *links* zu sehen. Das Ergebnis dieser Anpassung ist, daß der Monte-Carlo-Generator AROMA 2.1 den Wirkungsquerschnitt für c-Quarks um einen Faktor 1.61 ± 0.36 und für b-Quarks um einen Faktor 5.94 ± 0.54 unterschätzt.
Für die Analyse von U. Langenegger [Lan98] wurden ebenfalls Ereignisse mit einem Myonkandidaten der Datennahmeperioden 1995 und 1996 betrachtet. Der Polarwinkelbereich war auch auf $35° < \theta_\mu < 130°$ beschränkt, aber anstelle eines Schnittes auf den Impuls wurde ein minimaler transversaler Impuls des Myonkandidaten von $p_t > 2.0\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Zur Extraktion des Anteils schwerer Quarks wurde in diesen Ereignissen mit einem *Cone*-Algorithmus [H194] nach Jets gesucht, wobei der Myonkandidat als minimalionisierendes Teilchen berücksichtigt wurde. In Ereignissen mit zwei Jets wurde dann für die Myonkandidaten der transversale Impuls $p^\mu_{T,rel}$ zur Thrust-

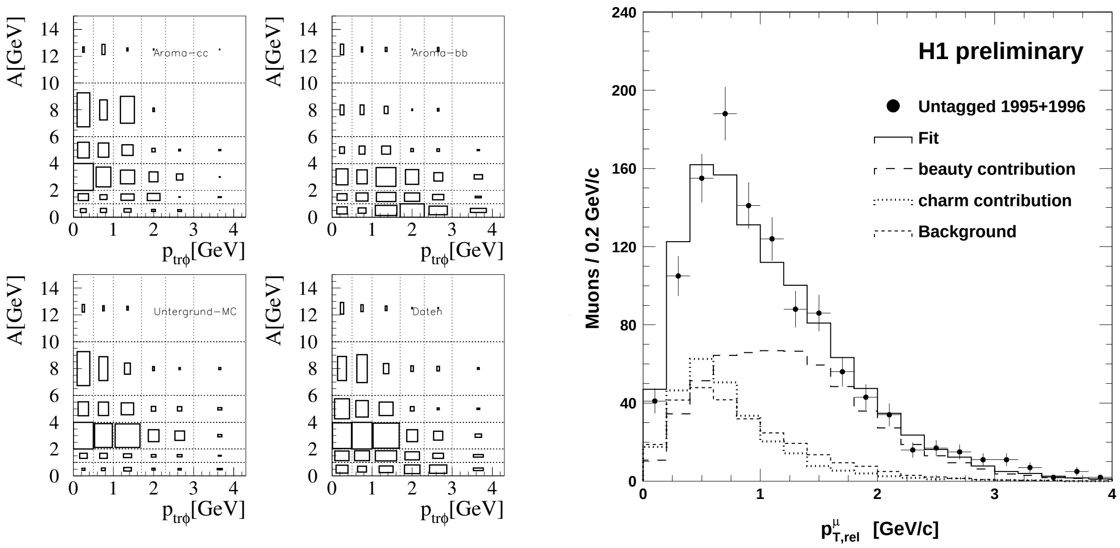

Abbildung 7.14: Links: *Korrelationsverteilung von Aktivität A und $p_{tr\phi}$ für Ereignisse mit c- und b-Quarks, Untergrundereignisse und Daten. Die Kantenlänge einer Box spiegelt den Anteil der Ereignisse in dem betrachteten Abschnitt relativ zu der Box mit den meisten Ereignissen wider [Kan98].* Rechts: *$p^{\mu}_{T,rel}$-Verteilung von inklusiven Myonkandidaten in Photoproduktionsereignissen mit zwei Jets, wobei ein Jet einen Myonkandidaten beinhaltet [Lan98].*

richtung des zugehörigen Jets berechnet. Mittels einer Log-Likelihood-Anpassung wurden nach Bestimmung des Untergrundbeitrages aus den in Abbildung 7.14 *rechts* dargestellten Verteilungen die Anteile von Ereignissen mit c-Quarks und Ereignissen mit b-Quarks bestimmt. Es zeigte sich, daß die AROMA 2.2 Vorhersage für den b-Wirkungsquerschnitt um etwa einem Faktor 5 zu klein ist.

In der Analyse von G. Tsipolitis [Adl98] wurden im gleichen Polarwinkelbereich und mit dem gleichen minimalen Transversalimpuls Ereignisse mit zwei gleichgeladenen Myonen untersucht. Dies schließt Ereignisse aus c-Quarks mit zwei Myonen aus. Obwohl die Datennahmeperioden 1995 und 1996 betrachtet wurden, konnten nur 9 Ereignisse selektiert werden. Der Untergrund bestimmte sich zu 3 ± 0.15 Ereignissen. Für die Vorhersage des Generators AROMA 2.2 folgt hieraus ein Faktor von etwa 3 ± 2.

In Tabelle 7.4 sind die Ergebnisse dieser drei Analysen zusammengefaßt. Die beiden Analysen der Ein-Myon-Ereignisse bestimmen auch den Anteil der Ereignisse mit c-Quarks und sind in guter Übereinstimmung mit dem gemessen totalen c-Wirkungsquerschnitt [Aid96].

Mit Hilfe der *Ein-Myon-Datensätze* kann im Rahmen dieser Arbeit eine sehr ähnliche Analyse, wie in [Lan98] beschrieben, durchgeführt werden. Es wurde die gleiche Selektion für die Myonkandidaten angewendet, und die Ereignisse wurden auf den gleichen kinematischen Bereich beschränkt. Jets wurden ebenfalls mit einem *Cone*-Algorithmus gesucht. Allerdings wurde dabei für den Myonkandidaten keine Annahme über den minimalionisierenden Charakter des Myons gemacht, das heißt, der Myonkandidat wurde in der Suche nach Jets wie jedes Hadron behandelt. Die $p_{t,rel}$-Verteilung der Myonkan-

Analyse	[Kan98]	[Lan98]	[Adl98]
Schnitte	1 Myon $p_\mu > 2.5\,\mathrm{GeV}$ $E_{t,H} > 6.5\,\mathrm{GeV}$ $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ $0.07 < y_{JB} < 0.93$	1 Myon $p_{t,\mu} > 2.0\,\mathrm{GeV}$ $E_{t,Jet} > 6.0\,\mathrm{GeV}$ $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ $0.1 < y_{JB} < 0.8$	2 Myonen $p_{t,\mu} > 2.0\,\mathrm{GeV}$ gleichgeladen $0.1 < y_{JB} < 0.9$
Daten $\sigma_{b\bar{b}}^{vis}$	$1.02 \pm 0.09^{+0.10}_{-0.16}\,\mathrm{nb}$	$0.93 \pm 0.08^{+0.21}_{-0.12}\,\mathrm{nb}$	$55 \pm 30 \pm 7\,\mathrm{pb}$
AROMA MC $\sigma_{b\bar{b}}^{vis}$	$0.17\,\mathrm{nb}$ $m_b = 5\,\mathrm{GeV}$	$0.19\,\mathrm{nb}$ $m_b = 4.75\,\mathrm{GeV}$	$17\,\mathrm{pb}$ $m_b = 4.75\,\mathrm{GeV}$
Daten $\sigma_{b\bar{b}}^{tot}$	$18.59 \pm 1.69^{+1.86+0.92}_{-2.92-0.92}\,\mathrm{nb}$	$18.8 \pm 1.6\,\mathrm{nb}$	—
Zusammen- setzung	$b\bar{b}$: 55% $c\bar{c}$: 21% Untergrund: 24%	$b\bar{b}$: $51.4 \pm 4.4\%$ $c\bar{c}$: $23.5 \pm 4.3\%$ Untergrund: 23.5%	$b\bar{b}$: 67% Untergrund: 33%

Tabelle 7.4: *Vergleich der Ergebnisse der drei im Text vorgestellten Analysen zur Messung des b-Wirkungsquerschnittes durch semimyonische Zerfälle. Für alle Monte-Carlo-Simulationen wurde die Protonstrukturfunktion MRSG verwendet, und die verwendete Masse m_b ist zusammen mit dem sichtbaren Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitt angegeben.*

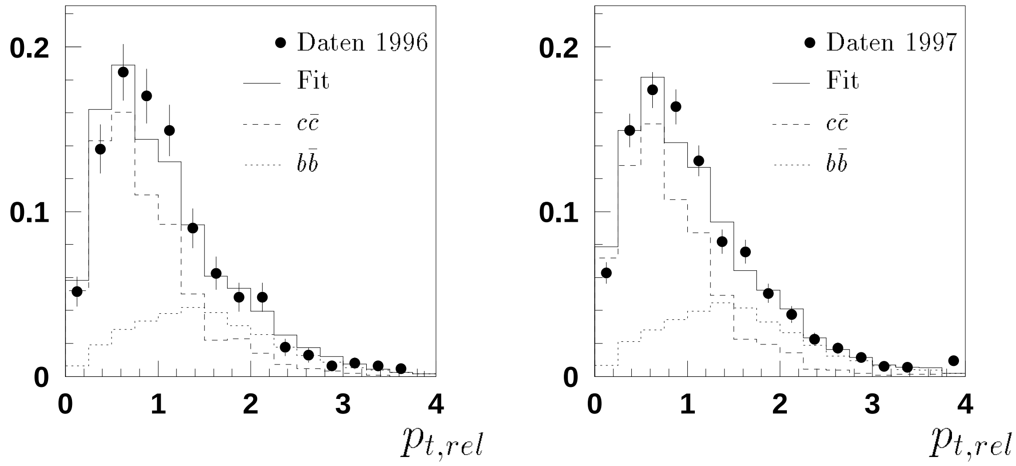

Abbildung 7.15: *$p_{t,rel}$-Verteilung von Myonkandidaten mit $p_{t,\mu} > 2.0\,GeV$ im Polarwinkelbereich $35° < \theta < 130°$ für Ereignisse mit genau zwei Jets aus den Datennahmeperioden 1996 und 1997. Ebenfalls dargestellt die $p_{t,rel}$-Verteilung für Monte-Carlo-Ereignisse mit c- bzw. b-Quarks. Für die eingezeichnete Anpassung wurde angenommen, daß die $p_{t,rel}$-Verteilung für Untergrund und Ereignisse mit c-Quarks nicht zu unterscheiden ist.*

didaten bezüglich der Thrustrichtung des zugehörigen Jets ist in Abbildung 7.15 zu sehen. Für die dargestellte Anpassung wurde die Annahme gemacht, daß sich die $p_{t,rel}$-Verteilung von myonischen Zerfällen leichter Quarks und vorgetäuschten Myonen nicht stark von der $p_{t,rel}$-Verteilung von Myonen aus dem Zerfall von c-Quarks unterscheidet. Studien an Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen rechtfertigen diese Annahme. Demnach kann nur der Anteil von Ereignissen mit b-Quarks ermittelt werden, nicht aber der von c-Quarks. Damit ergibt sich für den Anteil von Ereignissen mit b-Quarks f_b:

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad f_b = 32 \pm 5\,\% \\ 1997 &: \quad f_b = 33 \pm 3\,\% \end{aligned}$$

Ein Vergleich mit den früheren Ergebnissen in Tabelle 7.4 zeigt, daß hier ein kleinerer Bruchteil von Ereignissen mit b-Quarks stammt.
Mit Hilfe des Generators AROMA 2.2 und diesen Anteilen kann auf den totalen ep-Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit b-Quarks geschlossen werden. Dazu wird mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen eine Extrapolationsgröße A wie folgt berechnet:

$$A = \frac{N_{rek}}{N_{gen}}$$

mit:

- N_{rek}: Anzahl der rekonstruierten Ereignisse, die alle Anforderungen und die Triggersimulation passieren.

- N_{gen}: Anzahl aller Ereignisse, die ohne Anforderungen generiert wurden.

Für 1996 ergibt sich $A = 2.14 \cdot 10^{-3}$ und 1997 $A = 2.08 \cdot 10^{-3}$. Mit der Anzahl N^{data} der Ereignisse, die in den Daten alle Anforderungen erfüllen, kann der Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnet werden:

$$\sigma_{tot}(ep \to e\, b\bar{b}\, X) = \frac{f_b \cdot N^{data}}{\mathcal{L} \cdot A}$$

Mit $N_{96}^{data} = 623$ und $N_{97}^{data} = 1467$ ergeben sich

$$\begin{aligned} 1996 &: \quad \sigma_{tot}(ep \to e\, b\bar{b}\, X) = 15.6 \pm 2.47\,\mathrm{nb} \\ 1997 &: \quad \sigma_{tot}(ep \to e\, b\bar{b}\, X) = 16.4 \pm 1.48\,\mathrm{nb} \end{aligned}$$

für $0 < y < 1$ und $Q^2 < 90200\,\mathrm{GeV}^2$.
Durch Vergleich mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt (3.8 nb) aus Abschnitt 3.1.1 wird ein Faktor von ungefähr 4 zur Erwartung durch den Generator AROMA 2.2 bestimmt. Im Rahmen der statistischen Fehler und der leichten Unsicherheit für die Annahme, die für den Untergrund gemacht wurde, ist der so ermittelte Wirkungsquerschnitt in guter Übereinstimmung mit den in Tabelle 7.4 angegebenen totalen Wirkungsquerschnitten.
Die Ergebnisse der drei $p_{t,rel}$-basierten Analysen von Ereignissen mit einem Myonkandidaten kann man mit Hilfe von simulierten und rekonstruierten Ereignissen des Generators AROMA 2.2 auf Ereignisse mit zwei Myonen übertragen, indem man den Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 5 erhöht. Dann werden für 1996 ca. 28 Ereignisse und für 1997 ca. 60 Ereignisse allein für Ereignisse mit zwei Myonen aus b-Quarks vorhergesagt. Es werden aber insgesamt nur 30 bzw. 61 Ereignisse gefunden. Mit einer Untergrundvorhersage von 16.5 und 35.1 Ereignissen (Abschnitt 5.4) und einem nicht vernachlässigbaren Anteil von Ereignissen mit c-Quarks führt dies zu einem in dieser Analyse nicht geklärten Widerspruch.

7.7 Vergleich der unterschiedlichen Untergrundabschätzungen

Für die Berechnung des angegebenen sichtbaren Wirkungsquerschnittes für Ereignisse mit zwei Myonen aus schweren Quarks wurde zur Untergrundabschätzung der *Ein-Myon-Datensatz* verwendet. Damit ergab sich für die 91 selektierten Ereignisse der Datennahmeperioden 1996 und 1997 eine Untergrundvorhersage von 51.6 ± 0.72 Ereignissen (Abschnitt 5.4). Weiter ergab ein Vergleich zum gemessenen sichtbaren Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen (Abschnitt 7.3), daß ca. 35% der verbleibenden 39.4 ± 9.7 Ereignisse c-Quarks zugrunde liegen.
Hier soll eine Untergrundabschätzung unter Zuhilfenahme der Analyse des *Etag-Datensatzes* gegeben werden. Die Untergrundvorhersage aus dem *Etag-Datensatz* (Abschnitt 5.4) gibt nur Aufschluß über Ereignisse mit zwei vorgetäuschten Myonen und beträgt

15.7 ± 1.5 Ereignisse. Aus der Untersuchung von $c\bar{c}$-Monte-Carlo-Ereignissen ergibt sich, daß pro Ereignis mit zwei echten Myonen 1.13 ± 0.12 Ereignisse mit einem vorgetäuschten und einem echten Myon zu erwarten sind. Der angegebene Fehler ergibt sich aus der zur Verfügung stehenden Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen. Das heißt, im Untergrund sind 15.6 ± 4.1 Ereignisse mit einem echten Myon und einem vorgetäuschten Myon aus c-Quarks zu erwarten.
Werden diese Ergebnisse kombiniert, so ergeben sich 31.3 ± 4.4 Ereignisse, die mit obigen 51.6 ± 0.72 Ereignissen zu vergleichen sind. Es ergibt sich eine Differenz von 20.3 ± 4.4, die auf einen Anteil von Ereignissen mit b-Quarks mit einem echten Myon und einem vorgetäuschten Myon zurückzuführen sind. Das Verhältnis von echtem und vorgetäuschtem Myon zu echtem Myonpaar bestimmt sich aus der Monte-Carlo-Simulation zu 0.14. Wird dieser Wert benutzt, um den Anteil von Ereignissen mit einem echten Myon und einem vorgetäuschten Myon zu bestimmen, ergibt sich 3.6 ± 0.9, dieser Wert ist im Vergleich mit 20.3 ± 4.4 zu klein. In der Diskussion des Abschnittes 7.6 zeigte sich, daß die Ergebnisse der Analyse von Ereignissen mit einem Myon und der Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen deutlich verschieden sind. Das heißt, das Verhältnis von Ereignissen mit einem und mit zwei Myonen zueinander ist in der Simulation möglicherweise nicht richtig. Korrigiert man es, ergeben sich 12.0 ± 3 Ereignisse mit einem echten und einem vorgetäuschten Myon aus b-Quarks, womit sich die Diskrepanz zu den 20.3 ± 4.4 Ereignissen deutlich verkleinert.
Der hier vorgestellte Vergleich zeigt also einen Unterschied, der durch den Vergleich der Analysen von Ereignissen mit einem Myon und zwei Myonen erwartet wird. Zu beachten ist, daß die große Unsicherheit im gemessenen c-Wirkungsquerschnitt auch eine Unsicherheit in der Untergrundbestimmung bewirkt. Außerdem sollte die Vorhersage des *Etag-Datensatzes* etwas zu niedrig sein, da es auch in diesem Datensatz einen Anteil von Ereignissen mit c-Quarks gibt, die eigentlich mit einer anderen Komposition gewichtet werden müßten.

7.8 Zusammenfassung der Resultate

Zum Abschluß wird nun der sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem semimyonischen Zerfall schwerer Quarks, wie er in Abschnitt 7.3 berechnet wurde, mit allen diskutierten systematischen Unsicherheiten angegeben:

$$\boxed{\sigma_{vis}^{Data}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X) = 13.4 \pm 3.3(\mathrm{stat})^{+3.0}_{-2.7}(\mathrm{syst})\,\mathrm{pb}}$$

Werden diese Unsicherheiten auch im Vergleich zur Vorhersage des Generators AROMA 2.2 für den b-Wirkungsquerschnitt berücksichtigt, ergibt sich:

$$\boxed{\frac{\sigma_{vis}^{Data} - \sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_c\mu_{\bar{c}}\,X)}{\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_b\mu_{\bar{b}}\,X)} = \frac{\sigma_{vis}^{Data,\mu_b\mu_{\bar{b}}}}{\sigma_{vis}^{\mu_b\mu_{\bar{b}}}} = 1.47 \pm 0.55(stat)^{+0.52}_{-0.47}(syst)}$$

Der Unterschied zwischen Daten und der Monte-Carlo-Vorhersage in der Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen ist deutlich kleiner als die Abweichung, die sich in der Analyse von Ereignissen mit einem Myon und Jets zeigt.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Analyse von Ereignissen mit zwei Myonkandidaten, die in den Jahren 1996 und 1997 mit dem H1-Detektor bei HERA aufgezeichnet wurden. Die Zielsetzung ist, damit einen Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks zu bestimmen. Als schwere Quarks werden hier c- und b-Quarks bezeichnet, die durch ihren semimyonischen Zerfall nachgewiesen werden. Vornehmlich ist man dabei an Ereignissen mit b-Quarks interessiert, da zur Produktion von b-Quarks in der ep-Streuung nur wenige Messungen existieren.
Die Erzeugung schwerer Quarks findet in der ep-Streuung dominant in der Photoproduktion ($Q^2 \to 0$) durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion statt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines b-Quarkpaares liegt etwa zwei Größenordnungen unter dem Wirkungsquerschnitt für c-Quarks. Aber durch geeignete Anforderungen an die selektierten Myonen kann dieses Verhältnis verbessert werden. Die Forderung nach einem Myonpaar erhöht den Anteil von Ereignissen mit b-Quarks durch die zusätzliche Quelle des Kaskadenzerfalls, in dem die c-Quarks, die aus dem Zerfall der b-Quarks stammen, ebenfalls semimyonisch zerfallen. Eine weitere Anreicherung wird durch Anforderungen an den Transversalimpuls der Myonen erreicht, da auf Grund der höheren Masse der b-Quarks das Transversalimpulsspektrum der Myonen aus dem b-Quarkzerfall härter ist. Werden die Vorhersagen des Monte-Carlo-Generators AROMA 2.2 zugrunde gelegt, ist durch die in dieser Analyse angewendeten Selektionskriterien die Anzahl der erwarteten Ereignisse mit b-Quarks in der gleichen Größenordnung wie die Anzahl der Ereignisse mit c-Quarks.
Ein entscheidender Punkt der Analyse ist die Bestimmung des Untergrundes. Der Untergrund ist dominiert von Hadronen (größtenteils Pionen und Kaonen), die minimalionisierend den Detektor durchqueren oder in ein Myon zerfallen und so ein Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks vortäuschen. Die daraus resultierende Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Hadronen liegt in der Größenordnung von einigen 10^{-3} und ist für Kaonen höher als für Pionen. Für die Bestimmung des Untergrundes für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks sind zwei Klassen von Untergrund zu unterscheiden: Ereignisse, bei denen beide Myonkandidaten nicht aus dem Zerfall schwerer Quarks stammen, und Ereignisse, in denen nur einer der Myonkandidaten ein Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks ist.
Der Untergund wird durch Gewichtung von Daten mit einem Myonkandidaten mittels der oben erwähnten Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit bestimmt. Dafür müssen Annahmen über das Verhältnis von Pionen zu Kaonen gemacht werden. Es ist zu beachten, daß in Ereignissen mit c-Quarks ein höherer Anteil von Kaonen zu finden ist als

in Ereignissen mit leichten Quarks. Diese Unkenntnis der Zusammensetzung dominiert die Unsicherheit in der Untergrundbestimmung.
Mit den Datennahmeperioden 1996 und 1997 steht eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 20.15\,\mathrm{pb}^{-1}$ zur Verfügung, darin werden 91 Ereignisse mit zwei Myonkandidaten selektiert. Die Anzahl der Untergrundereignisse berechnet sich zu 51.6 ± 0.72. Damit läßt sich der folgende sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks berechnen:

$$\boxed{\sigma_{vis}^{Data}(ep \to e\,\mu_Q\mu_{\bar{Q}}\,X) = 13.4 \pm 3.3(\mathrm{stat})^{+3.0}_{-2.7}(\mathrm{syst})\,\mathrm{pb}}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt kann nach Abzug des Wirkungsquerschnittes für c-Quarks mit der Erwartung des Monte-Carlo-Generators AROMA 2.2 verglichen werden. Damit ergibt sich:

$$\boxed{\frac{\sigma_{vis}^{Data} - \sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_c\mu_{\bar{c}}\,X)}{\sigma_{vis}^{MC}(ep \to e\,\mu_b\mu_{\bar{b}}\,X)} = \frac{\sigma_{vis}^{Data,\mu_b\mu_{\bar{b}}}}{\sigma_{vis}^{\mu_b\mu_{\bar{b}}}} = 1.47 \pm 0.55(\mathrm{stat})^{+0.52}_{-0.47}(\mathrm{syst})}$$

Werden hingegen Ereignisse mit einem Myonkandidaten und Jets mittels des transversalen Impulses der Myonkandidaten bezüglich der zugehörigen Jets $p_{t,rel}$ analysiert, so ergeben sich deutlich größere Abweichungen zu den Vorhersagen von Monte-Carlo-Generatoren. In verschiedenen Analysen wurde das Verhältnis von Daten zu Monte-Carlo (AROMA) zu einem Wert von ca. 5 bestimmt. Vergleicht man diese beiden Werte, so ergibt sich ein Unterschied von etwa drei Standardabweichungen.
Die Ursachen für den Unterschied konnten in dieser Arbeit nicht endgültig geklärt werden. Es scheint Prozesse zu geben, die bevorzugt Ereignisse mit einem Myon aus dem Zerfall schwerer Quarks liefern. Die richtige Tendenz weisen Ereignisse mit aufgelöstem Photon auf. Es müßte jedoch ein sehr großer Beitrag von solchen Ereignissen existieren, um die Diskrepanz zu erklären. Um dies zu untersuchen, kann in Ereignissen mit wenigstens zwei Jets die Variable x_γ, die eine Trennung von aufgelösten und direkten Prozessen erlaubt, rekonstruiert werden.
Für die Daten des Jahres 1997 stehen zusätzlich die Messungen des zentralen Silizium-Vertexdetektors zur Verfügung. Damit sollte unter Ausnutzung einer Lebensdauermessung der Anteil von Ereignissen mit b-Quarks weiter angereichert werden können und unabhängig von der Größe $p_{t,rel}$ analysiert werden.

Literaturverzeichnis

[Abt97] I. Abt *et al.*, H1 Kollaboration, Nucl. Instrum. Meth. **A386** (1997) 310.

[Act93] P.D. Acton *et al.*, OPAL Kollaboration, Z. Phys. **C58** (1993) 523.

[Adl96] C. Adloff *et al.*, H1 Kollaboration, Z. Phys. **C72** (1996) 593.

[Adl98] C. Adloff *et al.*, H1 Kollaboration, *First observation of open b production at HERA*, Submitted to the 29th International Conference on High-Energy Physics ICHEP98, Vancouver, Canada, July (1998).

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

[Ake95] R. Akers *et al.*, OPAL Kollaboration, Phys. Lett. **B353** (1995) 595.

[Ali88] A. Ali *et al.*, *Heavy quark physics at HERA*, in: Proceedings of the HERA workshop, Herausgeber R.D. Peccei, Hamburg (1987), Vol. 1 S. 395.

[Bus93] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Kollaboration, Z. Phys. **C57** (1993) 17.

[Eic88] R.A. Eichler und Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B308** (1988) 791.

[Eic96] R. Eichler und S. Frixione, *Heavy flavour production*, in: Future physics at HERA, Proceedings of the workshop 1995/96, Herausgeber G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Hamburg (1996) Vol. 1 S. 347.

[Ell89] R.K. Ellis und P. Nason, Nucl. Phys. **B312** (1989) 551.

[Fri95] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B348** (1995) 633.

[H194] H1 Kollaboration, *The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1PHAN*, H1-Note, H1-08/94-375 (1994).

[Ing87] G. Ingelman *et al.*, *Deep inelastic physics and simulation*, in: Proceedings of the HERA workshop, Herausgeber R.D. Peccei, Hamburg (1987), Vol. 1 S. 3.

[Ing95] G. Ingelman, J. Rathsmann und G. A. Schuler, *AROMA 2.2 – A monte carlo generator for heavy flavour events in ep collisions*, Hamburg (1996).

[Jac79] F. Jacquet und A. Blondel, *Detectors for Charged Current Events*, in: Proceedings of the workshop: Study for an *ep* facility in europe, Herausgeber U. Amaldi, Hamburg (1979), 391.

[Jun98] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering*, Hamburg (1998).

[Jon78] L.M. Jones und H.W. Wyld, Phys. Rev. **D17** (1978) 759.

[Kan98] M. Kander, *Bestimmung des ep-Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg, DESY-THESIS-1998-016 (1998).

[Lae93] E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith und W.L. van Neerven, Nucl. Phys. **B392** (1993) 229.

[Lan98] U. Langenegger, *A Measurement of the beauty and charm cross sections at the ep collider HERA* , Dissertation, Zürich, ETH Nr. 12676 (1998).

[Lau84] P. Laurikainen, *The JPATH filter algorithm for JADE track triggers*, JADE Note 112 (1984).

[Lev91] G. Levman, *Muon pair production by two photon collisions at HERA*, Proceedings of the workshop: Physics at HERA, Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg (1991), Vol. 1, S. 623.

[Mar99] M. Margoni, *New DELPHI results from semileptonic b, c decays*, hep-ex/9903028.

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

[Mar95] A.D. Martin, W.J. Stirling und R.G. Roberts, Phys. Lett. **B354** (1995) 155.

[PDG96] R.M. Barnett *et al.*, particle data group, Phys. Rev. **D54** (1996) 1.

[PDG98] C. Caso *et al.*, particle data group, Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.

[Sch93] G.A. Schuler und T. Sjöstrand, Nucl. Phys. **B407** (1993) 539.

[Sch97] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg, Interner Bericht DESY F11/F22-97-02 (1997).

[Sey95] M.H. Seymour, Nucl. Phys. **B436** (1995) 163.

[Smi92] J. Smith und W.L. van Neerven, Nucl. Phys. **B374** (1992) 36.

[Sjö93] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, CERN-TH-7112-93.

[Wei34] C.F. Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.

[Wes96] L. West, *How to use the heavy flavour working group track, muon and electron selection code version 1.00/12*, Hamburg (1996).

[Wil34] E.J. Williams, Phys. Rev. **45** (1934) 729.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Frau Prof. Dr. Beate Naroska für die hervorragende Betreuung und die Begutachtung der vorliegenden Arbeit. Herrn Prof. Dr. Rolf Felst danke ich für die Anfertigung des zweiten Gutachtens.
Diese Arbeit fand im Rahmen der H1-Kollaboration statt, bei deren Mitgliedern ich mich an dieser Stelle bedanken möchte.
Herrn Dr. O. Behnke und Herrn Dr. F. Sefkow danke ich für die Korrektur und Durchsicht der Arbeit. Herrn Dr. G. Tsipolitis danke ich für die guten Ratschläge und die instruktiven Diskussionen.
Für das häufige „exzessive" Korrekturlesen möchte ich mich bei Katja Krüger und Dirk Schmidt bedanken.
Für die Lösung vieler technischer Probleme danke ich Arnd Meyer (PAW) und Tim Wilksen (Linux).
Natürlich soll an dieser Stelle auch die Kaffeerunde aus Raum 1c 270 nicht unerwähnt bleiben. Hier nun ein Dank an alle ihre Teilnehmer, mit denen ich das Glück hatte bei einem Becher Kaffee so manches physikalische und nichtphysikalische Thema zu diskutieren, in unwillkürlicher Reihenfolge und in der Hoffnung, keinen wirklich zu vergessen: Claus, Andre, Benno, Hanna, Marcus, Stefan L., Stefan H., Stephan, Guido, Michael, Olaf, Maren, Martin, Marco, Susanne, Petra, Arnd, Tim, Dirk F., Dirk H., Dirk S., Axel P., Axel S., Jenny, Katja, Jan, Ronald, Leif, Tonio, Nicole, Oliver, Markus und noch viele andere.
Zum Schluß möchte ich mich noch bei meinen Eltern bedanken ohne deren Unterstützung mein Physikstudium und die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen wären.