Diss. ETH No. 14497

Untersuchung von Beauty-Ereignissen bei HERA anhand ihres myonischen Zerfalls und strahlenharte Ausleseelektronik für den Silizium-Vertex-Detektor des H1-Experiments

Abhandlung zur Erlangung des Titels

Doktor der Naturwissenschaften

der

Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

vorgelegt von

Michael Hilgers

Dipl. Phys. der Rheinisch Westfälischen Hochschule Aachen

geb. am 16.12.1971 in Aachen/Deutschland

angenommen auf Antrag von

Prof. Dr. Ralph A. Eichler, Referent und

Prof. Dr. Peter Truöl, Koreferent

Dezember 2001

Zusammenfassung

Die vorliegende Analyse untersucht die Produktion von Beauty Ereignissen in *ep*-Kollisionen mittels ihres myonischen Zerfalls. Daten, die mit dem H1-Detektor im Jahr 2000 aufgenommen wurden und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 38.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen, werden analysiert. Für eine Schwerpunktsenergie von 318.4 GeV wird der sichtbare Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X')$ für tagged Photoproduktionsereignisse $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$, $0.3 < y < 0.65$ und Myonen im Bereich $35^\circ < \Theta^\mu < 130^\circ$, $p_T^\mu > 2\,\mathrm{GeV}$ gemessen zu $(50.3 \pm 7.5\,(\mathrm{stat})^{+9.3}_{-7.7}\,(\mathrm{sys}))$ pb.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt übersteigt die Erwartung aus Berechnungen in nächstführender Ordnung im Modell der Quantenchromodynamik um einen Faktor drei. Der gemessene Produktionswirkungsquerschnitt für Charm tragende Ereignisse ist in Übereinstimmung mit anderen Messungen. Die Zahl der gefundenen Di-Myon Ereignisse ist in Übereinstimmung mit der gemessenen Zahl der Ereignisse mit einem Myon. Es werden allerdings nur vier Ereignisse mit gleichnamig geladenen Myonen in unterschiedlichen Jets gefunden, während 20 erwartet werden. Diese Diskrepanz ist unverstanden. Hinweise auf ein hypothetisches leichtes supersymmetrisches Squark werden nicht gefunden.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Entwicklung eines strahlenharten Auslesechips für den Vertex-Detektor des H1-Experimentes vorgestellt. Der Auslesechip ist für den Betrieb an der ab dem Jahr 2001 mit hoher spezifischer Luminosität betriebenen HERA-Maschine ausgelegt. Der sogenannte Analog Pipeline Chip (APC) ist ein Auslesechip für Siliziumstreifendetektoren mit 128 Auslesekanälen und einem 32 Speicherzellen tiefen Analogspeicher. Er ist optimiert für niedriges Rauschen bei kleiner Leistungsaufnahme.

abstract

The present analysis studies the production of Beauty events in *ep*-collision by means of their myonic decay. Data taken with the H1-Detector in the year 2000, corresponding to an integrated Luminosity of $\mathcal{L} = 38.6\,\mathrm{pb}^{-1}$ are analyzed. For a center of mass energy of 318.4 GeV the visible cross section $\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X')$ for tagged photoproduction $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$, $0.3 < y < 0.65$, and muons in the range $35^\circ < \Theta^\mu < 130^\circ$, $p_T^\mu > 2\,\mathrm{GeV}$ is measured to be $(50.3 \pm 7.5\,(\mathrm{stat})^{+9.3}_{-7.7}\,(\mathrm{sys}))$ pb. The measured cross section exceeds the expectation from next to leading order QCD calculation by a factor of three. The measured charm

cross section is in good agreement with previous measurements. The number of Di-muon events is in agreement with the measured number of single muon events. However the measured number of like sign muons in different jets is only 4 where 20 were expected. This discrepancy is not understood. Evidence for a proposed light supersymmetric Squark is not found.

In the second part the development of a radiation hard readout chip for the H1 vertex detector is presented. It has been designed for operation at the luminosity upgraded HERA machine. The so called Analog Pipeline Chip (APC) is a low noise, low power readout chip for silicon micro strip detectors with 128 channels containing an analog pipeline of 32 buffers depth.

Inhaltsverzeichnis

Die Einleitung

Der Beschleuniger HERA ermöglicht es, die Struktur des Protons in zuvor kinematisch nicht zugänglichen Bereichen zu untersuchen. Die Gluondichte wird dabei indirekt bestimmt. Im Modell der Quantenchromodynamik (QCD) ist bei HERA die Boson-Gluon-Fusion der dominierende Prozess zur Erzeugung von schweren Quarks (Beauty und Charm). Dabei trifft ein Photon auf ein Gluon aus dem Proton und ein Quark-Antiquark-Paar wird erzeugt. In nächstführenden (NLO) QCD Rechnungen werden Vorhersagen über die Produktion von schweren Quarks gemacht, die mit den experimentellen Messresultaten verglichen werden können. Perturbative NLO QCD-Rechnungen für die Produktion von Beauty-Quarks werden als zuverlässig erwartet, da die (große) Masse des Beauty-Quarks eine harte Skala liefert und deswegen eine störungstheoretische Behandlung möglich ist. Tatsächlich jedoch weichen zahlreiche experimentelle Befunde von den theoretisch erwarteten Werten ab.

Daher untersucht der erste Teil dieser Arbeit Ereignisse mit Beauty bei HERA anhand ihres myonischen Zerfalls. Es wird der Produktionswirkungsquerschnitt für Beauty-Ereignisse in ep-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318.4\,\mathrm{GeV}$ gemessen. Der gemessene Wert liegt um den Faktor 3 höher als die Voraussage der NLO QCD Rechnung. Ereignisse mit zwei Myonen werden untersucht, um Hinweise zu finden, welche Mechanismen die Diskrepanz zwischen der Messung des Beauty-Produktionswirkungsquerschnitts und der NLO Vorhersage verursachen.

Zunächst wird das Experiment vorgestellt, mit dem die hier analysierten Daten aufgezeichnet wurden: der Beschleuniger HERA und der Detektor der H1-Kollaboration. Im zweiten Kapitel werden die Größen, die zur Beschreibung der ep-Streuung verwendet werden, beschrieben und einige Vorhersagen aus QCD-Rechnungen sowie das benutzte Simulationsprogramm vorgestellt. Kapitel 3 stellt einige Messergebnisse vor, die von den theoretischen Vorhersagen abweichen und die Motivation liefern, Ereignisse mit Beauty-Quarks zu untersuchen. Anschliessend wird die Analysemethode erklärt. Beauty-Ereignisse werden anhand ihres myonischen Zerfalls in Erreignissen mit mindestens zwei Jets identifiziert. Daher wird in Kapitel 4 die Identifizierung von Myonen und die Bildung von Jets beschrieben. Die benutzten Trigger und die endgültige Auswahl der Ereignisse stellt Kapitel 5 vor. Aus den selektierten Ereignissen mit einem Myon wird in Kapitel 6 der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X')$ bestimmt und mit QCD Rechnungen in nächstführender Ordnung verglichen. Ereignisse mit zwei Myonen werden in Kapitel 7 betrachtet und mit der Messung der Ein-Myon Ereignisse verglichen. Kapitel 8 fasst die Datenanalyse zusammen.

Die Hochenergiephysik lässt sich in zwei Gebiete einteilen: Den Bau und Betrieb des Experimentes sowie die Analyse der aufgezeichneten Daten. Neben der im ersten Teil vorgestellten Datenanalyse hat sich diese Arbeit mit der Entwicklung der Auslese-Elektronik des Vertexdetektors des H1-Experimentes, der im Rahmen des H1-Upgrade-Projektes verbessert wurde, beschäftigt. Diese Arbeit wird in Teil II beschrieben.

Kapitel 1

Das Experiment

1.1 Der Beschleuniger HERA

Der Speicherring HERA[1] am DESY[2] in Hamburg besteht aus einen Protonen und einen Elektronenbeschleuniger [3]. Die Beschleuniger sind in einem gemeinsamen kreisförmigen Tunnel von 6.3 km Länge untergebracht. Kleinere (und ältere) Maschinen dienen als Vorbeschleuniger: Protonen und Positronen werden aus dem Linearbeschleuniger LINAC in PETRA[4] eingeschossen und dort auf 40 GeV (p^+) bzw 12 GeV (e^+ oder e^-) vorbeschleunigt. Danach werden sie in den HERA-Ring geleitet, um dort auf ihre Endenergie beschleunigt zu werden. Der Protonenstrahl hat eine Energie von 920 GeV (bis einschließlich 1997: 820 GeV), der Positronenstrahl hat eine Energie von 27.6 GeV. Die Kollision der beiden Strahlen liefert ein Schwerpunktsenergie von 318.4 GeV.

Die Strahlführung der Protonen übernehmen heliumgekühlte, supraleitenden Magnete, die ein Magnetfeld von 4.68 Tesla erzeugen. Aufgrund der geringeren Masse ist für die Positronen ein schwächeres Magnetfeld von 0.165 Tesla ausreichend, so dass der Positronenstrahl von nichtsupraleitenden Magneten geführt wird.

Einen Überblick über die Beschleunigungsanlage gibt Abbildung 1.1.

An vier Stellen des HERA-Tunnels sind Wechselwirkungszonen eingerichtet, in denen verschiedene Experimente installiert sind.

In Halle West befindet sich das Hermes-Experiment, welches den longitudinal polarisierten Positronenstrahl der HERA-Maschine verwendet. Durch die Streuung der polarisierten Positronen an ruhenden Gas-targets werden Erkenntnisse über den Spin von Nukleonen gewonnen [1].

---

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

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

[3]Elektron steht hier für Elektron oder Positron. In dieser Arbeit werden mit Positronen gewonnene Daten analysiert. In den Jahren 1992-1994 und 1998/99 wurden Elektronen benutzt.

[4]**PETRA** = **P**roton-**E**lektron-**T**andem-**R**ing**a**nlage

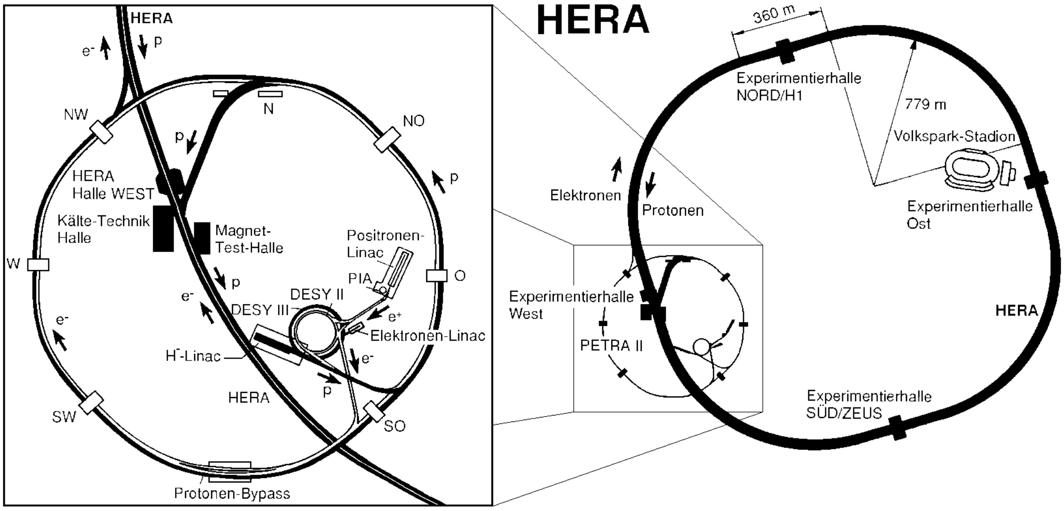

Abbildung 1.1: Der HERA-Speicherring (rechts) und seine Vorbeschleuniger (links)

Das HERA-B Experiment in Halle Ost benutzt den Protonstrahl des HERA-Beschleunigers. Drähte werden in die Randbereiche des Protonenstrahls gebracht, um Charm tragende Mesonen und B-Mesonen zu produzieren. Bislang befindet sich das Experiment im Aufbau. Mögliche Messungen können die Produktionsraten schwerer Quarks in Kernen sein, Untersuchungen an B-Hadronen (Beispiele: Suche nach B-Baryonen, B_s-Mixing, seltene Zerfälle), und Untersuchungen an Charm-Mesonen (beispielsweise D-Mixing) [2].

Bei den Experimenten Zeus (Halle Süd) und H1 (siehe nächster Abschnitt) in Halle Nord werden beide Strahlen benutzt. Die Protonen und Positronen werden zur Kollision gebracht, so dass man Proton-Lepton-Streuung bei oben genannter Schwerpunktsenergie untersuchen kann. Diese liegt eine Größenordnung höher als die Schwerpunktsenergie bei vorangegangenen Experimenten mit ruhendem Proton.

1.2 Der H1-Detektor

Der Schwerpunkt der Proton-Positron-Kollision ist bei HERA nicht in Ruhe bezüglich des Laborsystem, sondern es verbleibt ein nennenswerter Impuls in Protonflugrichtung. Dieser Tatsache wird durch den asymmetrischen Aufbau des Detektors Rechnung getragen: In Flugrichtung der Protonen ist der Detektor aufwendiger instrumentiert. In Abbildung 1.2 ist der H1-Detektor isometrisch dargestellt. Der asymmetrische Aufbau ist deutlich zu erkennen.

Die Flugrichtung der Protonen wird bei H1 als positive z-Achse definiert.

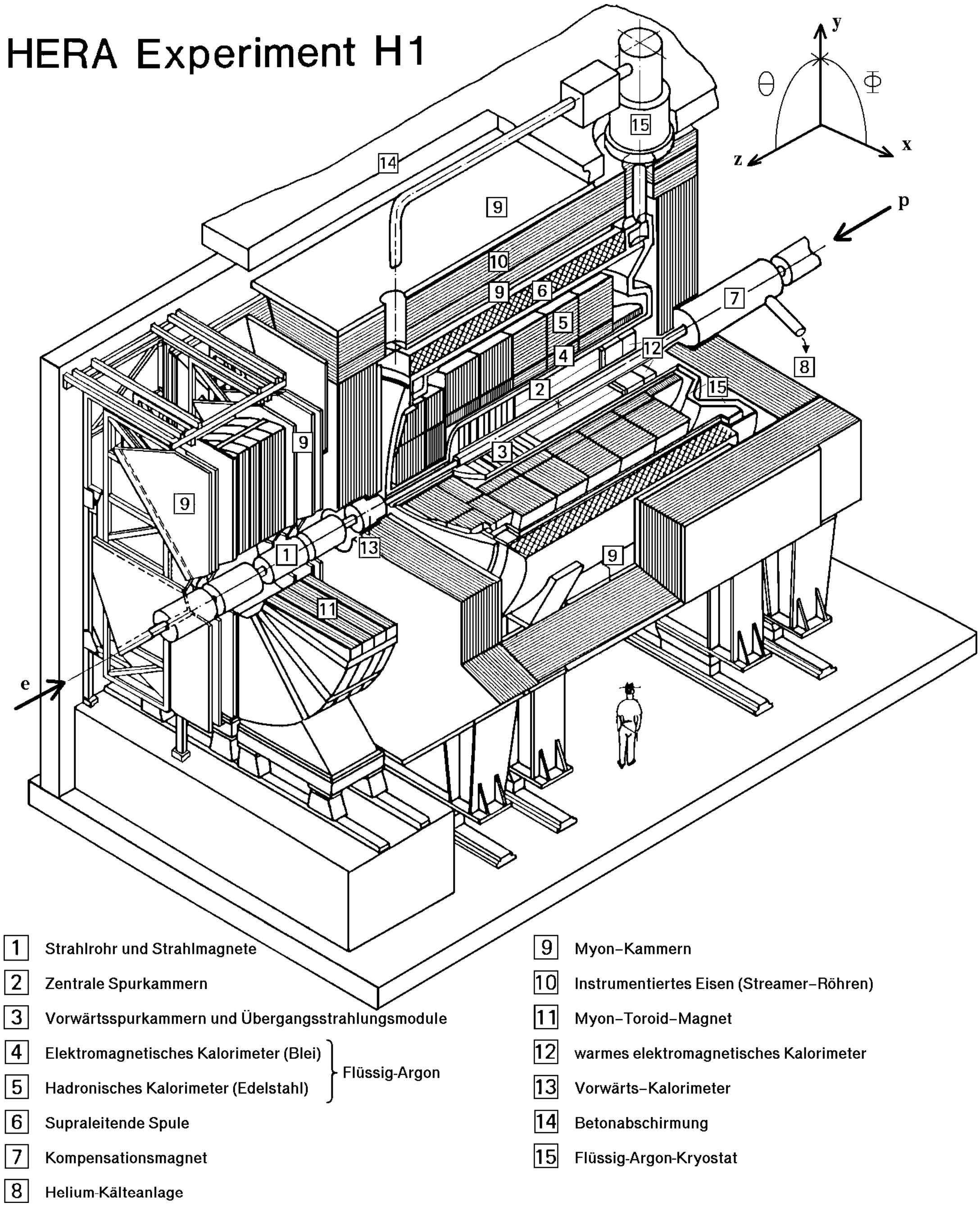

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor im Schnitt. Die Protonen treten in dieser Darstellung von rechts oben in den Detektor ein.

Die positive y-Achse zeigt nach oben, während die positive x-Achse zum Mittelpunkt des HERA-Ringes weist, so dass sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Der Polarwinkel Θ wird von der positiven z-Achse aus abgetragen, der Azimutalwinkel Φ von der x-Achse aus. Der Koordinatenursprung liegt am Punkt der nominellen ep-Wechselwirkung. Dieser Punkt ist der Mittelpunkt der zylindrisch aufgebauten zentralen Driftkammer. Die Koordinate r bezeichnet bei H1 den Abstand eines Punktes von der Strahlachse. Das Koordinatensystem ist in Abbildung 1.2 angefügt.

1.2.1 Übersicht über den Detektor

Der H1-Detektor ist ein sogenannter Universaldetektor der aus zahlreichen verschiedenen Subdetektoren zusammengesetzt ist.

Den Strahlkreuzungspunkt umgibt das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$, das in Abschnitt 1.2.2 näher erläutert wird.

In positiver z-Richtung, in der man auf Grund des Impulses des Proton-Positron-Systems relativ zum Laborsystem den größten Teilchenfluss erwartet, schließen sich die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ an das zentrale Spurkammersystem an.

In Rückwärtsrichtung (negative z-Richtung) schließt sich das Spacal[5]-Kalorimeter $\boxed{12}$ an die zentralen Spurkammern an. Es dient speziell zur Messung des gestreuten Elektrons und besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil.

Innerhalb des zentralen Spurkammersystems in unmittelbarer Umgebung des Strahlkreuzungspunktes befinden sich Silizium-Streifen-Detektoren, die der verbesserten Vertex-Detektion (CST [6]) bzw. der Detektion von Spuren in Rückwärtsrichtung sehr nahe der Strahlachse dienen (BST [7]). Der CST wird in Abschnitt 1.3 detailliert beschrieben.

Um das zentrale Spurkammersystem herum sind ein elektromagnetisches und ein hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter. $\boxed{4}$ $\boxed{5}$ angeordnet. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Bleischichten als Absorbermaterial, die sich mit Schichten aus flüssigem Argon, das als aktives Material dient, abwechseln. Das hadronische Kalorimeter besteht aus Edelstahl mit Argon-gefüllten Zwischenräumen.

Das Kalorimetersystem wird komplettiert durch das Vorwärtskalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$, das einen schmalen Winkelbereich ($\theta \leq 4°$) in Protonvorwärtsrichtung abdeckt.

Die Kalorimeter werden von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umschlossen. Diese Spule liefert ein weitgehend homogenes Magnetfeld von etwa 1.15 Tesla über den gesamten Bereich der Spurkammern.

Die Spule wird von einem Eisenjoch $\boxed{10}$ umgeben. Das Joch ist aus 10 jeweils 75 mm dicken Eisenschichten aufgebaut. In die Zwischenräume zwischen den

[5]SpaCal = Spaghetti Calorimeter
[6]CST = Central Silicon Tracker
[7]BST = Backward Silicon Tracker

Eisenschichten sind Streamerröhren eingelassen sind. So erfüllt das Eisenjoch mehrere Funktionen:

- Es dient der Rückführung des magnetischen Flusses der Spule
- Energie, die nicht im hadronischen Kalorimeter deponiert wird, wird gemessen („hadronic tail catcher").
- Geladene Teilchen, die das instrumentierte Eisen durchqueren, werden gemessen. Dies sind vor allem Myonenspuren.

Der Messung von Myonen dienen auch die Myonkammern $\boxed{9}$, die an der Innen- und Außenseite des Eisenjoches angebracht sind.

In Vorwärtsrichtung findet sich außerhalb des Eisenjochs ein Myonenspektrometer. Es besteht aus Drift-Kammern $\boxed{9}$, die vor und hinter einem Magneten $\boxed{11}$ angebracht sind. Diese Anordnung dient dazu, hochenergetische Myonen in einem Winkelbereich von $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ zu messen.

Der ganze Detektor ist aus Sicherheitsgründen mit einem Mantel aus Betonblöcken $\boxed{14}$ umgeben.

Noch innerhalb der Spurkammern befindet sich der Siliziumvertexdetektor CST und in Rückwärtsrichtung der BST[8]. Der CST wird in Abschnitt 1.3 vorgestellt. Eine detailierte Beschreibung des BST findet sich in [3, 4].

Nicht sichtbar in Darstellung 1.2 ist das Luminositätssystem (siehe Abschnitt 1.2.5).

Die für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten werden im folgenden ausfürlicher beschrieben. Eine umfassende Beschreibung des gesamten H1-Detektors findet sich in [7].

1.2.2 Die zentralen Spurkammern

In Abbildung 1.3 sind die Spurkammern des H1-Detektors in seitlicher Ansicht dargestellt. Das zentrale Spurkammersystem besteht aus sechs zylindrischen Kammern (CJC1, CJC2, CIZ, COZ, CIP, COP), die sich konzentrisch um das Strahlrohr legen.

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2

Die Spurrekonstruktion basiert auf den zwei Driftkammern CJC1 [9] und CJC2 [10]. Wie in Abbildung 1.4 zu erkennen ist, sind die Jet-Kammern in 30 (CJC1) beziehungsweise 60 (CJC2) Segmente unterteilt. In jedem dieser Segmente sind 24 (bzw.32) Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die Segmente sind um

[8]BST = Backward Silicon Detector
[9]CJC1 = Central Jet-Chamber 1
[10]CJC2 = Central Jet-Chamber 2

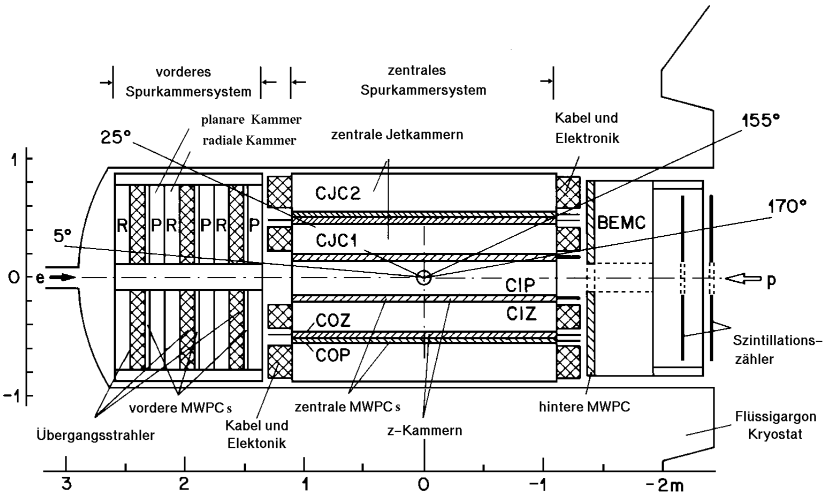

Abbildung 1.3: Seitliche Ansicht des Spurkammersystems

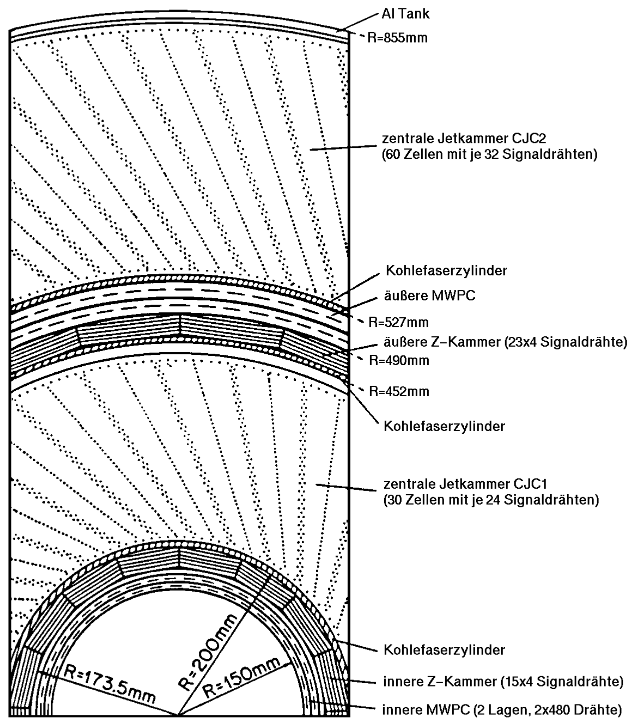

Abbildung 1.4: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems

30°, den sogenannten Lorentzwinkel geneigt, damit sich die Driftelektronen im magnetischen Feld senkrecht zur detektierten Spur bewegen. Dadurch wird die Spurauflösung der Kammern verbessert. Die Ortsauflösung der CJC-Kammern in der rϕ-Ebene beträgt 170 μm. Da die Signaldrähte an beiden Enden ausgelesen werden, lässt sich über den Vergleich der Pulshöhen an beiden Enden auch die z-Koordinate eines Treffers messen. Diese Messmethode ermöglicht eine Ermittelung der z-Koordinate eines Treffers in den CJC-Kammern auf 2.2 cm genau. Die Pulshöhe eines Treffers ist überdies auch ein Maß für die Energie, die das durchfliegende Teilchen in der CJC abgegeben hat. Bei niederenergetischen Teilchen lässt sich die Energiedeposition in der CJC zur Teilchenidentifikation nutzen. Der Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs durch die zentralen Jet-Kammern lässt sich mit hoher Auflösung bestimmen ($\leq$ 1ns), so dass man Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die zwischen zwei Wechselwirkungen den Detektor durchqueren, erkennen kann.

Die z-Kammern

Die Messung der z-Koordinate wird durch die CIZ [11], die sich zwischen Srahlrohr und CJC1 befindet, und die COZ [12], die zwischen den beiden Jet-Kammern angebracht ist, verbessert. Die z-Kammern haben kreisförmig um die Strahlachse geführte Signaldrähte, die eine Auflösung des Spurverlaufs in z-Richtung von 260 μm (CIZ) bzw. 200 μm (COZ) erlauben.

Die Proportionalkammern

Die Proportionalkammern CIP[13] und COP[14] liefern rasche Informationen zum Beispiel über den Wechselwirkungspunkt, so dass schnelle Triggerinformationen, die zur Reduktion des Datenaufkommens unerlässlich sind, zur Verfügung stehen.

1.2.3 Die Kalorimeter

Das flüssig Argon Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) deckt einen Winkelbereich von $4° < \theta < 154°$ ab. Es liegt vollständig innerhalb der supraleitenden Spule des Detektors. Es ist ein Sampling Kalorimeter, mit Absorberplatten aus Blei für den elektromagnetischen inneren Teil und Absorberplatten aus Stahl für den hadronischen äusseren Teil. Zwischen den Platten befindet sich flüssiges Argon als aktives Material. 30784 Zellen im elektromagnetischen Teil und 13568 Zellen im hadronischen Teil liefern eine feine Segmentierung.

Der elektromagnetische Teil ist (abhängig von θ-Winkel) 20 bis 30 Strahlungslängen dick. Die Energieauflösung ist $\sigma_E/E = 11\%\sqrt{E} \oplus 1\%$ mit 3% Unsicherheit der Energieskala.

[11]CIZ = Central Inner Z-Chamber
[12]COZ = Central Outer Z-Chamber
[13]CIP = Central Inner Proportional Chamber
[14]COP = Central Outer Proportional Chamber

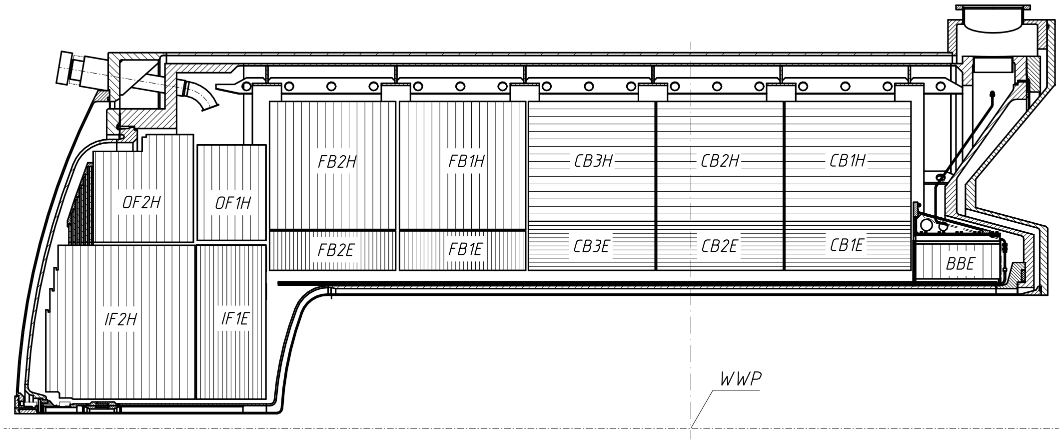

Abbildung 1.5: Schematischer Schnitt durch die Flüssig Argon Kalorimeter in der rz-Ebene

Das hadronische Kalorimeter ist (abhängig von θ-Winkel) 4.7 bis 7 Wechselwirkungslängen dick. Hier beträgt die Energieauflösung $\sigma_E/E = 50\%\sqrt{E} \oplus 2\%$ mit 4% Unsicherheit in der Energieskala.

1.2.4 Das Myonsystem

Das Myonsystem besteht aus drei Subdetektoren: einem achteckigen Zylinder der die Spule des H1-Detektors umschließt und zwei Endkappen. Der achteckige Zylinder im Zentralbereich (Barrel) deckt einen Winkel von $35° < \theta < 130°$ ab.

Das Gesamtsystem ist in 64 Module aufgeteilt (siehe Abbildung 1.6, links). Jedes Modul besteht aus einem Sandwich aus 10 Eisenplatten von je 7.5 cm Dicke und 16 Streamerrohrkammern. Auf der Innen- und Aussenseite des Eisenjochs sind jeweils drei Streamerröhren übereinander angebracht, im vierten Spalt zwischen den Eisenplatten finden zwei Streamerröhren übereinander Platz. Eine Schnittdarstellung durch ein Modul zeigt Abbildung 1.6, rechts.

Die Streamerröhren bestehen aus einem gasgefüllten Rohr in dem ein 100 μm dicker silberbeschichteter Draht gespannt ist. Zwischen der Rohrwand, die als Kathode dient, und dem Draht liegt ein Potential von 4.5 kV. An den Aussenseiten der Streamerröhren sind streifenförmige oder quadratische Influenzelektroden angebracht. Die Influenzstreifen stehen senkrecht auf die Anodendrähte der Streamerröhren, so dass zweidimensionale Koordinaten gemessen werden. Im (in dieser Arbeit benutzten) Zentralbereich sind die Drähte der Streamerrohrkammern parallel zur Strahlrichtung gespannt. Senkrecht zu den Drähten beträgt die Ortsauflösung ≈ 4 mm, in Drahtrichtung (d.h. im Zentralbereich in z-Richtung) wird eine Ortsauflösung von 1.5 cm erreicht. Das Myonsystem besteht aus insgesamt 103000 Streamerröhren.

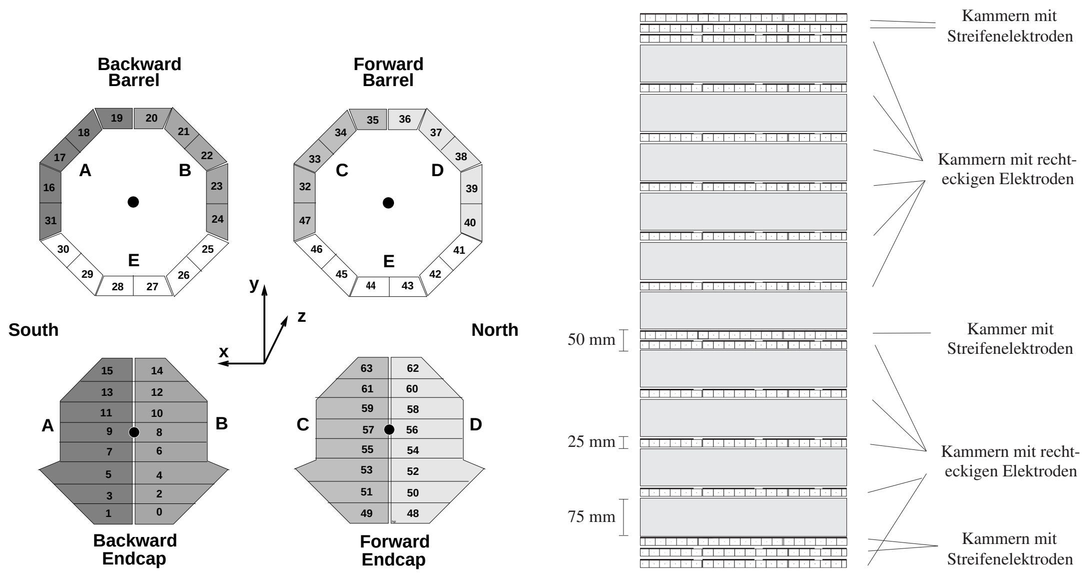

Abbildung 1.6: Links: Aufteilung des Myonsystems in Module. Rechts: Schnitt durch ein Modul des Myonsystems .

Die geometrische Akzeptanz des Myonsystems wird in Abbildung 1.7 veranschaulicht. Die dort sichtbaren Löcher rühren daher, das verschiedene Leitungen durch das Myonsystem in das Innere des Detektors führen: Die Löcher bei ($\phi = 1.5 \quad \theta = 2.1$) und bei ($\phi = 4.8 \quad \theta = 2.1$) werden von Kühlleitungen ausgefüllt, und die große Aussparung bei ($\phi = 4.6 \quad \theta = 1.3$) ist nötig, um das Kalorimeter mit flüssigem Argon zu versorgen.

1.2.5 Das Luminositätssystem

Das H1-Experiment verfügt über drei Kleinwinkelelektrondetektoren, die ein nur leicht gestreutes Elektron (dies entspricht im H1-Koordinatensystem einem großen Streuwinkel, da dieser von der Protonflugrichtung aus abgetragen wird) nachweisen sollen. Es handelt sich dabei um Kalorimeter, die bei $z = -8\,\mathrm{m}$, $z = -33.4\,\mathrm{m}$ und $z = -44\,\mathrm{m}$ nahe der Strahlachse angebracht sind. Hochenergetische Photonen werden in einem Photondetektor bei $z = -103\,\mathrm{m}$ nachgewiesen. Dieses Detektorsystem erfüllt mehrere Aufgaben.

Zum einen dient das Luminositätssystem der Luminositätsmessung, die bei H1 mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow e\gamma p$ [5] durchgeführt wird. Dabei werden die gestreuten Photonen über einem Schwellenwert im Photondetektor gemessen[15] (siehe auch Abschnitt 5.3).

[15]Bis 1997 wurde die Rate der Koinzidenzen zwischen Elektrondetektor und Photondetektor zur Bestimmung der Luminosität benutzt. Das erklärt, warum die Elektrondetektoren bei H1 zum Luminositätssystem gehören. Da die Bestimmung der Luminosität nur anhand des

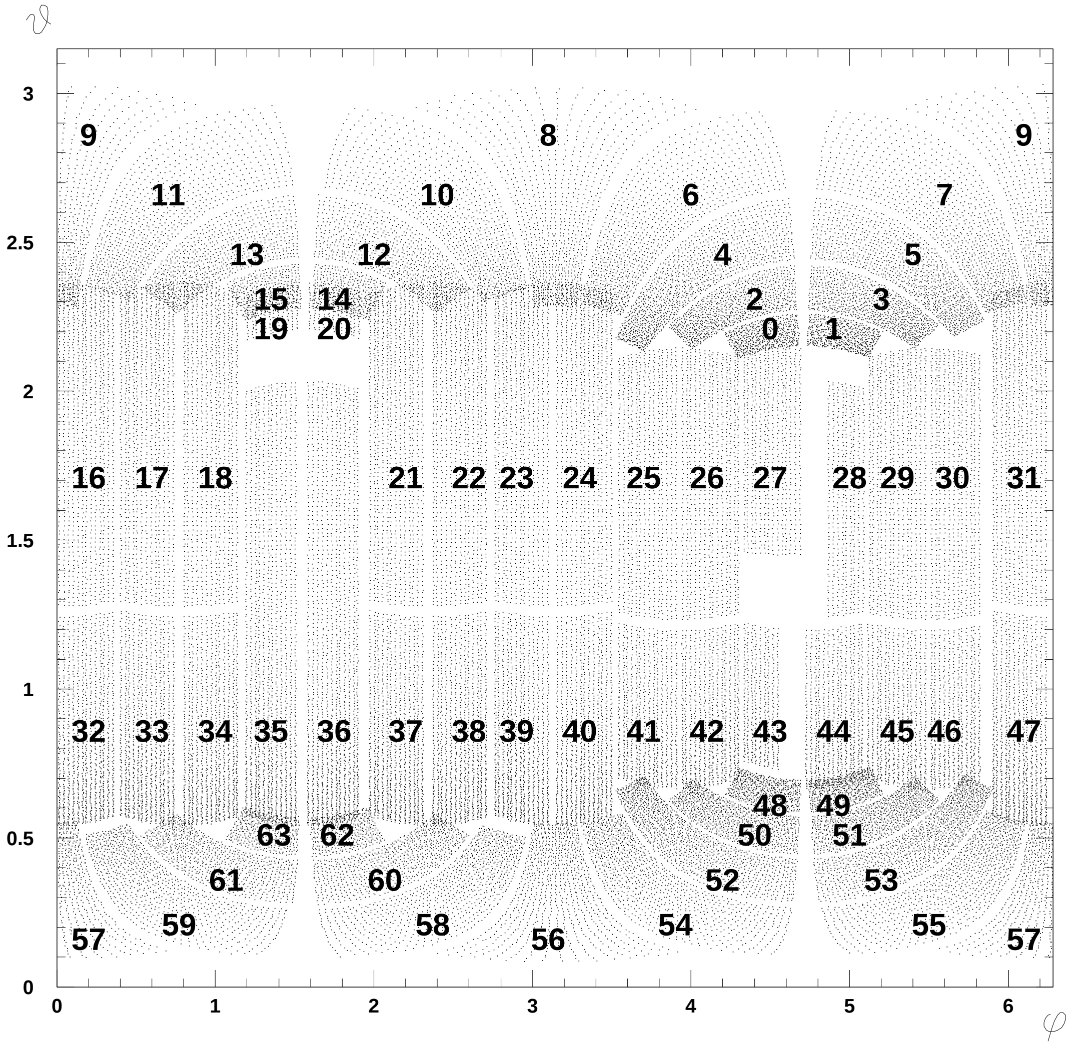

Abbildung 1.7: $\theta-\phi$-Darstellung der Akzeptanz des instrumentierten Eisens (aus [8]). Die Zahlen in der Darstellung entsprechen den Modulen aus Abbildung 1.6.

Desweiteren dienen die Elektrondetektoren dazu, Photoproduktionsereignisse zu selektieren. Dabei dient der Photondetektor als Veto. In dieser Analyse wurde der Elektrondetektor bei 33 m dazu benutzt, Photoproduktionsereignisse in einem Inelastizitäts-Bereich $0.3 < y < 0.65$ (Abschnitt 5.1.1) auszuwählen.

Photons einen kleineren systematischen Fehler liefert, wird diese benutzt.

1.3 Der Vertexdetektor

Da in Teil II dieser Arbeit die Entwicklung der strahlenharten Ausleseelektronik des Vertexdetektors geschildert wird, wird der Vertexdetektor CST des H1-Experimentes an dieser Stelle vorgestellt. Der CST dient dazu, durch Präzisionsmessungen der Spuren geladener Teilchen sowohl den Primärvertex als auch eventuelle Sekundärvertices mit großer Genauigkeit zu messen.

Der Vertexdetektor CST [9, 4, 10] besteht aus zwei Lagen Silizium Sensoren. Diese beiden Lagen sind konzentrisch um das Strahlrohr herum angeordnet [16] Die innere Lage besteht aus 12 sogenannten Leitern, die äussere aus 20 Leitern. Die Leitern sind leicht überlappend angeordnet. Eine radiale Ansicht dieser Anordnung bietet Abbildung 1.8.

Eine Leiter besteht aus 6 Sensoren, die hintereinander angeordnet sind. Ein Sensor ist 59 mm lang und 34 mm breit, so dass der aktive Teil einer Leiter eine Länge von 35.4 cm aufweist. Dies ist somit auch die sensitive Länge des CST. Die Sensoren aus hochohmigem n-Typ-Silizium ($\rho \geq 6\,\mathrm{k}\Omega\mathrm{cm}$) weisen auf einer Seite 640 Streifen in Längsrichtung auf (p-Seite). Auf der anderen Seite (n-Seite) liegen 640 Streifen senkrecht dazu. Auf diese Weise erhält man zweidimensionale Ortsinformation von jedem Sensor.

Eine Leiter wird aus zwei Halbleitern gebildet. Eine Halbleiter besteht aus drei Sensoren, die eine gemeinsame Ausleseelektronik am Längsende der Halbleiter haben. Die einzelnen Sensoren einer Halbleiter werden durch Bonddrähte miteinander verbunden, so dass die effektive Streifenlänge auf der p-Seite knapp 18 cm beträgt. Auf der n-Seite führt dies zu einer dreifachen Mehrdeutigkeit jedes Signals. Diese Mehrdeutigkeit kann durch die Spurinformation aus den zentralen Spurkammern (Abschnitt 1.2.2) aufgelöst werden.

Abbildung 1.9 zeigt eine solche Halbleiter. Dadurch, dass die Elektronik bei diesem Detektoraufbau ausserhalb des sensitiven Volumens des Vertexdetektors liegt, reduziert man Vielfachstreuung.

Am Ende einer Leiter befindet sich der sogenannte Hybrid. Der Hybrid ist eine mehrlagige Leiterplatte, die, um die Wärmeleitung zu verbessern, aus Aluminiumnitrit (AlN) besteht.

Auf dem Hybrid befindet sich die Ausleseelektronik. Eine Seite eines Hybrids bedient die p-Seite die andere Seite des Hybrids bedient die n-Seite der Detektoren. Auf jeder Seite eines Hybrids befinden sich 5 Analog Pipeline Chips, APC, (siehe Abschnitt 9) mit jeweils 128 Auslesekanälen, die die Signale der Sensorstreifen verstärken, verarbeiten und speichern können. Ein Decoderchip liefert die Steuersignale für diese fünf APC. Desweiteren befinden sich auf den Hybriden Stromquellen für die APC, eine Spannungsreferenz, um die Verstärkung der

[16] Hier wird der CST beschrieben, wie er sich vor dem Luminositätsausbau des HERA-Beschleunigers 2000/2001 und dem damit einhergehenden Umbau des H1-Detektors darstellt. Eine kurze Beschreibung des CST2000 bietet Abschnitt 1.3.1

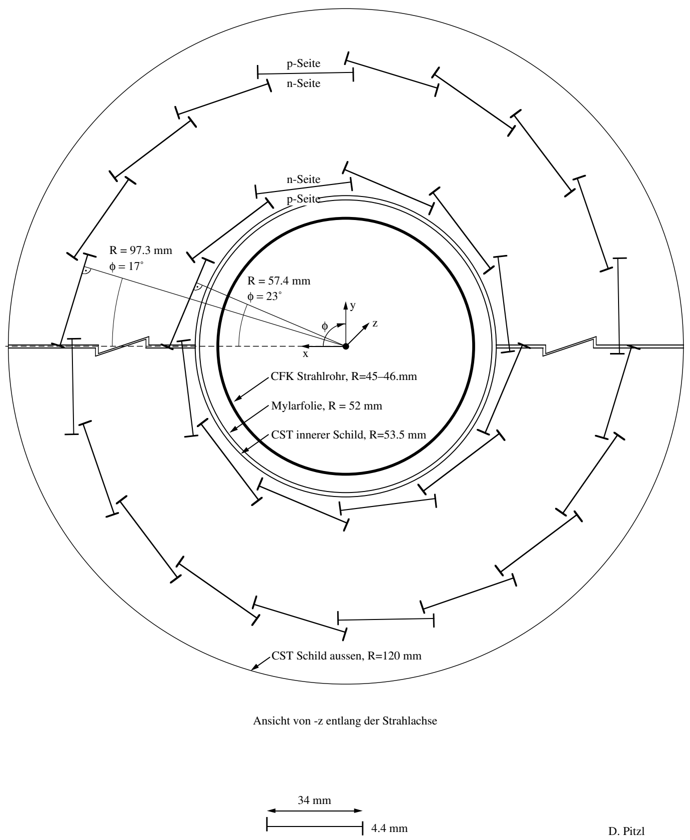

Abbildung 1.8: Radialdarstellung der Geometrie des CST: Die einander leicht überlappenden Leitern bilden zwei konzentrische Kreise um das Strahlrohr.

weiteren Auslesekette zu kalibrieren, ein Temperatursensor und Treiber für das Analogsignal, das ausgelesen wird.

Um die Wärme der Chips abzuführen, sind die Hybride in engem thermischen Kontakt mit dem wassergekühlten mechanischen Skelett des Detektors. Über ein Kaptonkabel ist der Hybrid mit einer Leiterplatte an der Stirnseite des CST elektrisch verbunden. Von dort werden die Signale über Glasfaserkabel aus dem Detektor herausgeführt. Auch die Steuersignale, die in den CST hineingehen, werden bis dort optisch übertragen [10] .

Eine ausführliche Beschreibung des CST findet sich in [9].

1.3.1 Der CST-2000 nach dem Umbau des H1-Detektors

Um die Luminosität des HERA-Beschleunigers um den Faktor 5 zu erhöhen [11], wurde am Ende der Strahlperiode 2000 mit dem Umbau von HERA begonnen. Näher an den Wechselwirkungspunkt herangerückte Magnete machen eine

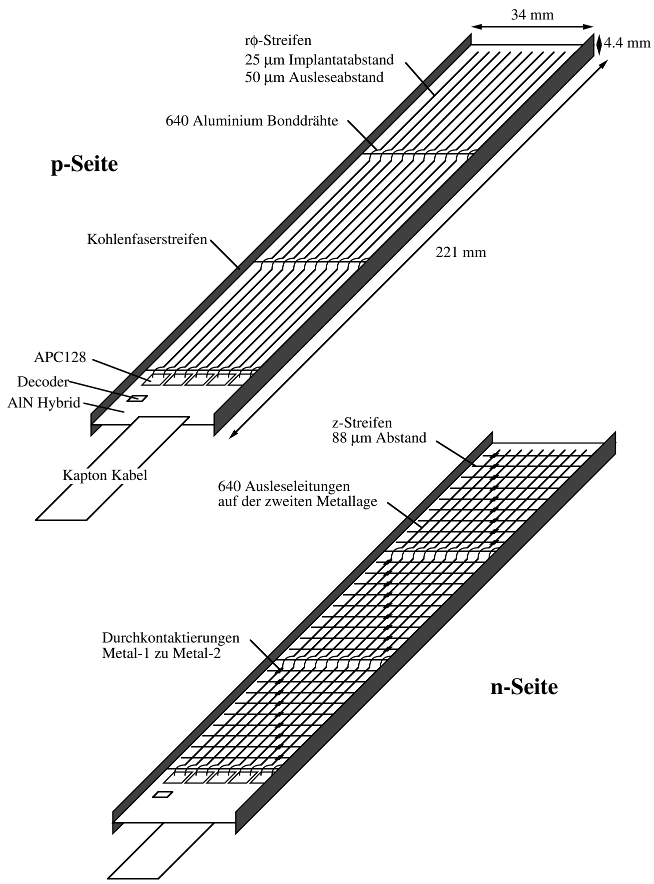

Abbildung 1.9: Schematische Darstellung einer Halbleiter des CST

bessere Fokussierung der Strahlen möglich und ermöglichen damit bei gleichen Strahlströmen eine höhere Luminosität.

Im Zuge des Luminositätsausbau bei HERA hat das Strahlrohr im H1-Experiment nun eine elliptische Form erhalten. Das hat zur Folge, dass der gesamte Vertexdetektor CST in eine neue geometrische Form gebracht werden muss. Abbildung 1.10 zeigt die neue Geometrie des CST im Schnitt. In der Mitte ist das elliptische Strahlrohr mit dem asymmetrisch liegenden Wechselwirkungspunkt dargestellt. Der äussere Kreis deutet den Innenradius der innersten Spurkammer (CIP, siehe 1.2.2) an. Der Leerraum zwischen CST und CIP wird mit einem Isolationsmaterial ausgefüllt, um den CST vor der Abwärme der Spurkammerelektronik zu schützen. Die Sensoren sind in der neuen CST Geometrie so ausgerichtet, dass ein vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen die Sensoren möglichst senkrecht durchfliegt.

Im Zuge des gesamten Umbaus des CST wurde auch die Ausleseelektronik des CST neu hergestellt. Da die ursprüngliche Ausleseelektronik Strahlenschäden zeigte, wurde die neue Elektronik in einer strahlenharten Technologie hergestellt. Die Entwicklung der strahlenharten Elektronik für den CST wird im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellt (siehe II).

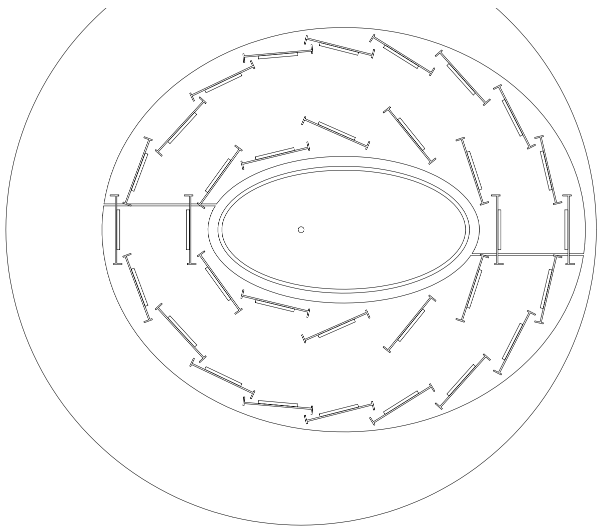

Abbildung 1.10: Die elliptische Geometrie des modifizierten CST 2000: In der Mitte ist das elliptische Strahlrohr mit dem asymmetrisch liegenden Wechselwirkungspunkt dargestellt.

Teil I

Untersuchung von Beauty-Ereignissen bei HERA anhand ihres myonischen Zerfalls

Kapitel 2

Photoproduktion von schweren Quarks

In diesem Kapitel werden zunächst die kinematischen Größen, die zur Beschreibung der ep-Streuung verwendet werden, vorgestellt (Abschnitt 2.1). Die Produktion schwerer Quarks erfolgt zum größten Teil in Photoproduktionsereignissen (Abschnitt 2.3) . Abschnitt 2.5 stellt die Vorhersagen zusammen, die sich aus Rechnungen in nächstführender Ordnung (NLO) für die Produktion von schweren Quarks ergeben. Der benutzte Ereignis-Generator wird in Abschnitt 2.6 vorgestellt.

2.1 Kinematische Beschreibung der ep-Streuung

Sogenannte harte Prozesse der Elektron-Proton-Streuung lassen sich in niedrigster Ordnung ($\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$) durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons beschreiben. Ein Prozess wird hart genannt, wenn er durch eine harte Skala — beispielsweise ein grosses Q^2, die Masse eines schweren Quarks oder große Transversalimpulse — charakterisiert ist. Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons unterscheidet man neutrale Ströme (Austausch eines Z^0-Bosons oder eines Photons) und geladene Ströme (Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons). Wegen der großen Masse der Z- und W-Bosonen ist bei der Energie des HERA-Beschleunigers der Photonaustausch dominierend.

Zur Beschreibung der inelastischen Streuung $ep \to eX$ haben sich die folgenden Größen als zweckmässig erwiesen:

- Das Quadrat der Schwerpunktenergie, welches durch den Impuls der ein-

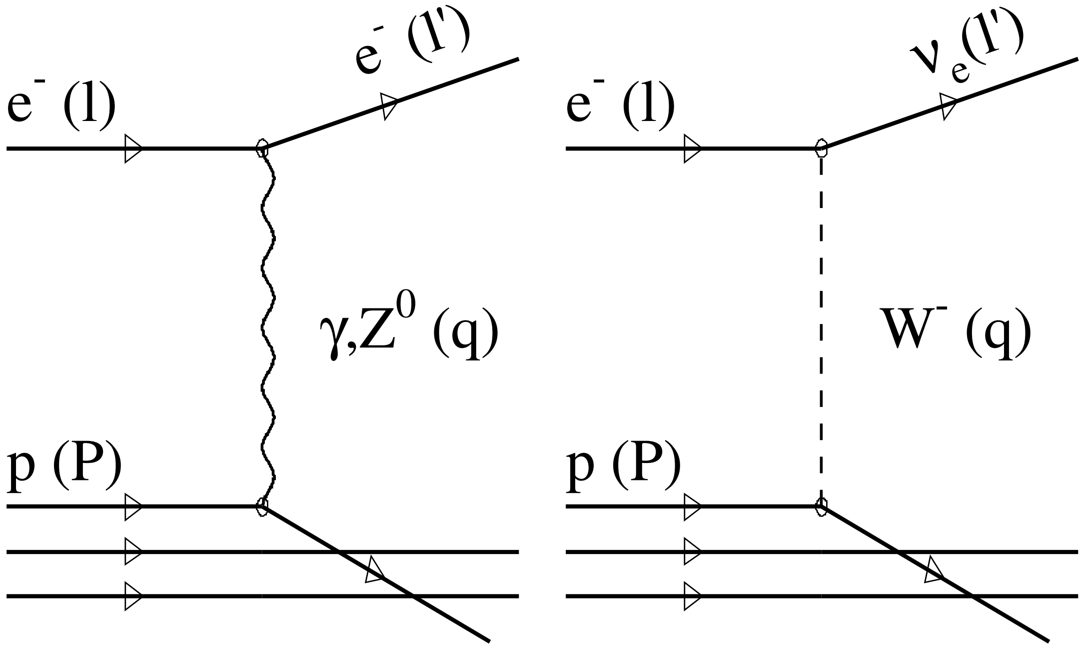

Abbildung 2.1: Die Feynman-Graphen der tiefunelastischen Streuung. Links der neutrale Strom mit Austausch eines Photons oder eines Z^0. Rechts der geladene Strom mit dem Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons

laufenden Teilchen festgelegt wird: [1]

$$s = (l + P)^2. \tag{2.1}$$

- Die negative Differenz der Viererverktoren des einlaufenden und des auslaufenden Leptons.

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2. \tag{2.2}$$

- Die dimensionslose Skalenvariable, das sogenannte Bjorken-x:

$$x = \frac{Q^2}{2(q \cdot P)}. \tag{2.3}$$

Anschaulich beschreibt x den Anteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons am Protonimpuls.

- Eine weitere Skalenvariable ist die Inelastizität y. Die Inelastizität y beschreibt, welchen Anteil seiner Energie das einlaufende Lepton abgibt.

$$y = \frac{q \cdot P}{l \cdot P}. \tag{2.4}$$

[1] Die Bedeutung der im folgenden verwendeten Variablen l, P, l', q ergibt sich aus Abbildung 2.1

Die Variablen Q^2, s, x, y sind nicht unabhängig voneinander. Vernachlässigt man die Massen der einlaufenden Teilchen so gilt die Beziehung:

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

Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ des Elektron-Proton-Systems liegt bei HERA fest (1998-2000: $\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_eE_p} \approx 318.4$ GeV), so dass durch Q^2 und y die Kinematik der Streuung vollständig beschrieben ist.

Q^2 und y lassen sich mit dem Streuwinkel $\Theta_{e'}$ und der Energie E'_e bestimmen (unter Vernachlässigung der Leptonmasse):

$$Q^2 = 2E_eE'_e(1+\cos\Theta_{e'}) = 4E_eE'_e\cos^2\frac{\Theta_{e'}}{2}. \tag{2.6}$$

Bestimmung von y anhand des Elektrons (y_e):

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\Theta_{e'}}{2}. \tag{2.7}$$

Wird das gestreute Elektron jedoch nicht im Detektor nachgewiesen, was gerade in Photoproduktion $Q^2 \to 0$ vorkommt, da der Streuwinkel des Elektrons nahe 180° ist (geringe Ablenkung des Elektrons) und das Lepton durch das Strahlrohr entwischt, so lässt sich die gesamte Kinematik auch durch den hadronischen Endzustand festlegen [2]. Nach Jacquet-Blondel [12] wird die Inelastizität aus den Energien und Impulsen aller im Endzustand auftretenden Hadronen bestimmt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i(E_i^h - p_{z_i}^h)}{2E_e}. \tag{2.8}$$

Um Teilchen im Endzustand zu beschreiben, wird neben Polarwinkel, Azimutwinkel und Transversalimpuls noch die Rapidität η^{rap} eingeführt:

$$\eta^{rap} = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z}. \tag{2.9}$$

Die Rapidität hat die vorteilhafte Eigenschaft, dass Rapiditätsdifferenzen $\Delta\eta^{rap} = |\eta_1^{rap} - \eta_2^{rap}|$ invariant sind unter Lorentztransformationen entlang der z-Achse. Da die Teilchenidentität und damit die zur Energie beitragende Masse nicht bekannt ist, behilft man sich häufig mit der Pseudorapidität η, die bei Vernachlässigung der Teilchenmassen gleich der Rapidität η^{rap} ist:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{p+p_z}{p-p_z}. \tag{2.10}$$

[2] Bei Ereignissen mit geladenem Strom ist das gestreute Lepton ein Neutrino, so dass man bei solchen Ereignissen ebenfalls auf die Methode nach Jacquet-Blondel zurückgreifen muss.

2.2 Tief-inelastische Streuung und Strukturfunktion

Ist der Streuprozess durch eine harte Skala charakterisiert, so lässt sich der Wirkungsquerschnitt der Streuung faktorisieren in sogenannte Strukturfunktionen, die die Partondichte im Proton beschreiben und in den Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau. Im Parton Modell interpretiert man inelastische Ereignisse als Streuung eines Eichbosons aus dem Photon an Konstituenten des Protons den sogenannten Partonen. Läuft die Streuung über den Austausch eine Photons oder eines Z^0-Bosons ab, so spricht man von neutralem Strom. Wird ein $W^{\pm}$-Boson ausgetauscht, so handelt es sich um geladenen Strom. In Darstellung 2.1 sind die Prozesse in niedrigster Ordnung dargestellt. Die Partondichten hängen in erster Ordnung nicht von der Art des betrachteten Prozesses ab, sondern sind eine Eigenschaft des Protons. Sie ergeben sich (bisher) nicht aus der Theorie sondern müssen experimentell bestimmt werden. Das Partonmodell sagt voraus, dass die Partondichte nur eine Funktion der dimensionslosen Variable x ist. Man spricht vom sogenannten Skalenverhalten.

Erweitert man das Partonmodell und berücksichtigt, dass Quarks Gluonen abstrahlen und diese wiederum Quark-Antiquarkpaaare bilden, so findet man, dass die Partondichten zusätzlich von Q^2 abhängen. Man spricht von Skalenverletzung. Die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion lässt sich im Modell der Quantenchromodynamik mathematisch beschreiben. Ist die Strukturfunktion für einen Q^2-Wert bekannt, so ist sie mit den sogenannten DGLAP Gleichungen [13, 14, 15] für andere Q^2-Werte berechenbar .

Es gibt verschiedene Ansätze mit verschiedenen Parametrisierungen der Partondichte im Proton (siehe Tabelle 2.1).

2.3 Photoproduktion

Wird ein Photon bei kleinem Impulsübertrag Q^2 ausgetauscht, so ist dieses Photon quasi reell. Man spricht von Photoproduktion. Die Elektron-Proton Streuung kann dann beschrieben werden durch den quasireellen Photonfluss aus dem Elektron und dem Photon-Proton- Wirkungsquerschnitt. Der Photonfluss wird in der Weizäcker Williams Näherung [16] berechnet als:

$$f_\gamma^e(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} - 2\frac{1-y}{y}\right]. \tag{2.11}$$

Der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung in Photoproduktion ist damit:

$$\sigma(ep \to Q\bar{Q}X) = \int f_\gamma^e(y)\sigma(\gamma p \to Q\bar{Q}X)dy. \tag{2.12}$$

In dieser Arbeit wird die Grenze für Photoproduktion mit $Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}$ gewählt. Bei dieser Wahl liefert die Weizäcker Williams Näherung einen Fehler von [17]: $\Delta f^e_\gamma / f^e_\gamma \approx 2.9\%$.

Neben der bisher betrachteten direkten Komponente zeigt das Photon auch eine innere Struktur. Das Photon fluktuiert in einen hadronischen Zustand (resolved photon). Ein Parton aus dem Photon wechselwirkt dann mit einem Parton aus dem Proton. Bei hadronischen Prozessen trägt nur ein Bruchteil x_γ der gesammten Photonenergie zum harten Subprozess bei. Daher zeigen Ereignisse mit hadronischem Photon eine andere Topologie als solche mit direktem Photon: Bei Ereignisse mit hadronischem Photon neigen die Endzustände aus dem partonischen Subsystem zu größeren Rapiditäten (die Teilchen fliegen stärker in Protonrichtung) als bei Ereignisse mit direktem Photon. Darüberhinaus entsteht bei Ereignissen mit aufgelöstem (hadronischen) Photon ein Photonrest (Photonremnant) der in Richtung des ursprünglichen Elektrons ($\Theta \approx 180°$) fliegt. x_γ kann aus den Jets eines Ereignisses nach folgender Formel ermittelt werden [18]:

$$x_\gamma = \frac{E_{T,jet1} \cdot e^{-\eta_{jet1}} + E_{T,jet2} \cdot e^{-\eta_{jet2}}}{2yE_{e,0}}. \tag{2.13}$$

Dabei beschreibt E_T die Transversalenergie der Jets, η deren Rapidität und $E_{e,0}$ die Energie des einlaufenden Elektronstrahls.

Die hadronische Komponente des Photons wird durch eine Photonstrukturfunktion beschrieben. Eine gebräuchliche Parametrisierung der Photonstrukturfunktion, die die Messungen des H1-Experimentes gut beschreibt ist GRV-HO [19, 20].

2.3.1 Die Erzeugung schwerer Quarks, Boson-Gluon-Fusion

In Lepton-Proton-Streuung ist der dominierende Prozess zur Erzeugung schwerer Quarks die Boson-Gluon-Fusion (BGF): $\gamma + g \to Q\bar{Q}$. Q bezeichnet hier ein schweres Quark. Bei der Boson-Gluon-Fusion strahlt das Elektron ein Photon ab, das mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt. Dieser Prozess ist in Darstellung 2.2 gezeigt. Die hadronische Komponente des Photons liefert weitere Beiträge zur Produktion von schweren Quarks, indem ein Parton aus dem Photon mit einem Konstituenten des Protons wechselwirkt: $g+g \to Q\bar{Q}$ und $q+\bar{q} \to Q\bar{Q}$. Bei HERA-Energien trägt die hadronische Komponente des Photons etwa 20% des Gesamtwirkungsquerschnitt der Produktion schwerer Quarks bei (siehe Tabellen 2.1 und 2.2). Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion leichter Quarks wird bei HERA dominiert durch den hadronischen Anteil ($\approx 85\%$).

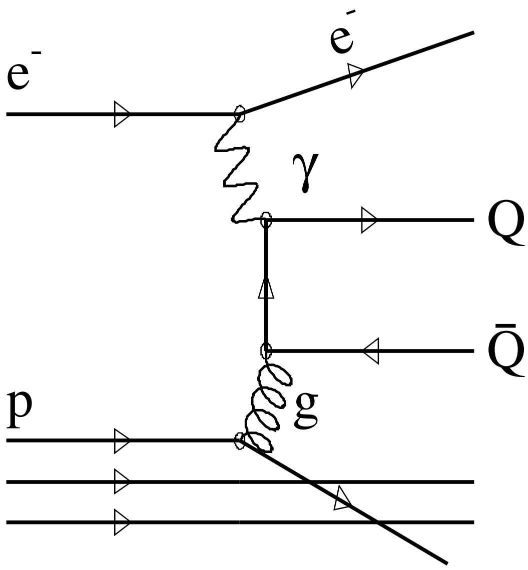

Abbildung 2.2: Das Feynman-Diagramm der Boson-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung. Der gekreuzte Graph ist nicht dargestellt.

2.4 Fragmentation

Aus den schweren Quarks werden in einem *Fragmentation* genannten Prozess Hadronen gebildet. Dabei handelt es sich um langreichweitige Prozesse, bei denen die effektive Koppelung groß wird und die daher störungstheoretisch nicht behandelt werden können. Ein grundlegendes Verständnis der Fragmentation in der Theorie fehlt bisher. Daher werden phänomenologische Ansätze gemacht.

Im Lund Fragmentations Modell [21] sind die Quarks durch Strings, die das Farbfeld beschreiben, miteinander verbunden. Die Energiedichte entlang des Strings wird als uniform angenommen, so dass man ein linear steigendes Potential erhält (*confinement*). Mit wachsendem Abstand der auseinanderfliegenden Quarks steigt die Energie des Strings. Überschreitet die Energie des Strings einen bestimmten Wert, so bricht der String unter Erzeugung eines Quark-Antiquark Paars $q\bar{q}$ auf. Dies geschieht bis die Energie des Strings nicht mehr zur Bildung eines $q\bar{q}$-Paares ausreicht. Die aus den Strings entstandenen Quarks und Antiquarks bilden mit den schweren Quarks Hadronen.

Zur Bestimmung der Energie und des longitudinalen Impulses des entstandenen Mesons $Q\bar{q}$ bleibt in diesem Modell eine unabhängige Variable z:

$$z = \frac{E_{Q\bar{q}} + p^{||}_{Q\bar{q}}}{E_Q + P_Q}. \tag{2.14}$$

Diese Variable gibt den Anteil vom Quarkimpuls an, den der Mesonimpuls in Richtung des Quarks erhält. Eine Fragmentationsfunktion $f(z)$ beschreibt mit welcher Wahrscheinlichkeit ein z gewählt wird. Soll der Fragmentationsprozess unabhängig vom Anfangsquark (Q oder $\bar{Q}$) gleich aussehen, so erhält man die symmetrische Lund Fragmentations Funktion:

$$f(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_\beta} \exp\left(-\frac{bm_t^2}{z}\right). \tag{2.15}$$

Die Exponenten a_α,a_β und b sind experimentell zu bestimmende Faktoren und $m_t = \sqrt{m_Q^2 + p_T^2}$ ist die transversale Masse des Quarks, die sich aus der Quarkmasse und dem Transversalimpuls des Quarks berechnet. Lund Fragmentation wird in JETSET [22] benutzt.

Die Fragmentation schwerer Quarks wird häufig auch mit der Peterson Funktion [23] beschrieben.

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2}. \tag{2.16}$$

Dabei ist ϵ_Q ein freier Parameter, der vom Flavour des betreffenden Quarks abhängt. ϵ_Q wurde durch Anpassung an Daten von e^+e^--Experimenten ermittelt (siehe [24] und dort angegebene Quellen). Bei HERA-Energie verwendet man $\epsilon_b \approx 0.006$ und $\epsilon_c \approx 0.078$. Die Motivation dieses Parameters besteht darin, dass der Impuls des schweren Quarks Q durch das Hinzufügen eines leichten Quarks q nur unwesentlich verändert wird. Peterson Fragmentation wird in den NLO QCD Rechnungen des Abschnittes 2.5 verwendet.

2.5 Vorhersagen der Rechnungen

Um den Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to Q\bar{Q}X)$ nach Gleichung 2.12 zu berechnen, muss der Photoproduktionswirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \to Q\bar{Q}X)$ berechnet werden. Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt ergibt sich nach [25]:

$$\begin{aligned} d\sigma^{(\gamma p)}(P_\gamma, P_p) = &\sum_j \int dx_j f_j^{(p)}(x_j, \mu_f) d\hat{\sigma}_{\gamma j}(P_\gamma, x_j P_p, \alpha_s(\mu_r), \mu_r, \mu_F, \mu_\gamma) + \\ &\sum_{ij} \int dx_j dx_i f_i^{(\gamma)}(x_i, \mu_\gamma) f_j^{(p)}(x_j, \mu_{f'}) d\hat{\sigma}_{ij}(x_i P_\gamma, x_j P_p, \alpha_s(\mu'_r), \mu'_r, \mu'_F, \mu_\gamma) \end{aligned} \tag{2.17}$$

Der erste Summand beschreibt dabei den Anteil mit direktem Photon, während der zweite Summand den Anteil mit hadronischem Photon beschreibt. Hierbei sind

- P_γ, P_p die Impulse von Photon und Proton,
- x_j der Impulsanteil, den das Partons aus dem Proton erhält,
- x_i der Impulsanteil des Partons aus dem Photon,
- $f_i^{(\gamma)}, f_j^{(p)}$ die Partondichten von Photon und Proton.

- $\hat{\sigma}_{ij}$ beschreibt den partonischen Wirkungsquerschnitt bei der Kollision eines Partons i aus dem Photon mit einem Parton des Types j aus dem Proton ein schweres Quark Q zu produzieren $i + j \to Q\bar{Q}X$.
- $\hat{\sigma}_{\gamma j}$ beschreibt den partonischen Wirkungsquerschnitt bei der Kollision eines Photons mit einem Parton des Types j aus dem Proton: $\gamma + j \to Q\bar{Q}X$ bei den Skalen μ_r, μ_f und μ_γ.
- μ_r und μ'_r sind die Renormalisierungsskalen auf der Protonseite für den direkten Prozess (μ_r) und den Prozess mit aufgelöstem Photon (μ'_r).
- μ_F und μ'_F sind die Faktorisierungsskalen auf der Protonseite.
- μ_γ ist die Faktorisierungsskala am Vertex der Photonseite. Die Aufteilung des Produktionswirkungsquerschnitts in einen direkten Anteil und einen hadronischen Anteil ist nicht eindeutig und hängt von μ_γ ab.
- α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

Die Grösse der berechneten partonischen Wirkungsquerschnitte $\hat{\sigma}_{ij}$ und $\hat{\sigma}_{\gamma j}$ hängt von der Masse ab, die man dem zu produzierenden schweren Quark zuordnet. Desweiteren hängen die partonischen Wirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie des Beschleunigers $\sqrt{s}$ ab, denn die partonische Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ muss größer sein als zweimal die Masse des zu produzierenden Quarks: $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i x_j s} > 2m_b$.

Anteil der Prozesse mit direktem Photon							
	Standard	μ_r		μ_f		m_b [GeV]	
	Werte	$m_b/2$	$2m_b$	$m_b/2$	$2m_b$	4.5	5.0
MSRA	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	4.326

Anteil der hadronischen Komponente des Photons (Proton MRSA)									
	Standard	μ'_r		μ'_f		μ_γ		m_b [GeV]	
	Werte	$m_b/2$	$2m_b$	$m_b/2$	$2m_b$	$m_b/2$	$2m_b$	4.5	5.0
GRV-HO	1.115	1.510	0.851	1.077	1.146	1.018	1.177	1.408	0.892

Tabelle 2.1: In NLO berechneter Beauty-Wirkungsquerschnitt für ep-Streuung bei einer Schwerpunktenergie von 314 GeV aus [26], Werte in nb. Die Standardwerte sind $m_b = \mu_r = \mu'_r = \mu_f = \mu'_f = \mu_\gamma = 4.75\,\text{GeV}$

	$\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$	$\sqrt{s} = 318\,\mathrm{GeV}$	
Proton PDF	MRSG	MRSG	CTEQ4L
	(dir/hadr.) Summe	(dir./hadr.) Summe	(dir./hadr.) Summe
Total $\sigma(ep \to b\bar{b})$	(4.48/1.00) 5.48	(4.99/1.19) 6.18	(5.78/1.21) 6.99
kinematische Schnitte durch den Elektrondetektor			
$Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ $0.3 < y < 0.65$	- -	(0.709/0.119) 0.83	(0.820/0.137) 0.96
Myonischer Zerfall $\sigma(ep \to b\bar{b} \to \mu X)$			
Myon mit: $35° < \theta_\mu < 130°$ $p_{t,\mu} > 2\,\mathrm{GeV}$	- -	(0.0158/0.001) 0.0168	(0.0182/0.0012) 0.0193
Erweiterter kinematischer Bereich			
$Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ $0.1 < y < 0.8$	(2.30/0.593) 2.89	(2.478/0.661) 3.14	(2.904/0.753) 3.66
Myonischer Zerfall $\sigma(ep \to b\bar{b} \to \mu X)$			
Myon mit: $35° < \theta_\mu < 130°$ $p_{t,\mu} > 2\,\mathrm{GeV}$	(0.049/0.0047) 0.0536	(0.0531/0.0051) 0.0583	(0.061/0.0058) 0.0676

Tabelle 2.2: Berechnung des Wirkungsquerschnitt für ep-Streuung mit FNMR (NLO) nach [27], Werte in nb. Masse, des b-Quarks = 4.75 GeV. Die Schnitte verstehen sich kumulativ. Die Werte für $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$ entsprechen [28]. Die benutzte Parametrisierung der Photonstruktur ist GRV-HO. Die Fragmentation des b-Quarks erfolgte mit Peterson [23] ($\epsilon = 0.006$). Die Anforderungen an das Myon werden im Verlaufe der Arbeit erläutert.

Verschiedene Rechnungen versuchen den totalen Wirkungsquerschnitt für $ep \to b\bar{b}X$ vorherzusagen [29, 30, 31, 26]. Die Ergebnisse aus [26] sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Verschiedene Parametrisierungen der Proton- und der Photonstruktur sowie Variationen der b-Masse beeinflussen das Ergebnis. Verschiedene Wahlen der Faktorisierungsskala μ_f und der Renormalisierungsskala μ_f verändern den aus der Rechnung resultierenden Wirkungsquerschnitt ebenfalls. Der zentrale Wert des totalen Wirkungsquerschnitt ($ep \to b\bar{b}X$) der Tabelle 2.1 liegt bei etwa 6 nb, die Extremwerte bei 4.8 nb und 7.8 nb.

In Tabelle 2.2 ist die QCD-Rechnung von C. Grab [27] in nächstführender Ordnung nach [26] ausgeführt worden für Schwerpunktsenergien von 300 GeV (HERA-Energie im Zeitraum 1994-1997) und 318.4 GeV (HERA-Energie 1998-2000). Die Masse des Beauty-Quarks wurde als $m_b = 4.75\,\mathrm{GeV}$ angenommen. Es wurde die Protonstrukturfunktionen MRSG [32] und CTEQ 4L [34, 35] benutzt sowie die Photonstrukturfunktion GRV-HO [19, 20] verwendet.

Die in dieser Arbeit benutzten kinematischen Schnitte ($Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2, 0.3 < y < 0.65$) beziehungsweise ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2, 0.1 < y < 0.8$) wurden angelegt.

Die Fragmentation des b-Quarks erfolgte mit Peterson [23] und $\epsilon_b = 0.006$. Anschliessend wurde ermittelt welcher Anteil der b-Quarks beim Zerfall in ein Myon im Zentralbereich $35° < \theta_\mu < 130°$ mit einem Transversalimpuls $p_{t,\mu}$ größer als 2 GeV zerfallen. Dieser Wirkungsquerschnitt ist die Vorhersage der NLO-QCD-Rechnung für den in Kapitel 6 gemessenen sichtbaren Wirkungsquerschnitt.

2.6 Monte-Carlo Ereignisgenerator und Simulation

Theoretische Modelle beschreiben typischerweise nur bestimmte Teile der Vorgänge in der ep-Streuung. Um die experimentellen Befunde mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, bedient man sich sogenannter Monte Carlo Simulationen.

Ereignis Generator

Der Generator beschreibt mit Hilfe der Partondichte des Protons und der Strukturfunktion des Photons den harten Subprozess, in dem Quarks entstehen. Anschliessend beschreibt er mit phänomenologischen Modellen die Fragmentation der Quarks zu Hadronen. Diese wiederum zerfallen, sofern sie nicht stabil sind, und bilden die Endzustandsteilchen. Der Generator liefert als Ergebnis die Viererimpulse aller stabilen Teilchen.

Simulation des Detektors

Im nächsten Schritt wird die Detektorantwort modelliert. Für jedes generierte Teilchen werden die Signale der einzelnen Detektorkomponenten simuliert (H1SIM). Hier geht die geometrische Akzeptanz und die Effizienz des Detektors ein. Nur mit dieser Information lassen sich Wirkungsquerschnitte ermitteln.

Rekonstruktion

Die in der Simulation vorhergesagten Detektorsignale durchlaufen nun das exakt gleiche Rekonstruktionsprogramm, das auch für echte Detektorsignale verwendet wird.

Ereignisgenerator AROMA 2.2

Der Ereignisgenerator AROMA 2.2 [33] simuliert die Produktion schwerer Quarks durch Boson-Gluon-Fusion. Die elektroschwache Struktur der Wechselwirkung und die Quarkmassen werden berücksichtigt. Der harte Subprozess wird in führender Ordnung (α^2, α_s) sowohl für Photoproduktion als auch für tief-inelastische Streuung berechnet. Korrekturen der Ordnung (α^2, α_s^2) werden durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt. Partonabstrahlung des am harten Subprozesses teilnehmenden Gluons wird von AROMA simuliert. Ebenso wird Gluon-Bremsstrahlung der erzeugten Quarks durch Parton-Schauersimulation berücksichtigt.

Die Autoren des Generators erwarten, dass die Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen der generierten Quarks die Wirklichkeit gut beschreiben, die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts jedoch unterschätzt wird.

AROMA bietet die Möglichkeit verschiedene Protonstrukturfunktionen zu benutzen. Die Monte Carlo Daten, die in dieser Arbeit benutzt werden, wurden mit der PDF CTEQ4L-LO [34, 35] generiert.

Hadronische Prozesse mit aufgelöstem Photon werden in AROMA nicht berücksichtigt.

Der aus mehreren Partonen bestehende Endzustand der Boson-Gluon-Fusion wird durch den Proton-Rest ergänzt. Die nun vorliegenden Partonen werden mit dem Programm Jetset7.4 [22] hadronisiert.

2.7 Physik jenseits des Standardmodells

Trotz der bisher hervorragenden experimentellen Bestätigung des Standardmodells stellt sich die Frage nach einer Erweiterung dieses Modells, die beispielsweise die Anzahl der Generationen erklärt und die Teilchenmassen erklärt. Desweiteren wird die große Zahl der freien Parameter des Standardmodels (mindestens 19) häufig als unschön empfunden.

Eine neue erweiterte Theorie sollte das bislang so überaus erfolgreiche Standardmodell als niederenergetischen Grenzfall enthalten.

Die bevorzugte Erweiterung des Standardmodells sind supersymmetrische Ansätze (SUSY): Zu jedem bekannten Fermion wird ein bosonisches Partnerteilchen postuliert, jedes bekannte Boson hat ein supersymmetrisches Fermion als Partner. Squarks mit Spin 0 sind die postulierten supersymmetrischen Partner der bekannten Standardmodell-Quarks.

Man unterscheidet zwischen supersymmetrischen Theorien, die die R-Parität erhalten, und R-Parität verletzenden Theorien. Die R-Parität ist definiert als:

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}. \tag{2.18}$$

S ist der Spin, B die Baryonzahl und L die Leptonzahl eines Teilchens. Für die bekannten Teilchen ist $R_p = 1$, SUSY-Teilchen erhalten $R_p = -1$. Ist die R-Parität erhalten, so können SUSY-Teilchen nur in Paaren erzeugt werden (z.B. $g + \gamma \to \tilde{Q}\tilde{\bar{Q}}$)[3] und das leichteste SUSY-Teilchen wäre stabil. R-Parität verletzende Theorien haben diese Einschränkung nicht.

Zahlreiche SUSY-Szenarien sagen Phänomene voraus, die bei den mit Beschleunigern heute erreichbaren Schwerpunktenergien (oder noch häufiger bei leicht höheren Energien) im Experiment sichtbar werden sollten.

[3] $\tilde{}$ bezeichnet ein supersymmetrisches Teilchen, $\tilde{Q}$ ist also der supersymmetrische Partner eines Quarks, ein Squark.

Kapitel 3

Einführung in diese Analyse

3.1 Messergebnisse im Beautysektor

3.1.1 Der Wirkungsquerschnitt für offene Beauty-Produktion bei HERA

H1

Die H1 Kollaboration hat den Wirkungsquerschnitt für Beauty-Produktion in Elektron-Proton-Kollisionen gemessen [36, 28, 37]. Die Methode der Messung entspricht der Methode dieser Analyse (siehe Abschnitt 3.3).

Dabei ergibt sich für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300\,\text{GeV}$ ein sichtbarer Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(ep \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow \mu X') = 0.176 \pm 0.016(stat.)^{+0.026}_{-0.017}(syst.)$ nb.

Die Rechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitt in NLO QCD ergibt einen Wert von $\sigma_{vis}(ep \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow \mu X') = 0.054 \pm 0.009$ nb (siehe Tabelle 2.2). Dieser Wert liegt deutlich unter dem Messwert.

Eine zweite unabhängige Analyse bei H1 bestätigt, dass der gemessene Wirkungsquerschnitt deutlich über dem in NLO errechneten liegt [38] und erweitert die Analyse auf Beautyproduktion in tiefunelastischen Ereignissen [39].

Zeus

Eine ähnliche Analyse, wie die in Abschnitt 3.1.1 vorgestellte , ist auch von der Zeus Kollaboration durchgeführt worden. Dort wird der gemessene Wirkungsquerschnitt in einen größeren kinematischen Bereich extrapoliert und erst dann mit einer NLO Rechnung verglichen. Der extrapolierte Messwert lautet $\sigma_{ext}(ep \rightarrow b\bar{b}X) = 4.3 \pm 1.2(stat.)^{+2.6}_{-1.8}(syst.)^{+0.3}_{-0.5}(ext.)$ nb während der angegebene NLO Wert bei ungefähr 1.2 nb liegt. Auch hier liegt der Messwert über dem Wert der NLO Rechnung. Die gesamte Analyse wird in [40] beschrieben. Abbildung 3.1 fasst die bei HERA durchgeführten Messungen des Beauty Pro-

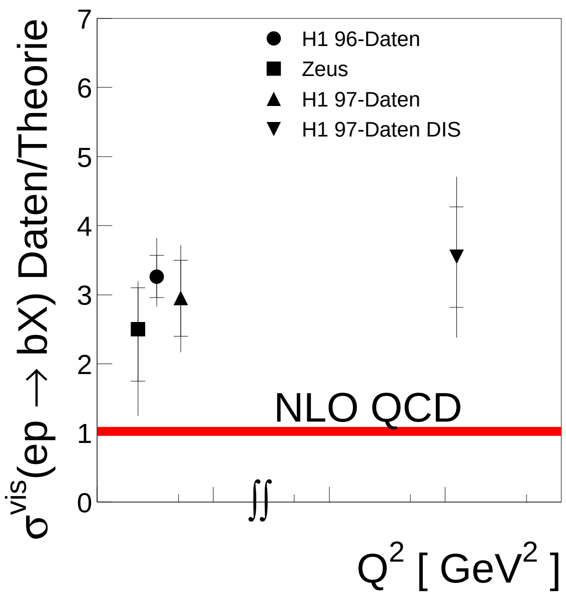

Abbildung 3.1: Abweichung des sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \rightarrow \bar{b}bX \rightarrow \mu X')$ von NLO-Rechnungen bei HERA. Der Punkt gibt das Ergebnis von [36, 28] wieder. Die Dreiecke sind das Ergebnis von [38, 39], Das Quadrat stellt das Ergebnis einer Zeusanalyse [40] dar.

duktionswirkungsquerschnitts zusammen.

3.1.2 Wirkungsquerschnitt für Beauty Produktion in zwei Photon-Kollisionen bei LEP

Bei LEP werden Zwei-Photonkollisionen beobachtet. Das sind solche Ereignisse, bei denen beide Leptonen ein Photon abstrahlen. Diese Photonen können ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Der gemessenen Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von $c\bar{c}$-Ereignissen ist in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage aus NLO-Rechnungen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt für Beautyproduktion hingegen liegt deutlich über dem Wert, den NLO-Rechnungen ergeben [41, 42].

3.1.3 Der Wirkungsquerschnitt für Beauty-Produktion am Tevatron

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Beauty-Quarks ist am Tevatron sowohl vom D0- als auch vom CDF-Experiment in Proton-Antiproton- Kollisionen bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$ gemessen worden. Die Messwerte beider Experimente sowie die Ergebnisse verschiedener unabhängiger

Analysen zeigen gute Übereinstimmung. Abbildung 3.2 aus [43] zeigt die gemessenen Beauty-Wirkungsquerschnitte aus Analysen, bei denen Beauty-Ereignisse anhand von Myonen identifiziert werden, als Funktion des Transversalimpuls p_T dieser Myonen. Die Größe y beschreibt hier die Rapidität. Es wird gefordert, dass der b-Jet im Zentralbereich gefunden wird $|y^b| < 1$.

Die NLO Rechnung für die Produktion von Beauty am Tevatron sagt einen deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt voraus. Eine Zusammenstellung der Tevatronergebnisse findet sich in [43].

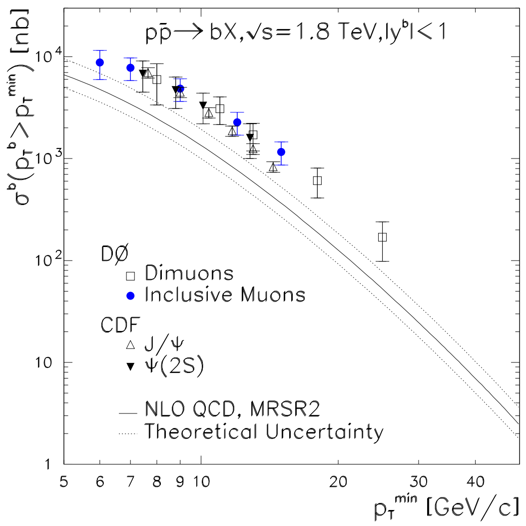

Abbildung 3.2: Messungen des inklusiven Beauty-Wirkungsquerschnitts bei Tevatron (aus [43])

3.1.4 Jets mit schweren Quarks, die in Verbindung mit W-Bosonen am Tevatron produziert werden

In $\bar{p}p$-Kollisionen bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 1.8\,\text{TeV}$ untersucht die CDF-Kollaboration Ereignisse in denen ein W-Boson und Jets gefunden werden [44]. W-Bosonen werden durch ein isoliertes Lepton mit hohem p_T ($p_T > 20\,\text{GeV}$) und fehlende Transversalenergie ($\not{E}_T > 20\,\text{GeV}$) identifiziert. Jets mit schweren Quarks werden angereichert, indem entweder ein Sekundärvertex gefordert wird oder ein Lepton in einem Jet ($p_T > 2\,\text{GeV}$) gefunden wird. Sogenannte Supertag-Ereignisse sind solche Ereignisse, in denen ein Jet sowohl einen Sekundärvertex als auch ein Lepton aufweist. Aus bekannten Standard Modell Prozessen werden 4.4 ± 0.6 Supertag-Ereignisse erwartet, wohingegen CDF 13 findet. Aus einer kombinierten Analyse der Verteilungen von 9 kinematischen Variablen, die die Ereignisse beschreiben, folgert die CDF-Kollaboration, dass die Wahrscheinlichkeit, dass die Ereignisse mit dem Standardmodell vereinbar sind, $\mathcal{O} \approx 10^{-5}$ ist (Abweichung $> 4\,\sigma$) [45].

In [46] wird der beobachtete Überschuss erklärt, indem ein skalares Quark mit Ladung -1/3 angenommen wird. Desweiteren wird angenommen, dass das

Squark (der supersymmetrische Partner des Beauty-Quark wird als Kandidat betrachtet) in ein Eichfermion χ mit $\chi \to l\tilde{\nu}$ und ein Quark zerfällt.

3.1.5 Unerklärter Untergrund bei der Suche nach den seltenen Zerfällen $B^+ \to \mu\mu K^+$ und $B^0 \to \mu\mu K^{*0}$ im CDF-Experiment am Tevatron

Die CDF Kollaboration hat nach seltenen Zerfällen von B-Mesonen in zwei Myonen und ein Kaon gesucht. Die B-Ereignisse werden durch die Forderung nach einem deutlichen Sekundärvertex selektiert. Der Untergrund aus dem resonanten Zerfall $B^+ \to J/\Psi \quad K \to \mu\mu K$ wird unterdrückt, indem gefordert wird, dass die invariante Masse der Myonkandidaten ausserhalb des J/Ψ-Massenfenster liegt.

Die Analyse liefert eine neue obere Grenze für die betrachteten Zerfälle.

Allerdings werden im Seitenband unterhalb des Massenfensters des B-Mesons mehr Ereignisse gefunden, als sich mit dem Standardmodell erklären lassen: "The non-resonant excess below the B signal region is not understood" [47]. Standardmodellprozesse erlauben es, etwa 30 Prozent des beobachteten Untergrunds zu erklären [48].

Um diesen Untergrund zu erklären, bedarf es Ereignisse, die wie Beauty-Ereignisse aussehen und zwei Myonen sowie mindestens ein weiteres geladenes Teilchen liefern.

3.1.6 Beobachtung von Ereignissen mit isoliertem hochenergetischen Lepton und fehlendem Transversalimpuls mit dem H1-Detektor bei HERA

Bei H1 werden Ereignisse mit unbalanciertem Transversalimpuls und hochenergetischen Myonen, die deutlich isoliert von den restlichen Teilchen des Ereignisses sind, detektiert. Die kinematischen Eigenschaften der beobachteten Myonereignisse sind atypisch für Standardmodellereignisse [49].

So zeigen die Ereignisse eine P_T^X-Verteilung, wie sie aus dem Standardmodell nicht erwartet wird. Hierbei ist P_T^X die Transversalkomponente der Vektorsumme aller Energiebeiträge, die im Kalorimeter gemessen werden ohne die Energiedeposition, die dem isolierten Lepton zugeordnet wird. Die gemessenen P_T^X-Werte zeigen höhere Werte, als aus dem Standardmodell erwartet.

Ein Erklärungsansatz, für die beobachteten Ereignisse, ist die Annahme, dass die Ereignisse erste Hinweise auf neue physikalische Phänomene sind: In einer Elektron-Quark-Kollision wird ein einzelnes supersymmetrische skalares $\tilde{t}$-Quark erzeugt. Dieses zerfällt in ein W-Boson und ein Sbottom-Quark $\tilde{b}$. Das W-Boson wiederum zerfällt in ein (vom Rest des Ereignisses) isoliertes Lepton und ein nicht messbares Neutrino. Das Sbottom-Quark erzeugt beim Zerfall einen Jet.

Nimmt man ein leichtes Sbottom-Quark an, so ergibt sich ein hohes P_T^X für diese Ereignisse. Der Prozess ist schematisch in Abbildung 3.3 gezeigt.

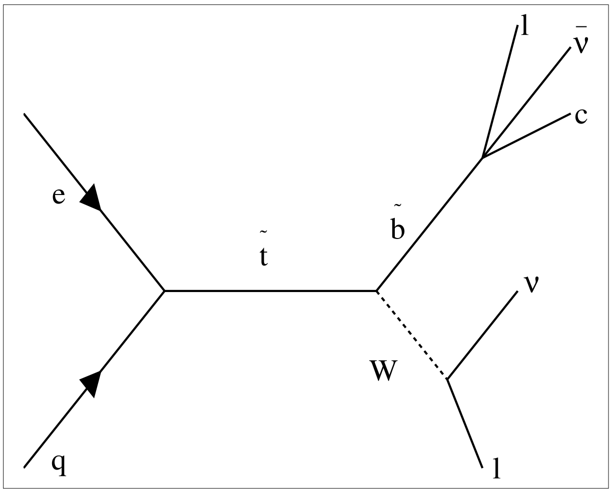

Abbildung 3.3: Feynmangraph der hypothetischen Produktion eines einzelnen "Stop-Quarks" und des anschliessenden Zerfalls.

3.1.7 Neuinterpretation des Ergebnisses der R Messung mit dem Mark1 Experiment

Die MarkI Kollaboration hat bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 5\,\mathrm{GeV} - 8\,\mathrm{GeV}$ das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte für Hadronproduktion und Myonproduktion in Elektron-Positron Kollisionen gemessen:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \to Hadronen)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}. \tag{3.1}$$

In [50] nehmen die Autoren eine Reinterpretation der MarkI Daten vor: Die erhaltenen Messwerte für $R(s)$ liegen deutlich über den Werten, die man für die fünf leichten Standardquarks u,d,s,c,b erwartet. Fügt man jedoch noch ein weiteres Quark mit Spin 0 und der Ladung $-\frac{1}{3}$ hinzu, so lassen sich die Messwerte erklären. Das angenommene hypothetische skalare Quark sollte eine Masse von $3.5\,\mathrm{GeV} - 3.7\,\mathrm{GeV}$ aufweisen.

3.2 Die Motivation dieser Analyse

Die augenfälligen und vielfältigen Abweichungen der theoretischen Vorhersagen von den Messergebnissen, die in den Abschnitten 3.1.1 bis 3.1.7 vorgestellt wurden, lassen es sinnvoll erscheinen, denn Beautysektor möglichst umfassend zu untersuchen.

Die beobachteten Phänomene legen es nahe, besonderes Augenmerk auf Beauty Ereignisse zu legen, die myonisch zerfallen. Die Ergebnisse aus Ereignissen mit einem Myon lassen sich den Ergebnisse aus zwei Myonereignissen gegenüberstellen, die zum Verständnis der myonischen Ereignisse beitragen können.

Daher werden in dieser Arbeit Ereignisse mit einem Myon (Kapitel 6) und solche mit zwei Myonen (Kapitel 7) untersucht und gegenübergestellt.

3.2.1 Annahme eines Sbottom-Quarks

In der Interpretation der Ergebnisse Abschnitt 3.1.4 und Abschnitt 3.1.7 nehmen die CDF-Kollaboration beziehungsweise S. Pacetti und Y. Srivastava explizit Bezug auf die Annahme eines weiteren Beauty-ähnlichen Teilchens, das myonisch zerfällt: neues Teilchen $\rightarrow \mu X$.

Daher wird an dieser Stelle ein Szenario vorgestellt, in dem es neben dem Beauty-Quark noch ein weiteres Teilchen gibt, dessen Masse nahe der b-Quark Masse liegt und das im Folgenden Sbottom genannt wird. Supersymmetrische Theorien erlauben ein leichtes Sbottom-Quark und auch experimentell ist es nicht ausgeschlossen [51, 52]. Es wird angenommen, dass das Sbottom vermittels eines (supersymmetrischen) Eichfermions $\tilde{\chi}$ in ein Charm-Quark und ein Myon sowie ein Sneutrino ($\chi \rightarrow l\tilde{\nu}$) zerfällt. Der Zerfall wird in Abbildung 3.4 dargestellt.

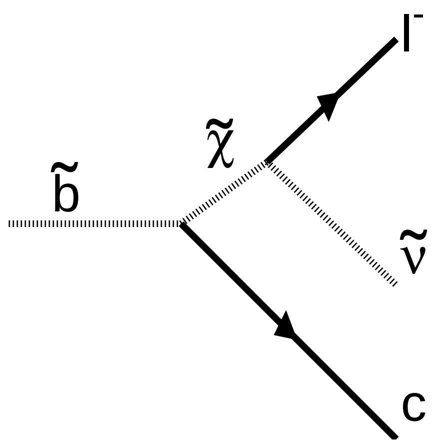

Abbildung 3.4: Feynmangraph des Sbottom Zerfalls.

Ein supersymmetrischen Sbottom-Quark $\tilde{b}$, könnte bei HERA wie ein konventionelles Beauty-Quark als Sbottom-Antisbottom-Paar $\tilde{b}\bar{\tilde{b}}$ in Boson-Gluon-Fusion erzeugt werden. Der Produktionswirkungsquerschnitt für Sbottom wurde in führender Ordnung für ep-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318.4\,\mathrm{GeV}$ ausgerechnet. Das Ergebnis in Abhängigkeit von der angenommenen Masse des Sbottom-Quarks zeigt Abbildung 3.5. Ferner wird angenommen, dass das Sbottom-Quark zu 50% myonisch und zu 50% elektronisch zerfällt. Dies bedeutet aber, dass sich das geschilderte Sbottomszenario, in einer größere Anzahl von zwei-Myonenereignissen relativ zu den ein Myonereignissen niederschlagen würde: $(N^{\mu\mu}/N^{\mu})_{sbottom} > (N^{\mu\mu}/N^{\mu})_{SM}$.

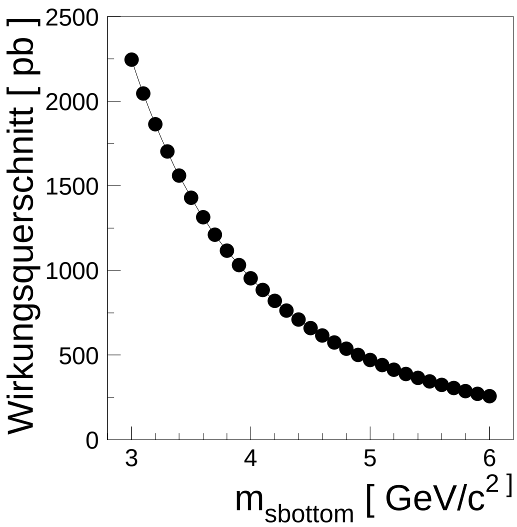

Abbildung 3.5: Produktionswirkungsquerschnitt für Sbottom in Abhängigkeit von der Sbottommasse

3.3 Analysemethode

Um Ereignisse mit Beauty (oder Sbottom) zu selektieren, werden Ereignisse mit zwei Jets und mindestens einem Myon in einem der Jets gesucht. Die Beauty-Ereignisse werden mit einer statistischen Methode vom Untergrund der Charm tragenden und der leichten (u,d,s -) Jets getrennt. Dazu wird der Transversal-Impuls des Myonkandidaten bezüglich der Thrustachse des zugehörigen Jets gebildet. Dieser Transversal-Impuls $p^{\mu}_{T,rel}$ ist eine lorentzinvariante Größe bezüglich eines Boosts entlang der Thrustachse. Er ist ein Maß für die Masse des primären Quarks beziehungsweise für die Masse des Hadrons, dass dieses primäre Quark gebildet hat[1]. Die Größe $p^{\mu}_{T,rel}$ ist schematisch in Abbildung 3.6 erläutert.

Da das Beauty-Quark eine bedeutend höhere Masse hat als Charm-Quarks und u,d,s-Quarks, weisst die $p^{\mu}_{T,rel}$-Verteilung von Myonen aus Beauty-Ereignissen im Durchschnitt höhere Werte auf, sie ist “härter”. Die Form des $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrums für Beauty-Ereignisse und für Charm-Ereignisse wird aus einer MC-Simulation bestimmt. Der Beitrag von u,d,s-Ereignissen zum $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum wird direkt anhand der Daten bestimmt. Die Vorgehensweise dafür wird in Abschnitt 4.3 erläutert.

An das gemessene $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der Myonenkandidaten in zwei Jet-Ereignissen werden die $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektren für Beauty- und Charm-Ereignisse angepasst. Der Anteil der u,d,s Ereignisse bleibt dabei fest. Aus diesem kombinierten Fit lässt sich die Anzahl der Beautyereignisse, die man gefunden hat, bestimmen. Das Ergebnis wird mit der in führender Ordnung erwarteten Zahl an Ereignissen verglichen.

In der selektierten Menge der Ereignisse mit einem Myon mit hohem Trans-

[1] die Masse des primären Quarks und des gebildeten Hadrons sind stark korreliert

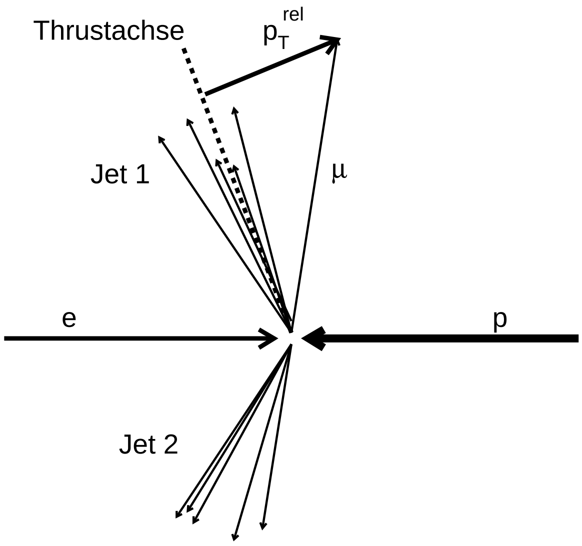

Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Größe $p^{\mu}_{T,rel}$

versalimpuls wird nach Ereignissen mit einem zweiten Myon gesucht. Beispielsweise würde sich das in Abschnitt 3.2.1 geschilderte Sbottomszenario in einer größeren Anzahl von zwei-Myonenereignissen niederschlagen.

Kapitel 4

Spuren, Myonen und Jets

Wie in Abschnitt 3.3 erklärt, wird die Größe $p_{t,rel}^{\mu}$ gebildet, um Beauty-Ereignisse zu identifizieren. $p_{t,rel}^{\mu}$ bildet man mit Jets und Myonen. Daher erläutert dieses Kapitel wie Myonkandidaten gesucht (4.2) und Jets gebildet (4.4) werden. Zunächst wird jedoch erläutert, wie Spuren rekonstruiert werden und welche Qualitätsanforderungen an die betrachteten Spuren gestellt werden (Abschnitt 4.1).

4.1 Rekonstruktion von Spuren

Auf Grund des parallel zur Strahlachse stehenden Magnetfelds bewegen sich geladene Teilchen in den zentralen Spurkammern auf einer Kreisbahn in der rϕ-Ebene. Durch die Bewegung des Teilchens in der z-Richtung ergibt sich eine Helix, die durch fünf Parameter beschrieben werden kann:

- κ : Krümmung = inverser Krümmungsradius der Spur
- DCA[1] : kleinster radialer Abstand der Kreisbahn zur Strahlachse
- ϕ_{DCA} : Azimutalwinkel der Spur am DCA
- z_0 : z-Koordinate am Punkt des DCA
- Θ : Polarwinkel am Punkt des DCA

Die Spurrekonstruktion erfolgt anhand der Signaldrahtpulse der zentralen Spurkammern. Zunächst werden in der rϕ-Ebene Spurstücke gebildet, indem eine Kreisanpassung an die rϕ-Koordinaten der getroffenen Signaldrähte gemacht wird. Dadurch werden κ, DCA und ϕ_{DCA} festgelegt. Anschließend werden z_0 und Θ bestimmt. Dazu wird eine Geradenanpassung in der (gedanklichen) sz-Ebene durchgeführt. s bezeichnet hierbei die Länge des Spurbogens.

[1]DCA=distance of closest approach

In den vorderen Spurkammern ist das Prozedere zur Bestimmung der Spurparameter leicht anders [53]. Aber auch hier werden die gleichen fünf Spurparameter bestimmt.

Aus den Helixparametern κ, ϕ_{DCA} und Θ lässt sich der Impuls einer Spur bestimmen:

$$p_t = 0.003 \frac{B_z}{\kappa} \frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{T\,cm}} \qquad \vec{p} = \begin{pmatrix} p_t \cos(\phi_{\mathrm{DCA}}) \\ p_t \sin(\phi_{\mathrm{DCA}}) \\ p_t \cot\Theta \end{pmatrix} \quad . \tag{4.1}$$

Die Anforderungen, die an die in dieser Analyse benutzten Spuren, gestellt werden, sind im H1-Programmpaket [54] enthalten. Auf Grund des unterschiedlichen Detektoraufbaus im Zentralbereich und im Vorwärtsbereich sind die Kriterien für den jeweiligen Bereich optimiert.

	zentrale	vorwärts	kombinierte
Polarwinkelbereich	$20° < \Theta < 160°$	$6° < \Theta < 25°$	$15° < \Theta < 25°$
Transversalimpuls p_t	$> 150\,\mathrm{MeV}$		
Maximaler DCA	$< 2\,\mathrm{cm}$	-	$< 5\,\mathrm{cm}$
r_{start}	$< 50\,\mathrm{cm}$	-	$< 50\,\mathrm{cm}$
$N_{\mathrm{Signaldrähte}}$	> 10	-	> 10
L_{Spur}	$> 10\,\mathrm{cm}$ für $\Theta < 150°$ $> 5\,\mathrm{cm}$ für $\Theta > 150°$	-	$> 10\,\mathrm{cm}$
Maximaler R_0	-	$< 10\,\mathrm{cm}$	-
dp/p	-	< 1	-
Vorwärtssegmente	-	> 2	-
gute Segmente	-	> 1	-

Tabelle 4.1: Qualitätsanforderungen an die Spuren

Die Qualitätsanforderungen an die Spuren sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Dabei ist

- r_{start} :Abstand des ersten Treffers zur Strahlachse.
- $N_{\mathrm{Signaldrähte}}$: Zahl der Signaldrähte, die der Spur zugeordnet werden.
- L_{Spur} radiale Länge der gefundenen Spur.
- R_0 : Abstand der extrapolierten Vorwärtsspur zum Vertex in der rϕ-Ebene.
- dp/p : Fehler der Impulsbestimmung.

- Vorwärtssegmente : Zahl der Segmente der Vorwärtsspurkammern, die genügend Treffer aufweisen, um eine Spurrekonstruktion in diesem Segment zu ermöglichen[2].

- gute Segmente : Zahl der Segmente in den Vorwärtsspurkammern, die weitere Qualitätskriterien erfüllen[3].

4.2 Myonen

Myonkandidaten werden in den Spuren, die die Qualitätskriterien aus Abschnitt 4.1 erfüllen, gesucht. Diese Analyse beschränkt sich auf Myonkandidaten aus dem Zentralbereich des Detektors ($35° < \Theta^{\mu} < 130°$) mit einem Transversalimpuls von mindestens $p_t > 2\,\mathrm{GeV}$, so dass sichergestellt ist, dass der Myonkandidat beide Jetkammern durchflogen hat und den Zentralbereich (Barrel) des Myonsystems erreicht hat. Dadurch wird der Anteil der fehlidentifizierten Myonkandidaten reduziert.

Die Information aus dem Myonsystem wird lediglich benutzt, um Spuren des zentralen Spurkammersystems als Myonen zu identifizieren. Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt: Aus Treffern im Myonsystem wird eine Spur rekonstruiert. Eine Spur im Myonsystem wird akzeptiert, wenn sie folgende Bedingungen erfüllt:

- Der radiale Abstand der extrapolierten Eisenspur zum Vertex muss kleiner sein als 100 cm, $\rho < 100\,\mathrm{cm}$.

- Der Schnittpunkt der extrapolierten Eisenspur mit der Strahlachse muss innerhalb von 100 cm um den Vertex herumliegen, $z_0 < 100\,\mathrm{cm}$.

- es müssen mindestens zwei Drahtlagen des Myonsystems zur Spur beitragen.

- Die erste Drahtlage, die angesprochen hat, darf nicht weiter aussen liegen wie die fünfte Drahtlage

Spuren des zentralen Spurkammersystems (CJC) werden bis zum Beginn der Spur im Myonsystem extrapoliert. Der Energieverlust der Spur durch Ionisation wird unter der Annahme, dass die Spur von einem Myon verursacht wurde, berücksichtigt. Vielfachstreuung wird im Rahmen der Fehlerrechnung behandelt.

Zu jeder extrapolierten Spur aus dem Spurkammersystem wird aus den Spurparametern der Kammerspur und der Myonsystemspur ein χ^2 ermittelt:

$$\chi^2 = (\vec{X}_{\mathrm{CJC}} - \vec{X}_{\mathrm{Myonsystem}})^T V^{-1} (\vec{X}_{\mathrm{CJC}} - \vec{X}_{\mathrm{Myonsystem}}). \tag{4.2}$$

[2]siehe [53]
[3]siehe [53]

Hierbei ist $\vec{X}_{\text{Myonsystem}} = (z, \phi_{\text{Ort}}, \phi_{\text{Richtung}})$ der Vektor der Spurparameter. z ist die z-Koordinate des ersten Spurpunktes im Eisen, ϕ_{Ort} ist der Winkel in der xy-Ebene des ersten Spurpunktes im Eisen und ϕ_{Richtung} ist die Flugrichtung der Spur in der xy-Ebene. $\vec{X}_{\text{Spurkammer}}$ enthält die gleichen Spurparameter für die ins Eisen extrapolierte CJC-Spur. V ist die Summe der Kovarianzmatrixen der Myonspur und der extrapolierten Spur.

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

$$f(\chi^2, N) = \frac{1}{2^{n/1}\Gamma(N/2)}(\chi^2)^{N/2-1}\exp^{-\chi^2/2} \qquad P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} f(\chi^2, N)dx. \tag{4.3}$$

N ist hier die Zahl der Freiheitsgrade.

Solche CJC-Spuren, die eine Verknüpfungswahrscheinlichkeit von $P(\chi^2) > 0.001$ mit einem Spurstück des Myonsystems aufweisen, werden als Myonkandidaten benutzt.

Myonsystem-Spuren	
ρ	$< 100\,\text{cm}$
z_0	$< 100\,\text{cm}$
Anzahl der Drahtlagen	> 2
erste Myonlage	≤ 5

CJC-Spuren	
Spurkriterien für Kammerspur	aus Tabelle 4.1
Polarwinkelbereich	$35° < \Theta < 130°$
Transversalimpuls p_t	$> 2\,\text{GeV}$
Zeitpunkt des Teilchendurchgangs	$-5\,\text{ns} < t_{\text{CJC}} < 5\,\text{ns}$

Verknüpfungswahrscheinlichkeit Myonsystem-CJC	
$P(\chi^2)$	> 0.001

Tabelle 4.2: Anforderungen an die Myonen

Um kosmische Myonen auszuschließen wird gefordert, dass der in der CJC gemessenen Zeitpunkt des Teilchendurchgangs in einem Zeitfenster von 5 ns um den Zeitpunkt der nominellen Strahlkollision herumliegt, $-5\,\text{ns} < t_{\text{CJC}} < 5\,\text{ns}$.

Die Anforderungen an die Myonkandidaten sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

4.2.1 Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Ereignisgenerator

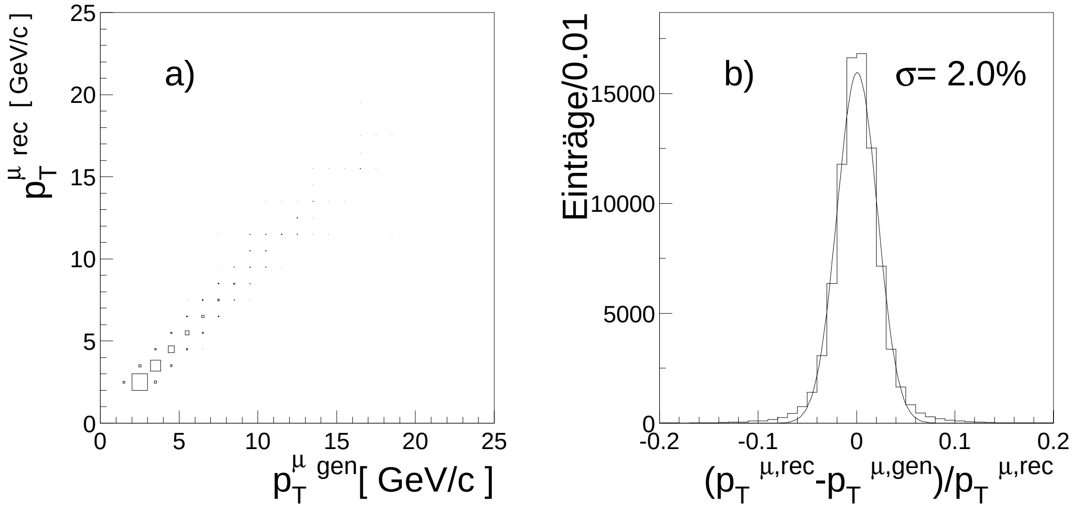

Abbildung 4.1: Auflösung der Impulsmessung für Myonen

Abbildung 4.1a) zeigt den rekonstruierten Impuls aufgetragen über dem generierten Impuls für Myonen, die die oben geschilderten Anforderungen erfüllen. In Abbildung 4.1b) ist die relative Abweichung zwischen rekonstruiertem Impuls und generiertem Impuls histogrammiert. Eine Gaussanpassung gibt für den relativen Fehler der Impulsbestimmung 2 %.

In Abbildung 4.2 sind die rekonstruierten Winkel Θ und ϕ der rekonstruierten Myonenspuren über den Winkeln der generierten Richtung aufgetragen. Die Übereinstimmung ist hervorragend. Eine Gaussanpassung an die Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Winkel ergibt für den Polarwinkel Θ $\sigma_\Theta = 0.2°$ und für den Azimutalwinkel ϕ $\sigma_\phi = 0.06°$.

Die Rekonstruktionseffizienz für Myonen im instrumentierten Eisen des H1-Detektors wurde anhand des J/Ψ-Signals bestimmt [55]. Es wurden Ereignisse mit genau zwei guten Spuren ausgewählt, bei denen die invariante Masse der Spuren im Bereich der J/Ψ-Masse liegt. Ist eine der Spuren als Myon identifiziert worden, dann ist die andere Spur mit einer großen Wahrscheinlichkeit auch eine Myonspur, da das J/Ψ in zwei Myonen zerfällt. Das Verhältnis der Ereignisse mit zwei Myonspuren, die die J/Ψ-Masse ergeben, zu der Anzahl der Ereignisse mit zwei Spuren, die die J/Ψ-Masse bilden, von denen mindestens eine Spur als Myon erkannt wurde, ergibt die Rekonstruktionseffizienz für Myonen. Wie Abbildung 4.3 zeigt, wird die Myonrekonstruktionseffizienz im instrumentierten Eisen von MonteCarlo-Daten gut beschrieben.

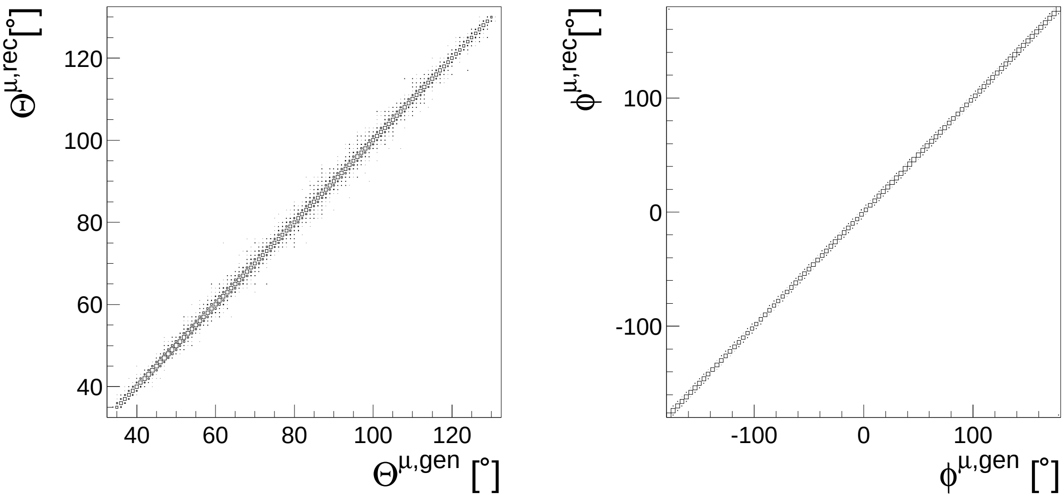

Abbildung 4.2: Auflösung der Winkelmessung für Myonen. Eine Anpassung wie in Abbildung 5.1b) ergibt für die Θ-Auflösung $\sigma_\Theta = 0.2°$ für die Auflösung in ϕ $\sigma_\phi = 0.06°$.

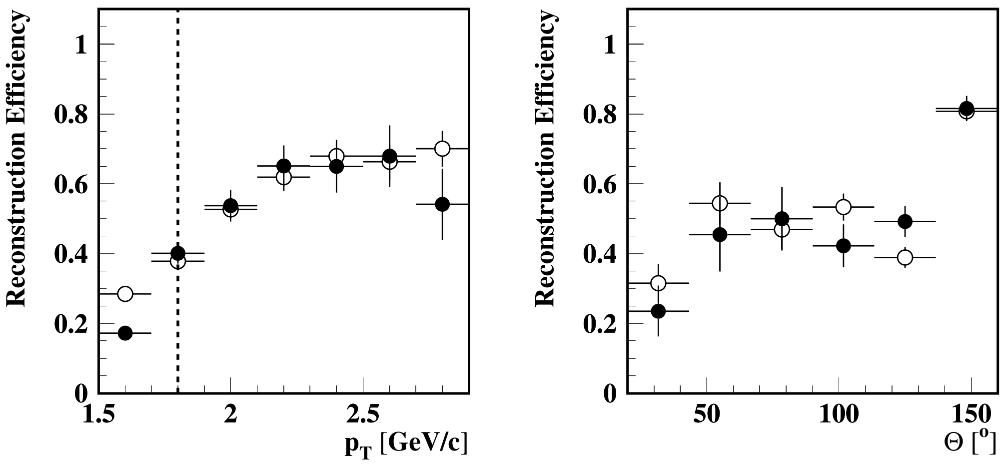

Abbildung 4.3: Rekonstruktionseffizienz für Myonen im instrumentierten Eisen als Funktion des Transversalimpulses und des Polarwinkels. Volle Kreise zeigen Daten, offene Kreise zeigen MC (aus [55]).

4.3 Myonenuntergrund

Alle in den inneren Spurkammern gefundenen Spuren, die mit einem Spurstück im Myonsystem verknüpft werden können, werden als Myonkandidaten betrachtet. Tatsächlich stammen aber nicht alle diese Spuren aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Quarks. Zum einen wird der H1-Detektor ständig von kosmischen Myonen durchquert. In Abschnitt 4.3.2 wird erläutert, wie kosmische Myonen durch geeignete Schnitte stark unterdrückt werden.

Zum anderen können Hadronen, die nicht aus Ereignissen mit schweren Quarks stammen, selber eine Myonsignatur hinterlassen oder myonisch zerfallen. Diese Spuren werden im Folgenden als uds-Anteil oder als 'falsche' Myonen bezeichnet. Die Menge der 'falschen' Myonen besteht also aus Hadronen, die als Myon misidentifiziert wurden, und aus Myonen, die zwar richtig als Myonen erkannt wurden, aber nicht aus einem schweren Quark stammen.

4.3.1 Behandlung des uds-Anteils, "falsche" Myonen

Zwei verschiedene Strategien bieten sich an, um falsche Myonen, das heißt Myonkandidaten aus uds-Ereignissen zu behandeln. Zum einen kann man durch geeignete Schnitte den Anteil der uds-Ereignisse an den ausgewählten Ereignissen reduzieren. Da es aber kein eindeutiges Kriterium gibt, das uds-Ereignisse von Ereignissen mit schweren Quarks abgrenzt, bedeutet diese Methode, dass man auch gewünschte Ereignisse verwirft und dass die ausgewählten Ereignisse nach wie vor auch falsche Myonen beinhalten.

Daher wird eine andere Strategie gewählt:

Es wird die Anzahl der Ereignisse mit falschen Myonen, die zu den endgültig ausgewählten Ereignissen beitragen, abgeschätzt.

Dazu werden alle Ereignisse, die sämtliche Anforderungen dieser Analyse erfüllen, aber kein identifiziertes Myon beinhalten, betrachtet. Dabei handelt es sich fast ausschließlich um uds-Ereignisse. Allen Spuren dieser uds-Ereignisse, die die kinematischen Anforderungen aus Abschnitt 4.1 erfüllen ($35° < \Theta_\mu < 130°$ und $p_t > 2\,\mathrm{GeV}$), wird nun eine Teilchenidentität (Pion, Kaon, Proton)[4] zugeordnet. Diese Teilchenzuordnung erfolgt nach der relativen Häufigkeit mit der die verschiedenen Hadronen entstehen. Jeder Spur wird eine Wahrscheinlichkeit zugeordnet als falsches Myon zu den ausgewählten Ereignissen beizutragen. Diese Wahrscheinlichkeit $P(p, \Theta, \mathrm{id})$ hängt ab vom Impuls p, vom Polarwinkel der Spur Θ und von der Art des Teilchens, das diese Spur hervorgerufen hat. Das betreffende Ereignis trägt gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, dass die Hadronspur als Myon misidentifiziert wurde, zu den falschen Myonen bei.

Sowohl die Misidentifikationswahrscheinlichkeit $P(p, \Theta, \mathrm{id})$ als auch die relative Hadronenhäufigkeit ist anhand von Monte Carlo Simulationen in [36, 37] bestimmt worden.

$P(p, \Theta, \mathrm{id})$ wurde in Schrittweiten von $\Delta\Theta = 2°$ und $\Delta \mathrm{p} = 200\,\mathrm{MeV}$ bestimmt. Typische Werte für die Misidentifikationswahrscheinlichkeit sind $P(p, \Theta, \mathrm{Pion}) \approx 5 \times 10^{-3}$, $P(p, \Theta, \mathrm{Kaon}) \approx 2 \times 10^{-2}$ und $P(p, \Theta, \mathrm{Proton}) \approx$

[4] sämtliche anderen Hadronen treten vernachlässigbar selten auf

2×10^{-3}. Die geringe Misidentifikationswahrscheinlichkeit für Protonen ist darauf zurückzuführen, dass Protonen nicht zerfallen, während beim Zerfall von Pionen und Kaonen Myonen entstehen können. Die aus der MC Simulation erhaltenen Werte für die Misidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen wurde anhand von Pionen aus dem Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ überprüft. Die Übereinstimmung ist gut [37].

4.3.2 Kosmische Myonen

Mit einer Rate von etwa 1 Hz durchqueren kosmischen Myonen den inneren Bereich des H1-Detektors. Dieser kontinuierliche Fluss wird, wie in Abschnitt 4.2 geschildert, dadurch reduziert, dass der in der CJC gemessene Zeitpunkt des Teilchendurchgangs mit dem Zeitpunkt der nominellen Strahlkollision zusammenfällt ($-5\,\mathrm{ns} < t_{\mathrm{CJC}} < 5\,\mathrm{ns}$). Ein weiteres Spurkriterium, dass kosmische Myonen unterdrückt, ist die Anforderung, dass die Spur in der $r\phi$-Ebene näher als 2 cm am Vertex vorbeiführen muss (siehe Abschnitt 4.1). Einzelne kosmische Myonen, die keiner ep-Wechselwirkung überlagert sind, werden desweiteren durch die Anforderung an die Spurmultiplizität $N_{\mathrm{Spur}} > 2$ ausgeschlossen.

Um auch Ereignisse auszuschliessen, bei denen kosmische Myonen der regulären ep-Wechselwirkung überlagert sind, werden Ereignisse mit bestimmten topologischen Eigenschaften verworfen.

Ereignisse, in denen zwei Eisenspuren erfolgreich mit CJC-Spuren verbunden werden konnten ($P(\chi^2) > 0.0001$) und bei denen diese beiden Spuren (innerhalb der Fehler) zu einer einzigen den Detektor durchquerenden Spur verbunden werden können, werden verworfen ('DCOS-Tracks').

Desweiteren werden die Standardsuchalgorithmen [56] benutzt, um Ereignisse mit kosmischen Myonen zu verwerfen.

Ausgehend von einer im instrumentierten Eisen rekonstruierten Spur werden folgende Topologien gesucht: a) eine zweite Eisenspur, die die gleiche Richtung aufweist. b) Ereignisse, in denen mehr als 90% der im Flüssigargonkalorimeter deponierten Energie in einem Zylinder mit Radius 90 cm um die extrapolierte Eisenspur herum gefunden wurde.

Anhand der Energiedepositionen im Myonsystem wird nach folgender Topologie gesucht: Durch zwei (mindestens 2 m) auseinanderliegenden Energiedeposition $> 0.5\,\mathrm{GeV}$ wird ein gedankliche Achse gezogen. Findet man mehr als 85% der im Flüssigargonkalorimeter deponierten Energie in einem Zylinder mit Radius 90 cm um die Achse, so wird diese Signatur als kosmisches Myon interpretiert und das Ereignis verworfen.

4.4 Jets

Jets spielen in dieser Analyse aus zwei Gründen eine wichtige Rolle: Zum einen reichert man durch die Forderung, zwei Jets zu finden, Ereignisse mit schweren

Quarks an. Zum anderen dienen die Jets dazu, die Flugrichtung der ursprünglichen Quarks zu bestimmen.

Energiemessung der Jets : Jets werden aus Kalorimeter-Clustern und Spuren aus den Spurkammern gebildet. Die Spuren müssen die Anforderungen des Abschnittes 4.1 erfüllen. Bei geladenen Teilchen, die in den zentralen Spurkammern gemessen wurden aber auch Energie im Kalorimeter deponiert haben, muss Obacht gegeben werden, dass die Energie dieser Teilchen dem Jet nicht zweimal zugerechnet wird (in Form der Spur und als Energiedeposition im Kalorimeter). Aufgrund des Materials, das die Teilchen zu durchqueren haben, erreichen nur Spuren, die einen Impuls größer als 350 MeV haben, das Kalorimeter. In dieser Analyse wird daher Doppelzählung vermieden, indem Spuren mit einem Impuls größer als 350 MeV auf einen Impuls von 350 MeV reskaliert werden. Die im Kalorimeter deponierte Energie trägt dann vollständig zum Jet bei. Teilchenspuren mit $p < 350\,\mathrm{MeV}$ tragen unverändert zum Jet bei. Als Myon identifizierte Spuren werden nicht reskaliert, da Myonen im Kalorimeter nur einen geringen Energieverlust erleiden.

4.4.1 Cone-Algorithmus

Um Jets zu identifizieren, wurde der sogenannte Cone-Algorithmus ([57],[22]Seite 284 ff.) verwendet. In der Pseudorapidität-Azimutwinkelebene wird ein Netz aus 25 (η) mal 32 (ϕ) Zellen gebildet. Der Transversalenergie aller Spuren und Cluster, die in einer dieser Zellen liegen, werden addiert. Beginnend mit der Zelle mit der höchsten Transversalenergie E_T werden nun alle Zellen deren E_T größer ist als 100 MeV als Startpunkt eines Jetkandidaten benutzt. Ein Jetkandidat besteht aus allen Zellen, die in der η-ϕ-Ebene in einem Radius von R < 1 um den Startpunkt des Jetkandidaten herumliegen.

$$R = \sqrt{(\eta_{Zelle} - \eta_{Startpunkt})^2 + (\phi_{Zelle} - \phi_{Startpunkt})^2}. \tag{4.4}$$

Wenn die gesamte Transversalenergie des Jetkandidaten größer als 6 GeV ist, wird der gebildete Jet akzeptiert. Die Zellen, die diesen Jet bilden, werden für die Suche nach weiteren Jets nicht mehr benutzt. Überspringt der Jetkandidat die Grenze von $E_T > 6\,\mathrm{GeV}$ nicht, so wird der Kandidat verworfen und die Zellen können zu einem anderen Jetkandidaten beitragen.

4.4.2 Thrustachse

Als Richtung des Jets anhand derer der relative Transversalimpuls des Myons $p^{\mu}_{t,rel}$ gemessen wird, wird die Thrustachse des Jets ohne das Myon verwendet. Die Thrustachse eines Jets ist definiert als die Richtung in der die Größe Thrust maximal wird. Thrust, T, ist definiert als:

$$T = max \frac{\sum |p_i^L|}{\sum |p_i|}. \tag{4.5}$$

Die Summe läuft über alle neutralen und geladenen Teilchen des Jets. p_i^L ist die Projektion des betreffenden Teilchenimpulses auf die Thrustachse.

4.4.3 Vergleich der Jetrichtung mit der Richtung des ursprünglichen Quarks

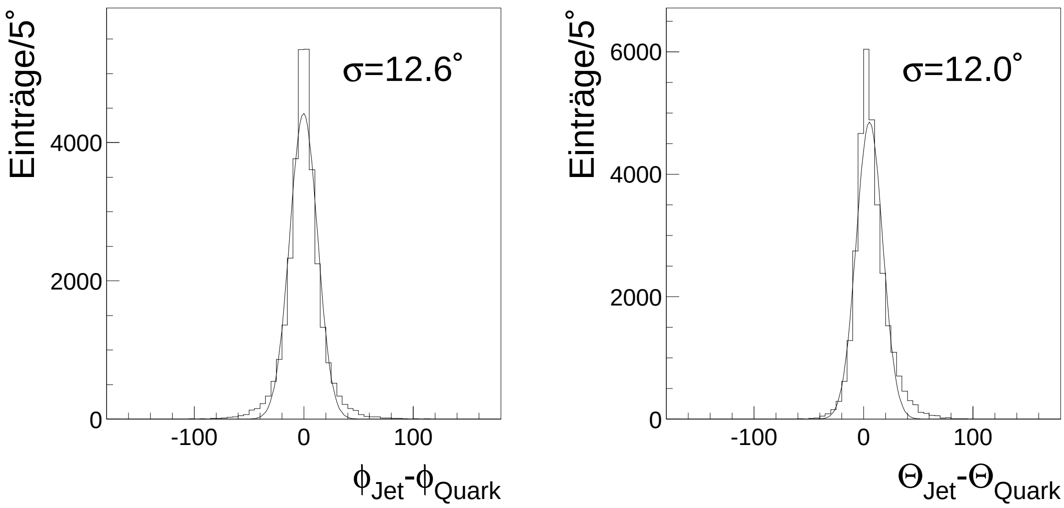

Abbildung 4.4: MC-Vergleich zwischen generiertem Quark und rekonstruiertem Jet. Es ist die Differenz des Azimutalwinkels ϕ (links) und des Polarwinkels Θ (rechts) des generierten Quarks und des rekonstruierten Jets gezeigt.

Anhand einer MC Simulation wird überprüft, wie gut die gebildeten Jets die Flugrichtung des primär generierten Quarks wiedergeben. Abbildung 4.4 zeigt die Differenz zwischen dem Azimutalwinkel und dem Polarwinkel des generierten Quarks und des rekonstruierten Jets. Es zeigt sich, dass die Jetachse die Richtung des ursprünglichen Quarks gut wiedergibt.

Kapitel 5

Auswahl der Ereignisse

5.1 Trigger

Die Ereignisrate im H1-Detektor liegt etwa bei 100 kHz. Tatsächlich kann aber nur eine Ereignisrate von etwa 5 Hz gespeichert werden. Daher ist eine drastische Auswahl der Ereignisse, die aufgezeichnet werden, notwendig. H1 bedient sich eines mehrstufigen Triggerkonzeptes[1]. Auf der ersten Stufe werden sogenannte Subtrigger gebildet, die optimiert sind, in sehr kurzer Zeit interessante Ereignisse zu erkennen (Level 1). In dieser Analyse werden die Subtrigger 19 und 83 benutzt die weiter unten (5.1.2, 5.1.1) erläutert werden.

Die durch die Level 1 Bedingungen ausgewählten Ereignisse liefern immer noch ein Datenrate, die die mögliche Ausleserate des H1-Experimentes übersteigt. Daher werden für verschiedenen Subtrigger Ereignisse nur dann aufgezeichnet, wenn eine sogenannte Level 2 Bedingungen erfüllt ist. Auf Level 2 werden komplexere Informationen verarbeitet (daher dauert die Entscheidungsfindung länger). Die in dieser Arbeit benutzten Subtrigger haben keine Level 2 Bedingung zu erfüllen, damit ein selektiertes Ereignis aufgezeichnet wird.

Eine alternative Strategie die Datenrate, der durch die Subtrigger ausgewählten Ereignisse zu reduzieren, ist das sogenannte "Prescale". Dabei werden Ereignisse, die von einem Subtrigger ausgewählt werden nach dem Zufallsprinzip aufgezeichnet oder verworfen. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Ereignis verworfen oder aufgezeichnet wird, kann laufend an die Datenrate des Experimentes angepasst werden, so dass die maximale Speicherkapazität des Experimentes unabhängig von der spezifischen Luminosität ausgeschöpft werden kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis verworfen wird, der sogenannte Prescalefaktor, wird aufgezeichnet. Der Einfluss des Prescalings auf die Zahl der beobachtbaren Ereignisse wird in dieser Analyse berücksichtigt, indem die Luminosität entsprechend korrigiert wird (siehe Abschnitt 5.3).

[1] Das hier geschilderte Triggerkonzept entspricht der Vorgehensweise im Jahr 2000, in dem die hier analysierten Daten aufgezeichnet wurden.

Eine weitere Reduktion des Datenvolumens wird auf Level 4 vorgenommen[2]. Dort steht eine erste Rekonstruktion des Ereignisses zur Verfügung. Ereignisse, die aus Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit dem Strahlrohr oder dem Restgas im Strahlrohr herrühren, werden verworfen. Danach werden die verbleibenden Ereignisse daraufhin untersucht, ob sich eine sogenannte "harte Skala" in dem betreffenden Ereignis findet. Damit ist eine Signatur gemeint, die auf eine hochenergetische Wechselwirkung schließen lässt. Wird eine solche Signatur gefunden, so wird das Ereignis endgültig gespeichert. In den restlichen noch nicht endgültig akzeptierten Ereignissen wird nach exklusiven Endzuständen gesucht, die interessante Physik versprechen. So wird beispielsweise geprüft, ob die rekonstruierten Spuren sich zu einem D-Meson-Kandidaten kombinieren lassen. Ereignisse, die einen interessanten Endzustand beinhalten, werden endgültig gespeichert.

Diejenigen Ereignisse, die auf Level 4 weder eine "harte Skala" aufweisen, noch einen interessanten Endzustand offenbaren, werden nun nach einem Zufallsprinzip verworfen oder aufgezeichnet (ähnlich dem Prescalekonzept auf Level 1); die inverse Wahrscheinlichkeit mit der das Ereignis gespeichert wird, wird dem Ereignis als Gewicht zugeordnet[3].

Level 4 für diese Analyse

Die in dieser Analyse selektierten Ereignisse weisen sämtlich eine harte Skala im Sinne des Level 4 auf. Unter anderem gelten folgende Eigenschaften als harte Skala eines Ereignisses

- Eine Spur im Zentralbereich mit einem Transversalimpuls $p_T > 2\,\mathrm{GeV}$
- Ein Jet mit einer Transversalenergie $E_T > 5.0\,\mathrm{GeV}$.
- Ein Myon im zentralen Bereich der H1-Detektors mit einem Transversalimpuls $p_T^\mu > 1\,\mathrm{GeV}$.

Diese Anforderungen werden von den selektierten Ereignissen erfüllt. Demzufolge werden auf Level 4 keine Ereignisse verworfen, die diese Analyse sucht. Sämtliche selektierten Ereignisse haben das Gewicht 1.

5.1.1 Auswahl der Ereignisse mit dem Elektrondetektor - Subtrigger 83

Die Bestimmung des Beauty Anteils in den selektierten Ereignissen erfolgt wie in Abschnitt 3.3 erläutert, durch eine kombinierte Anpassung der $p_{t,rel}^\mu$-Verteilungen

[2]die Numerierung der Triggerlevel bei H1 lässt Raum für ein Triggerlevel 3, dass aber nicht realisiert wurde.

[3]Ein Ereignis, das ein 10% Chance hat aufgezeichnet zu werden, erhält Gewicht 10.

von Beauty- und Charm- Ereignissen an die gemessene $p_{t,rel}^{\mu}$-Verteilung. Der Anteil der Einträge aus *uds*-Ereignissen und die Form des $p_{t,rel}^{\mu}$-Spektrums der *uds*-Ereignisse wird, wie in Abschnitt 4.3 erläutert, anhand der Daten bestimmt. Da die Ereignisse, die falsche Myonenkandidaten beinhalten, sämtliche Eigenschaften der Signalereignisse aufweisen sollen (bis auf den fehlenden Myonnachweis), wird ein Trigger gewählt der sowohl Myonereignisse als auch falsche Myonkandidaten-Ereignisse selektiert. Daher wird der Subtrigger 83 gewählt. Der Subtrigger 83 selektiert Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wird. Die Inelastizität eines Ereignisses kann somit direkt anhand des gestreuten Elektrons nach Gleichung 2.7 ermittelt werden.

Im Detail besteht der Subtrigger 83 aus folgenden Anforderungen:

- Im Elektrondetektor wird ein Elektron nachgewiesen (Triggerelement *LU_ET*). Gleichzeitig wird gefordert, dass im Photondetektor kein Photon gefunden worden ist, um Bethe Heitler Prozesse auszuschließen (Triggerelement *!LU_PD_low*[4]).

- Es werden mindestens drei Spuren mit einem Transversalimpuls $p_T >$ 400 MeV gefunden (Triggerelement *DCRPh_Tc*).

- Die Signale der Proportionalkammern müssen auf einen gemeinsamen Ursprung der Spuren, den Vertex des Ereignisses, hinweisen (Triggerelement *zVtx_sig*> 1).

- Ereignisse die durch Wechselwirkungen des Protonstrahles mit dem Restgas entstehen und von hinten in den Detektor gelangen werden unterdrückt: Aktivität im hintersten Viertel der CIP ($165° < \Theta < 173°$) wird nicht akzeptiert, wenn keine Energiedeposition im SpaCal gefunden wurde, da Teilchen aus Strahlgas-Wechselwirkungen durch das Strahlrohr in die CIP gelangen ohne das SpaCal zu durchqueren. Spuren, die aus *ep*-Wechselwirkungen stammen und Aktivität im rückwärtigen Bereich der CIP auslösen, liefern hingegen auch Energiedeposition im SpaCal (TE: *!CIPB_noSPCLe_T_E1 = !(CIP_Backward && !SPCLe_ToF_E_ 1))*.

- Zeitinformationen unterdrücken Untergrundereignisse: Der in den Proportionalkammern bestimmte Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs muss mit dem nominellen Zeitpunkt der Interaktion übereinstimmen (Triggerelement: *zVtx_T0*). Die in Vorwärtsrichtung angebrachten Szintillatoren, die eine präzise Zeitmessung eines Teilchendurchgangs ermöglichen, müssen in einem Zeitfenster um den Zeitpunkt der Strahlkreuzung ein Signal geliefert haben (TE: *FToF_IA||FIT_IA*[5]) beziehungsweise sie dürfen nicht ausserhalb dieses Zeitfensters einen Teilchendurchgang detektiert haben (Triggerelemente: *(!FToF_BG && !FIT_BG)*).

[4] ! bedeutet Verneinung

[5] || steht für “oder”

- Die im SpaCal während des Untergrundzeitfensters gemessene Energie darf einen Schwellenwert nicht überschreiten (TE: *!SPCLe_AToF_E_1*).

Akzeptanz des Subtriggers 83

Die Akzeptanz des Subtrigger 83 abhängig von der Inelastizität y des Ereignisses ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Akzeptanz des Elektrondetektors hängt von

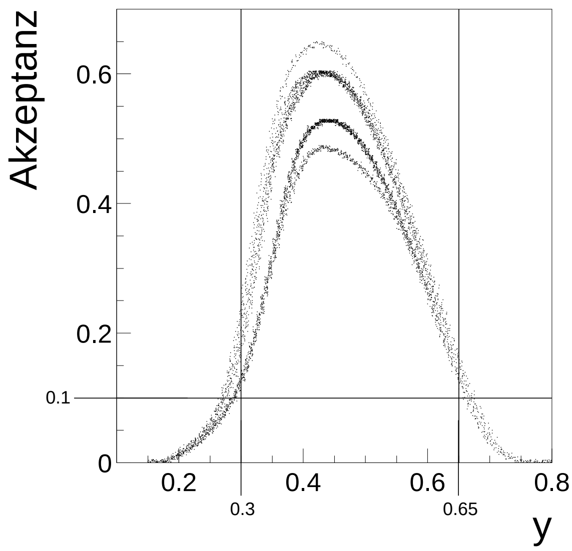

Abbildung 5.1: y-Akzeptanz des Elektrondetektors. Die Inelastizität wird mit dem im Elektrondetektor nachgewiesenen Elektron bestimmt (Gleichung 2.7). Die Akzeptanz des Elektrondetektors hängt von der Run-abhängigen Strahlposition ab, so dass sich die gezeigte Schar ergibt.

der Strahlposition ab, so dass sich für die Datennahmeperiode 2000 die gezeigte Schar ergibt.

Werden die betrachteten Ereignisse mit dem Etagger ausgewählt, so beschränkt sich diese Analyse auf den Bereich $0.3 < y < 0.65$. Dadurch wird sichergestellt, dass das relative Gewicht der Ereignisse zueinander 6.5 nicht überschreitet (maximale Akzeptanz 0.65, minimale Akzeptanz 0.1).

Effizienz des Subtriggers 83

Die Effizienz, mit der der Subtrigger 83 Ereignisse, die alle Anforderungen dieser Analyse erfüllen, selektiert, wird anhand der Daten bestimmt. Da die Gesamtmenge der Ereignisse, die alle Anforderungen dieser Analyse erfüllen, nicht bekannt ist (möglicherweise sind nicht alle diese Ereignisse getriggert worden), bedient man sich eines Referenztriggers, um die Triggereffizienz zu bestimmen. Ist der Referenztrigger unabhängig vom gewählten Trigger, so ergibt das Verhältnis des Ereignisse, bei denen sowohl der Referenztrigger als auch der gewählte Trigger gefeuert haben, zu der Anzahl der Ereignisse, die der Referenztrigger

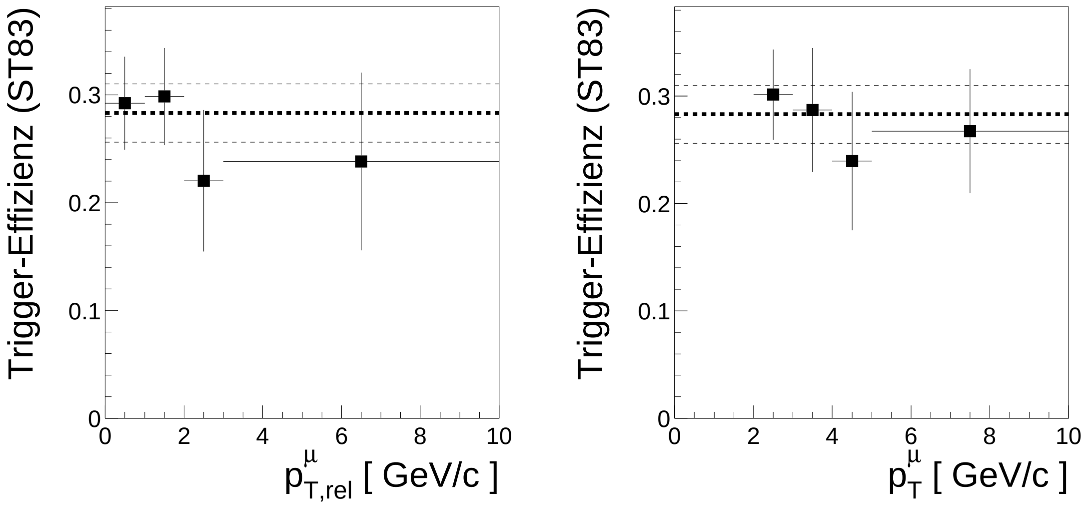

Abbildung 5.2: Differentielle Triggereffizienz des Subtriggers 83 in Abhängigkeit von $p^{\mu}_{T,rel}$ (links) und von p^{μ}_{T} (rechts). Das Band zeigt die mit Referenztrigger 77 ermittelte Triggereffizienz mit dem statistischen Fehler.

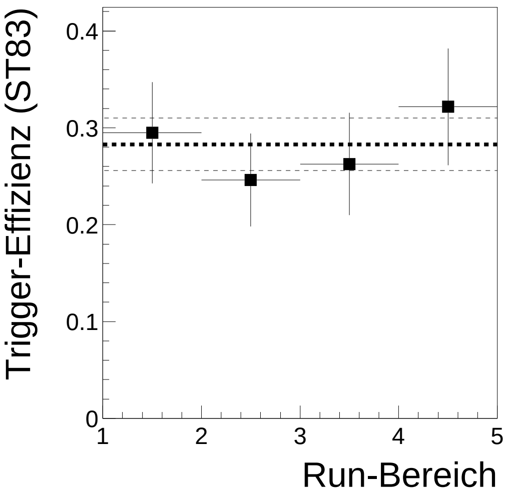

Abbildung 5.3: Triggereffizienz des Subtriggers 83 für verschiedene Runbereiche. Die gesamte betrachtete Datenmenge wurde in vier Bereiche mit ungefähr gleichvielen Einträgen aufgeteilt.

selektiert, die Triggereffizienz des gewünschten Triggers (siehe Gleichung 5.1).

$$\frac{N_{(Trigger+Referenz)}}{N_{Referenz}} = \frac{N_{all} \times \epsilon_{Trigger} \times \epsilon_{Referenz}}{N_{all} \times \epsilon_{Referenz}} = \epsilon_{Trigger}. \qquad (5.1)$$

Als Referenztrigger für den Subtrigger 83 wird der Subtrigger 77 gewählt. Dabei handelt es sich um einen Trigger, der Ereignisse mit fehlender Transversalenergie im Flüssigargonkalorimeter selektiert. Es ergibt sich eine Triggereffizienz von $\epsilon^{83}_{Ref77} = 28.3\% \pm 2.7\%$. Der angegebene Fehler ist der statistische Fehler der Effizienzbestimmung. Als weiterer unabhängiger Referenztrigger wird Subtrigger

64 gewählt, bei dem die gefundene Transversalenergie im Flüssigargonkalorimeter eine Schwelle überschreiten muss, damit er ein Ereignis auswählt. Mit diesem Referenztrigger ergibt sich $\epsilon^{83}_{Ref64} = 29.7\% \pm 3.18\%$.

Als Triggereffizienz wird der Fehler gewichtete Mittelwert der beiden Ergebnisse genommen. Die Abweichung zwischen den beiden Referenztriggern wird als systematischer Fehler betrachtet.

Im Falle des Subtriggers 83 ergibt sich folgendes Problem: In der Analyse der Daten wird die Inelastizität y nach Gleichung 2.7 anhand des im Elektrondetektor gemessenen Elektrons bestimmt. Bei der Bestimmung der Triggereffizienz des Subtriggers 83 lässt sich die Größe y jedoch nicht anhand des im Elektrondetektor nachgewiesenen Elektrons bestimmen, da man dadurch fordern würde, dass ein Elektron im Elektrontagger gefunden wird. Daher wird an dieser Stelle auf die Bestimmung der Inelastizität y nach Jacquet & Blondel (Gleichung 2.8) ausgewichen. Der Fehler, mit dem dieses Vorgehen die Bestimmung der Triggereffizienz beeinflusst, wird abgeschätzt indem die Abweichung von y_{JB} von der generierten Inelastizität anhand der MonteCarlo Simulation bestimmt wird. Das y-Fenster wird um diese Abweichung ($y_{gen} - y_{JB} \approx 0.065$) verschoben (von $0.3 < y < 0.65$ auf $0.365 < y < 0.715$) und die Triggereffizienz wird erneut bestimmt. Die Abweichung von $\Delta\epsilon/\epsilon = 2\%$ wird als Beitrag zum Fehler der Triggereffizienz betrachtet.

Die Triggereffizienz für Subtrigger 83 für Ereignisse mit den gewählten Eigenschaften ergibt sich also zu

$$\epsilon^{83} = 29.0\% \pm 2.5\% \pm 1.4\%. \tag{5.2}$$

Diese Triggereffizienz beinhaltet die in Abbildung 5.1 gezeigte Akzeptanz des Elektrondetektors.

Die Abbildung 5.2 zeigt die differentielle Triggereffizienz des Subtriggers 83 (mit Referenztrigger 77). Die Triggereffizienz ist nicht abhängig vom Transversalimpuls des Myons, und dem relativen Transversalimpuls des Myons bezüglich der Jetachse ($p^{\mu}_{T,rel}$). Auch ist die Triggereffizienz im Rahmen des statistischen Fehlers konstant während der Datennahmeperiode 2000 (Darstellung 5.3)

5.1.2 Auswahl der Ereignisse mit dem Myonsystem - Subtrigger 19

Der ideale Trigger um Ereignisse mit einem Myon zu selektieren ist bei H1 der Myontrigger 19. Der Beauty-Wirkungsquerschnitt lässt sich mit diesem Trigger jedoch nicht ermitteln, da mit dem Myontrigger 19 ausgewählte Ereignisse keinen Rückschluss auf die uds-Ereignisse ermöglichen. Die uds-Ereignisse aus denen die Zahl und das $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der beitragenden uds-Ereignisse bestimmt wird, zeichnet sich ja gerade dadurch aus, dass keine Spur als Myon identifiziert wird (vergleiche Abschnitt 4.3); folglich hat der Myontrigger 19 diese Ereignisse auch nicht selektiert. Nichtsdestotrotz wird der Myontrigger 19 hier behandelt, da für Ereignisse mit zwei Myonen der Beitrag der *uds*-Ereignisse vernachlässigbar ist, und für solche Ereignisse daher auf Grund der höheren Anzahl der Ereignisse, die man findet, auf den Subtrigger 19 zurückgegriffen wird (Abschnitt 7).

Der Subtrigger 19 stellt folgende Anforderungen, um ein Ereignis auszuwählen:

- Myonanforderung: Es muss ein Myonsignal im Barrel gefunden werden (TE: *Mu_Bar*).

- Spuranforderungen: Es müssen mindestens drei Spuren im Ereignis gefunden werden (TE: *DCRPh_Tc*), davon eine negativ geladene (TE: *DCRPh_TNeg*) und eine Spur mit einem Transversalimpuls $p_T > 800\,\mathrm{MeV}$ (TE: *DCRPh_THig*).

- Die Signale der Proportionalkammern müssen auf einen gemeinsamen Ursprung der Spuren, den Vertex des Ereignisses, hinweisen (Triggerelement: *zVtx_sig*> 1).

- Zahlreiche Zeitinformationen dienen dazu, den Untergrund aus Ereignissen, die nicht in *ep*-Kollisionen entstanden sind zu unterdrücken: Es dürfen keine Teilchendurchgänge innerhalb des Untergrundzeitfensters (Zeitraum zwischen zwei nominellen Strahlkreuzungen) registriert werden (TE: *!VETO_inner_BG* && *!VETO_Outer_BG* && *!VLQToF_BG*). Der in den zentralen oder den vorwärtsgerichteten Proportionalkammern bestimmte Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs muss mit dem Zeitpunkt der Strahlkreuzung übereinstimmen (TE: *zVtx_T0*||*FwdRay_T0*). Die in Vorwärtsrichtung angebrachten Szintillatoren, die eine präzise Zeitmessung eines Teilchendurchgangs ermöglichen, müssen in einem Zeitfenster um den Zeitpunkt der Strahlkreuzung ein Signal geliefert haben (TE: *FToF_IA* || *FIT_IA*) beziehungsweise sie dürfen nicht ausserhalb diese Zeitfensters einen Teilchendurchgang detektiert haben (Triggerelemente: *!FToF_BG* && *!FIT_BG*).

Werden die Ereignisse mit Subtrigger 19 ausgewählt, so ist bei einem Großteil der Ereignisse das Elektron nicht im Elektrontagger nachgewiesen worden. Daher wird für die Ereignisselektion mit Subtrigger 19 die Inelastizität durch den hadronischen Endzustand nach Jacquet & Blondel (Gleichung 2.8) ermittelt. Eine Beschränkung auf den y-Bereich des Elektrontaggers ist ebenfalls nicht mehr nötig. Daher wird der y Bereich vergrößert auf $0.1 < y_{JB} < 0.8$. Für diesen y-Bereich wird die Effizienz des Subtrigger 19 anhand des Referenztriggers 77 bestimmt:

$$\epsilon^{19}_{0.1<y<0.8} = 74.7\% \pm 3.9\% \pm 0.9\%. \tag{5.3}$$

Die systematische Unsicherheit von $\pm 0.9\%$ wird abgeschätzt, indem die Triggereffizienz mit dem Referenztrigger 64 zu 75.6% ermittelt wird. Die Differenz

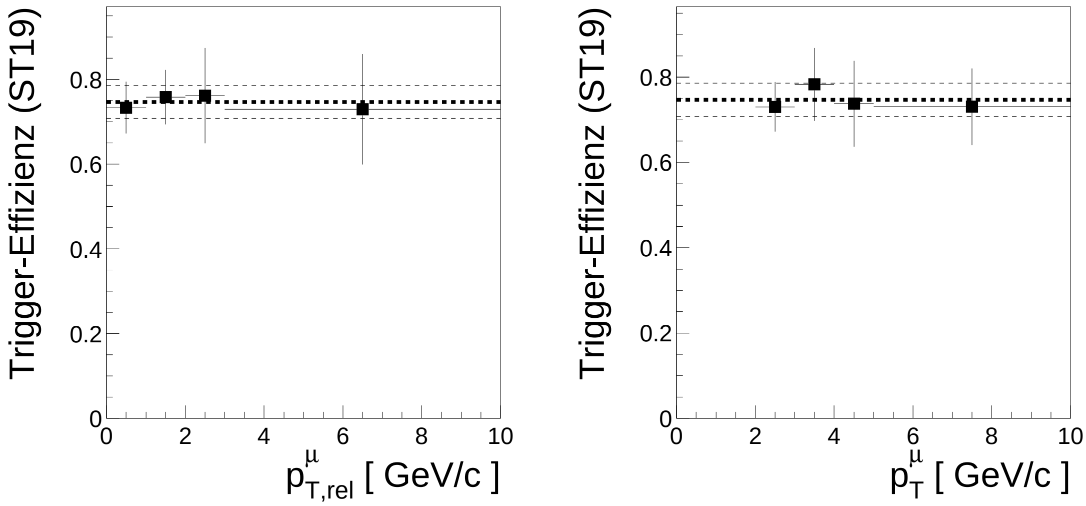

Abbildung 5.4: Differentielle Triggereffizienz des Subtrigger 19 in Abhängigkeit von $p^{\mu}_{T,rel}$ (links) und von p^{μ}_{T} (rechts). Das Band zeigt die mit Referenztrigger 77 ermittelte Triggereffizienz mit dem statistischen Fehler.

zwischen der Effizienzermittlung anhand des Referenztrigger 64 und des Referenztrigger 77 wird als systematischer Fehler betrachtet. In der Monte Carlo-Simulation ergibt sich die Effizienz des Subtriggers 19 in guter Übereinstimmung zum gemessenen Wert zu 75.0%.

5.2 Bestimmung von Q^2

Diese Analyse untersucht Ereignisse in Photoproduktion. Darunter werden solche Ereignisse verstanden, deren Impulsübertrag Q^2 klein, das heisst $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$, ist. Ereignisse, bei denen das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen wird, weisen einen Impulsübertrag $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ auf.

Für Ereignisse, die nicht mit dem Elektrondetektor selektiert werden, wird Q^2 folgendermaßen festgelegt: Enthält der Detektor keinen Elektronkandidaten, so ist das Elektron im Strahlrohr entkommen. Man spricht von untagged Photoproduktion. Q^2 ist für diese Ereignisse kleiner $1\,\mathrm{GeV}^2$. Findet man einen Elektronkandidaten im Detektor, so wird aus dem Streuwinkel und der Energie des Elektrons Q^2 bestimmt (siehe Gleichung 2.6). Ereignisse mit $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden verworfen.

5.3 Luminosität

Die Luminosität wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses[5] $ep \rightarrow ep\gamma$ gemessen. Der Untergrund durch Bremsstrahlungsprozesse mit dem Restgas im

Strahlrohr $eA \rightarrow eA\gamma$ wird durch sogenannte Elektron-Pilot-Pakete ermittelt und von der Gesamtrate der Bremsstrahlungsereignisse subtrahiert. Elektron-Pilot-Pakete sind Teilchenpakete im Elektronstrahl, zu denen das entsprechende Teilchenpaket im Protonstrahl fehlt. Die Ereignisrate mit Elektron-Pilot-Paketen R_0 ist also ein Maß für die Untergrundereignisse. Gewichtet mit dem Verhältnis zwischen dem Strom der Elektron-Pilot-Pakete I_0 und dem Gesamtstrahlstrom I_{tot} wird die Ereignisrate der Elektron-Pilot-Pakete von der Gesamtrate subtrahiert. Die ep-Luminosität ergibt sich also als:

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}}. \tag{5.4}$$

σ_{vis} ist dabei der im Elektrondetektor sichtbare Teil des Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitts. Die Messung der Luminosität hat einen relativen Fehler von 1.5%.

5.3.1 Korrektur der Satellitenpakete

Der Protonstrahl (wie auch der Elektronstrahl) ist nicht kontinuierlich sondern besteht aus etwa 175 Paketen. Aus Protonen, die aus einem Protonpaket verloren gehen, bilden sich sogenannte Satellitenpakete 5 ns zeitversetzt zu den gewünschten Protonpaketen. Da die Zeitauflösung des Luminositätssystem etwa 20 ns beträgt, wird der Beitrag dieser Satellitenereignisse zur Luminositätsmessung durch einen Korrekturfaktor (≈ 0.956) abgezogen.

5.3.2 Ereignisse mit verschobenem Vertex

Im Jahr 2000 wurde der nominelle Wechselwirkungspunkt der beiden Strahlen für vier Tage um +70 cm in Protonrichtung (+z-Richtung) verschoben, um die Winkelakzeptanz des H1-Detektors für nur leicht gestreute Elektronen zu erhöhen (Streuwinkel $\Theta \sim 180°$) und somit einen Bereich mit sehr kleinem Q^2 zu erschliessen. Während dieser Phase wurde eine Luminosität von etwa $\approx 650\,\mathrm{nb}^{-1}$ erzielt. Diese Ereignisse werden in der vorliegenden Analyse nicht berücksichtigt.

5.3.3 Kontrolle des Detektorstatus

Während der Datennahme sind nicht immer alle Detektorkomponenten eingeschaltet. Gründe dafür können zum Beispiel Funktionsstörungen sein oder zu große Belastungen durch Synchrotronstrahlung, die es ratsam erscheinen lassen kann, Detektorkomponenten nicht einzuschalten. Die Information, welche Detektorkomponenten eingeschaltet sind, wird aufgezeichnet. Für diese Analyse werden nur die Ereignisse zugelassen, bei deren Aufzeichnung folgende Detektorkomponenten eingeschaltet waren:

- Die zentralen Jetkammern CJC1, CJC2, die zentralen Proportionalkammern CIP ,COP und die rückwärtige Driftkammer BDC.

- Das Flüssigargonkalorimeter und das rückwärtige Kalorimeter SpaCal
- Das gesamte Myonsystem.
- Das Luminositätssystem.

5.3.4 Luminosität nach Korrekturen und Prescale

korrigierte Luminosität (HV, shifted vertex, satellites)	$46424.2\ \mathrm{nb}^{-1}$	
	subtrigger 83	subtrigger19
Prescale Faktor	1.2019	1.0219
Luminosität	$38625.2\ \mathrm{nb}^{-1}$	$45431.1\ \mathrm{nb}^{-1}$

Tabelle 5.1: Luminosität

Nach den in den Abschnitten 5.3.1 bis 5.3.3 erklärten Korrekturen verbleibt für diese Analyse eine Luminosität von $46424.2\,\mathrm{nb}^{-1}$. Dieser Wert wird um die jeweiligen Prescale Faktoren, mit denen Ereignisse mit Subtrigger 83 beziehungsweise mit Subtrigger 19 verworfen werden, korrigiert. Damit ergeben sich (je nach Subtrigger) die in der letzten Zeile der Tabelle 5.1 aufgeführten Luminositäten.

5.4 Ereignisselektion

Die finale Selektion der Ereignisse ist im Folgenden zusammengefasst: Es werden mindestens fünf Spuren gefordert, die die Spuranforderungen aus Tabelle 4.1 erfüllen. In dem betreffenden Ereignis muss ein Vertex rekonstruiert werden, der in z-Richtung nicht weiter als 40 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Das Ereignis muss mindestens zwei Jets mit einer Transversalenergie von $E_T > 6\,\mathrm{GeV}$ aufweisen. In einem dieser Jets wird eine als Myon identifizierte Spur gefordert, die den Anforderungen der Tabelle 4.2 genügt. In Abschnitt 4.3.2 wird erläutert, wie kosmische Ereignisse mit Myonen identifiziert und verworfen werden.

Die Ereignismenge anhand derer der Anteil an uds-Ereignissen bestimmt wird, erfüllt die gleichen Kriterien mit der Ausnahme, dass keine Myonidentifikation stattgefunden hat. Die entsprechende Kandidatenspur muss nur die Kriterien für CJC-Spuren aus Tabelle 4.2 erfüllen, also im Polarwinkelbereich $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ liegen und einen Transversalimpuls von $p_T > 2\,\mathrm{GeV}$ haben.

Kapitel 6

Ereignisse mit einem Myon

6.1 $p^{\mu}_{T,rel}$-Verteilung

Die Ereignisse, die falsche Myonenkandidaten beinhalten, sollen sämtliche Eigenschaften der Signalereignisse aufweisen bis auf das Myon. Daher wird ein Trigger gewählt, der sowohl Myonereignisse als auch falsche Myonkandidaten-Ereignisse selektiert. Subtrigger 83 (Abschnitt 5.1.1) ist ein geeigneter Trigger, der zudem nur einen moderaten Prescalefaktor trägt. Die Inelastizität eines Ereignisses kann direkt anhand des gestreuten Elektron nach Gleichung 2.7 ermittelt werden. Der betrachtete y-Bereich wird auf Grund der Akzeptanz des Elektrondetektors (Abb. 5.1) auf $0.3 < y < 0.65$ eingeschränkt. Die Q^2-Einschränkung für die mit dem Elektrondetektor selektierten Ereignisse ist $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$.

Der Anteil der Einträge aus uds-Ereignissen und die Form des $p^{\mu}_{t,rel}$-Spektrums der uds-Ereignisse wird, wie in Abschnitt 4.3 erklärt, anhand der Daten bestimmt. Mit Subtrigger 83 findet man 144149 Kandidaten für falsche Myonen; das sind die Ereignisse, die sämtliche Anforderungen erfüllen, und eine Spur im Bereich $35^\circ < \Theta < 130^\circ$ mit Transversalimpuls $p_T > 2\,\mathrm{GeV}$ aufweisen, die jedoch nicht als Myon identifiziert wird. Mit einer mittleren Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von 4.5×10^{-3} schätzt man so die Anzahl der beitragenden uds-Ereignisse zu 648 Ereignissen ab.

1474 Ereignisse erfüllen die Anforderungen aus Abschnitt 5.4 und sind durch den Subtrigger 83 ausgewählt worden. Die 648 uds-Ereignisse entsprechen einem Anteil von 44%. Das Spektrum der uds-Ereignisse wird anhand der 144149 Kandidatenereignisse bestimmt .

Die Bestimmung des Beauty Anteils in den selektierten Ereignissen erfolgt, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, durch eine kombinierte Anpassung der $p^{\mu}_{t,rel}$-Verteilungen von Beauty- und Charm- Ereignissen, an das $p^{\mu}_{t,rel}$-Spektrum, dass die 1474 selektierten Ereignisse zeigen. Dabei wird der Anteil der uds-Ereignisse von 44% am Datenspektrum fixiert.

Abbildung 6.1 zeigt das $p^{\mu}_{t,rel}$-Spektrum der falschen Myonen und die Spek-

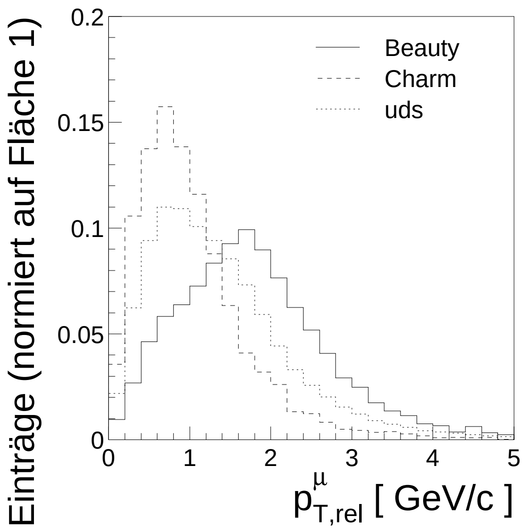

Abbildung 6.1: Form der $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektren für uds-, Beauty- und Charm -Ereignisse

tren, von Beauty- und Charm-Ereignissen, die aus der Monte Carlo Simulation bestimmt werden. Da die AROMA2.2 Simulation die inelastische Produktion von J/Ψ nicht beschreibt, der J/Ψ-Zerfall aber Ereignisse mit Myonen liefert ($\mathrm{BR}(J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$= 5.88% ± 0.1%) , wird der Monte Carlo Generator EPJPSI [58] benutzt, um abzuschätzen, wie viele Ereignisse aus inelastischer J/Ψ-Produktion zu den Daten beitragen. Bei einer simulierten Luminosität, die der dreifachen Luminosität der untersuchten Daten entspricht, wird kein Ereignis aus inelastischer J/Ψ-Produktion gefunden, dass sämtliche Anforderungen erfüllt. Die Unterdrückung der myonischen Ereignisse aus inelastischer J/Ψ-Produktion erfolgt vor Allem durch den Schnitt auf den Transversalimpuls des Myons $p_T^{\mu} > 2\,\mathrm{GeV}$ und die Anforderung, dass das Ereignis zwei Jets mit einem Transversalimpuls $E_T > 6\,\mathrm{GeV}$ aufweisen muss. Das Fehlen der inelastischer J/Ψ-Produktion in AROMA2.2 verfälscht das $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum also nicht.

Durch eine Maximum-Log-Likelihood Anpassung der Spektren wurde bestimmt, mit welchem Anteil, die einzelnen Komponenten beitragen. Diese Anpassung liefert bei einem $\chi^2/d.o.f. = 0.67$ folgende Anteile:

$$\begin{aligned}
\text{Beauty-Anteil} &= f_b = 24.7\% \pm 3.7\% \\
\text{Charm-Anteil} &= f_c = 30.5\% \pm 3.9\% \\
uds - \text{Anteil} &= f_{uds} = 44\% \text{ (festgelegt).}
\end{aligned} \tag{6.1}$$

Abbildung 6.2 zeigt das gemessene Spektrum und die Beiträge der einzelnen Anteile addiert.

Um zu kontrollieren, ob die aus der Anpassung resultierenden Anteile, die Daten gut beschreiben, wird geprüft, ob die gewichtete Summe von Beauty- Charm- und uds-Beiträgen auch in anderen Verteilungen die Daten gut beschreibt.

Abbildung 6.3 zeigt den Transversalimpuls der Myonen (a) und die Polarwin-

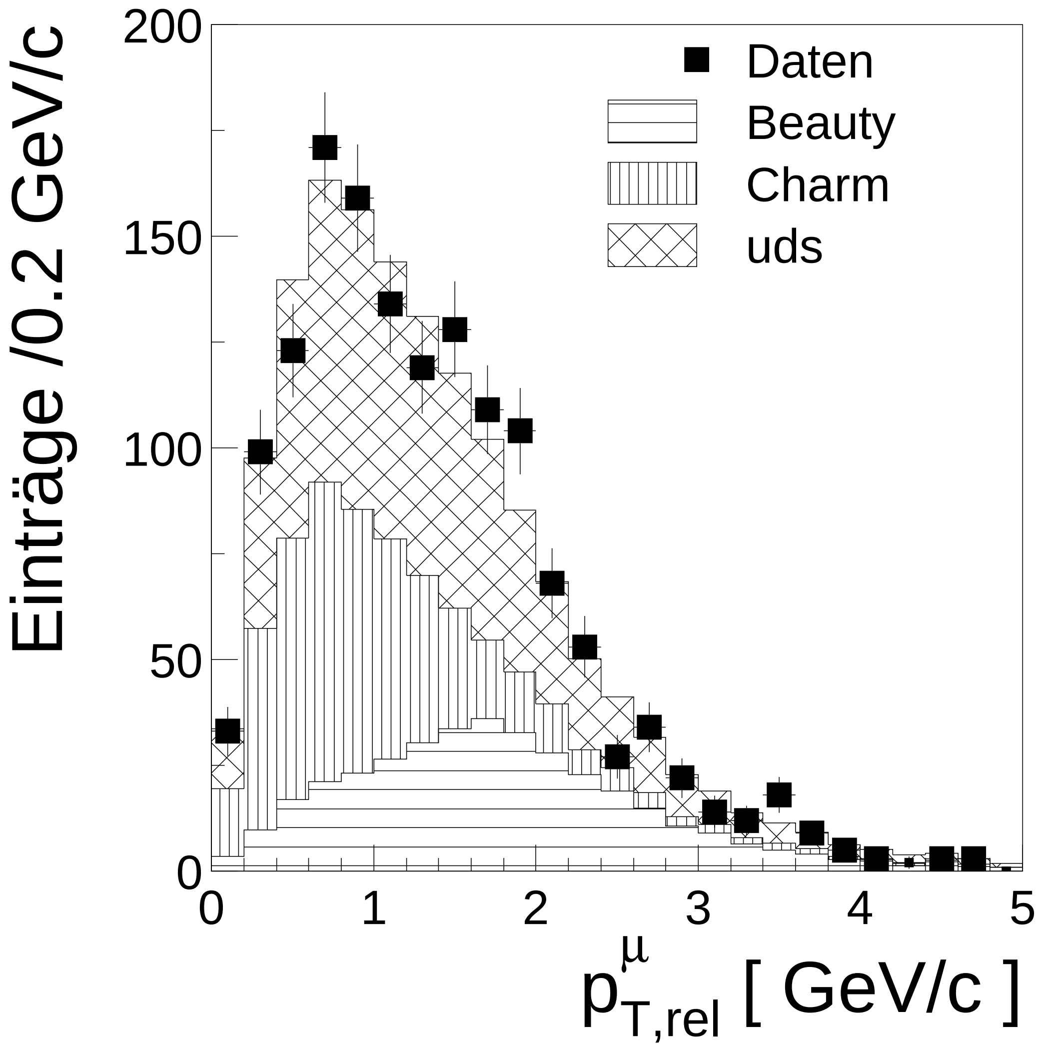

Abbildung 6.2: $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum mit aufsummierten Anteilen: *uds*-Ereignisse 44%, Beauty-Ereignisse 24.7% und Charm-Ereignisse 30.5%.

kelverteilung der Myonen (b). Die Polarwinkelverteilung der Myonen zeigt in der Datenverteilung bei kleinen Polarwinkeln Θ mehr Ereignisse als die Zusammensetzung aus Beauty- Charm- und *uds*-Anteilen. Diese Abweichung erklärt sich mit dem in der AROMA2.2-Simulation fehlenden Anteil an b- und c-Ereignissen mit hadronischen Photon. In Abschnitt 6.1.1 wird darauf näher eingegangen. Abbildung 6.4 zeigt die Energie und die Polarwinkelverteilung der Jets, in denen die Myonen gefunden werden. Die Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Größen und den zusammengesetzten Verteilungen aus Beauty- und Charm- Simulation sowie den Verteilungen der *uds*-Kandidaten.

In Abbildung 6.5 wird die gemessenen Transversalenergie der Jets mit der

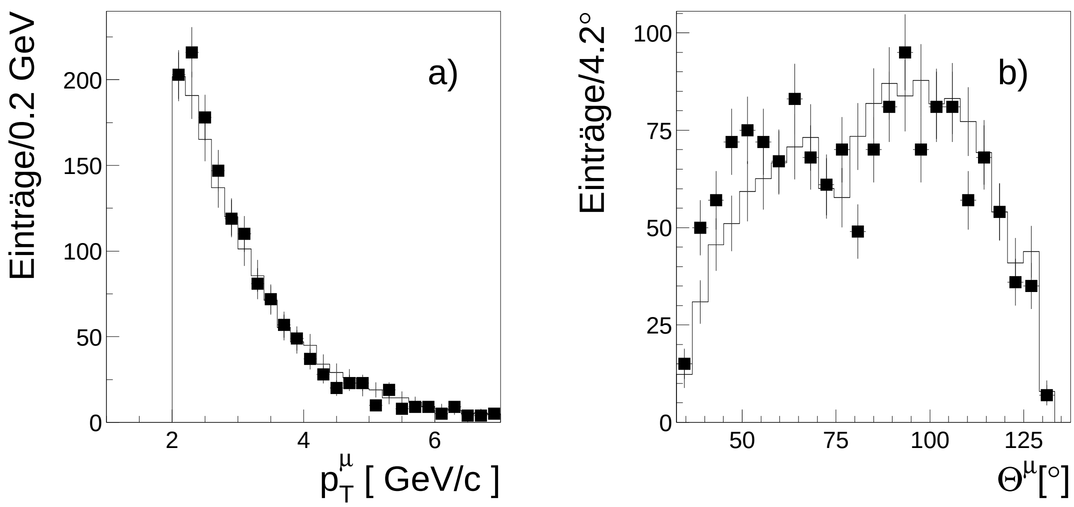

Abbildung 6.3: Vergleich der gemessenen Myon Spektren (Punkte) mit der Summe der Komponenten . a) zeigt den Transversalimpuls der Myonen b) zeigt die Polarwinkelverteilung der Myonen.

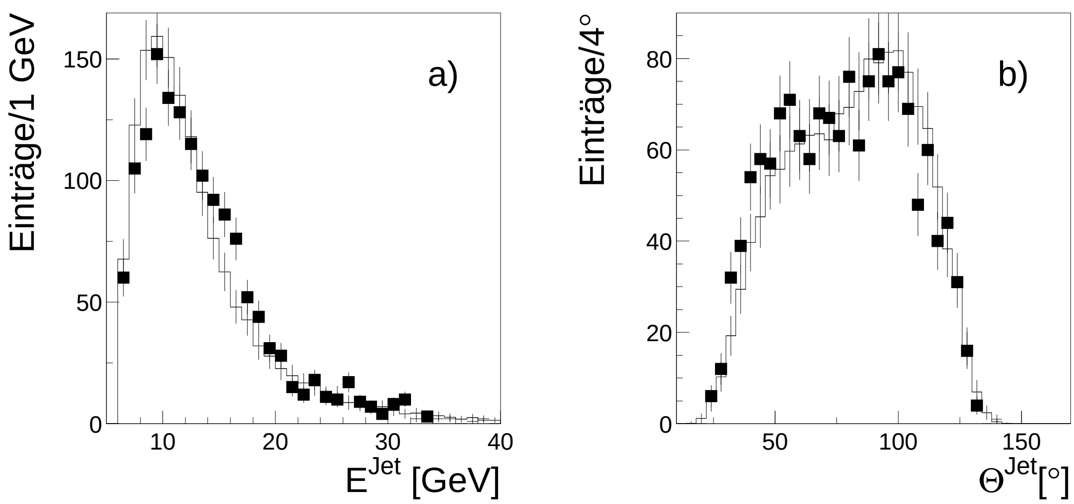

Abbildung 6.4: Vergleich der gemessenen Jetgrößen (Punkte) mit der Summe der Komponenten: a) zeigt die Energie der Jets b) zeigt die Polarwinkelverteilung der Jets.

Summe der Verteilungen der einzelnen Komponenten verglichen. Auch hier ist die Übereinstimmung gut. Diese Übereinstimmung ist besonders wünschenswert, da die Ereignisauswahl anhand der Transversalenergie der Jets erfolgt.

In Abbildung 6.6 werden zur Kontrolle zwei Verteilungen gezeigt, die jeweils die Jets beschreiben, in denen kein Myon gefunden wurde. Ereignisse mit mehr als einem Jet ohne Myon (Drei-Jet Ereignisse) tragen zu diesen Verteilungen

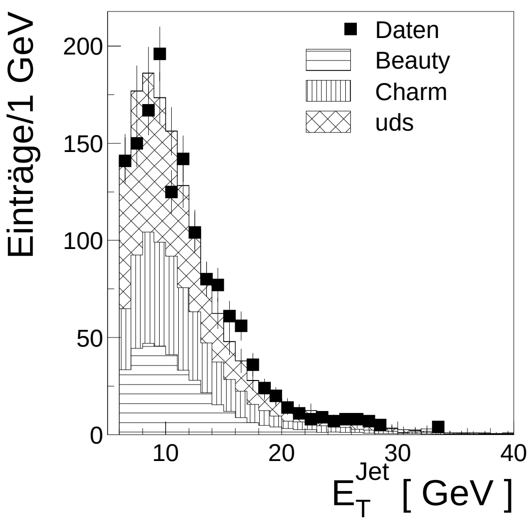

Abbildung 6.5: E_T-Spektrum der Jets, in denen ein Myon gefunden wurde

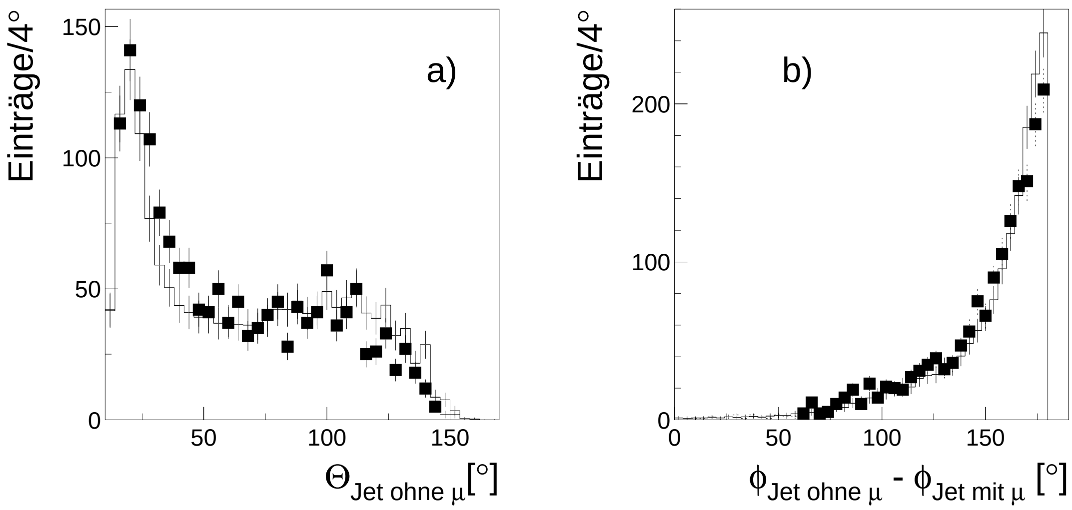

Abbildung 6.6: Verteilungen zur Kontrolle der Jets, in denen kein Myon gefunden wurde: a) zeigt die Polarwinkelverteilung der Jets. b) zeigt die Verteilung der Öffnungswinkel in ϕ zwischen dem Jet, in dem das Myon gefunden wurde, und den anderen Jets des Ereignisses.

mit mehreren Einträgen bei. Abbildung 6.6 a) zeigt die Polarwinkelverteilung dieser Jets. Da diese Jets, anders als die in Abbildung 6.4 gezeigten Jets, kein zentrales Myon aufweisen müssen, findet man hier viele Jets im Vorwärtsbereich. Die gemessene Verteilung wird von der Addition des Beauty- des Charm- und des uds-Anteils gut beschrieben. In Abbildung 6.6 b) ist der Öffnungswinkel in der $r - \Phi$-Ebene ($x - y$-Ebene) zwischen den Jets mit Myon und den Jets ohne Myon dargestellt. In führender Ordnung erwartet man zwei Jets, die einen Öffnungswinkel von 180°, aufweisen. Die ausgeprägte Anhäufung bei 180° bestätigt dies. Prozesse höherer Ordnung reduzieren den Öffnungswinkel und können einen dritten Jet erzeugen. Die gemessene Verteilung und die aus den $b-$ $c-$ und uds-Anteilen erwartete Verteilung stimmen gut überein.

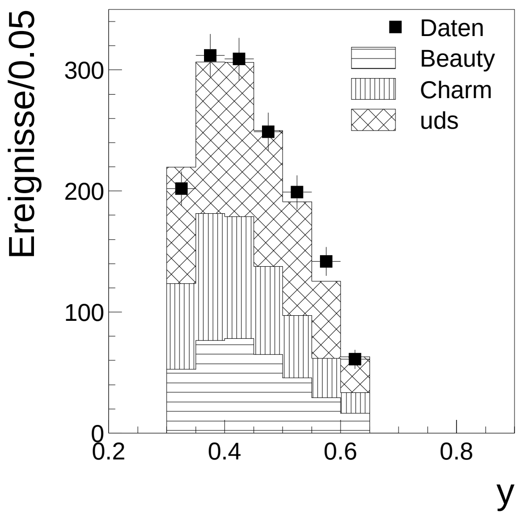

Abbildung 6.7: y-Verteilung zur Kontrolle

Abbildung 6.7 zeigt zur Kontrolle die y-Verteilung der betrachteten Ereignisse.

6.1.1 Der Beitrag der Ereignisse mit hadronischem Photon

Die benutzte Simulation AROMA2.2 beschreibt Prozesse mit hadronischem Photon, die ebenfalls zur Erzeugung von Ereignissen mit schweren Quarks beitragen, nicht. Dadurch ergibt sich zum Beispiel die Abweichung in der Polarwinkelverteilung der Myonen zwischen gemessenen Ereignissen und der Addition der einzelnen Beiträge aus der Charm- und Beauty- Simulation sowie dem uds-Anteil (Abbildung 6.3 b)) .

Die Größe x_γ erlaubt es direkte Prozesse und solche mit hadronischem Photon zu unterscheiden. Die x_γ-Verteilung der Daten zeigt Abbildung 6.8. x_γ wird hier nach Gleichung 2.13 bestimmt. Ereignisse mit direktem Photon weisen theoretisch ein x_γ von 1 auf, die experimentelle x_γ-Bestimmung ergibt einen hohen Wert der sich in der deutlichen Häufung bei $x_\gamma \sim 0.75$ äussert. Ereignisse mit hadronischen Photon haben ein kleineres x_γ. Sowohl der uds-Anteil als auch die gemessenen Daten zeigen eine Schulter bei kleinem x_γ, die den Ereignissen mit hadronischem Photon zuzurechnen ist. Die Addition des Beauty- Charm- und des uds-Anteils weist weniger Ereignisse bei kleinem x_γ auf als die Messung. Die Diskrepanz ist den in der Simulation fehlenden Ereignissen mit hadronischem

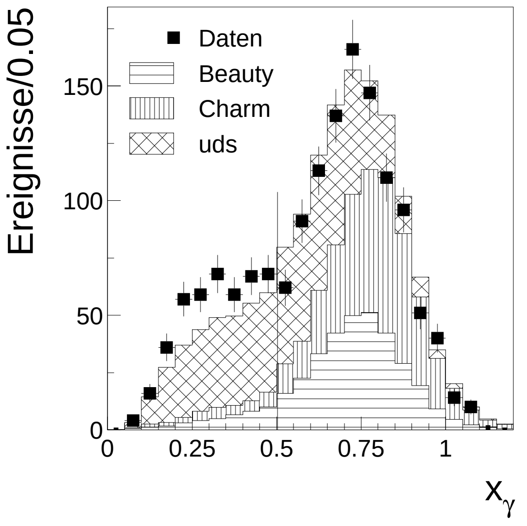

Abbildung 6.8: x_γ-Verteilung der Ereignisse. Der in der Simulation fehlende Anteil von Beauty- und Charm- Ereignissen mit hadronischem Photon ist für den Datenüberschuss bei kleinen x_γ verantwortlich. Der Schnitt bei $x_\gamma = 0.5$ wird im Text erklärt.

Photon zuzuschreiben. Es handelt sich um etwa 80 Ereignisse. Da die Gesamtzahl der Ereignisse mit Beauty und Charm 813 beträgt, ist der Beitrag mit hadronischem Photon zur Produktion schwerer Quarks etwa 10%.

Um den Beitrag der Ereignisse mit aufgelöstem Photon zu unterdrücken, werden nun nur solche Ereignisse mit einem $x_\gamma > 0.5$ zugelassen. In diesem Bereich ist der Beitrag der Ereignisse mit hadronischem Photon vernachlässigbar: Der relative Anteil der Ereignisse mit hadronischem Photon an allen Ereignissen im jeweiligen Bereich ist im Bereich $x_\gamma < 0.5$ sechsmal größer als im Bereich $x_\gamma > 0.5$ [59]. Mit der Abschätzung eines Anteils der Ereignisse mit hadronischem Photon von etwa 10% für $x_\gamma < 0.5$ (siehe unten) erwartet man also etwa 1.7% hadronischen Anteil im Bereich $x_\gamma > 0.5$. Die Anforderung $x_\gamma > 0.5$ reduziert die Anzahl der beitragenden Ereignisse auf 1040. In dieser Ereignismenge erwartet man 389 Ereignisse (37.4%), die dem *uds*-Anteil zu zuordnen sind. Aufgrund der schlechten Auflösung der x_γ-Bestimmung verwirft man durch den Schnitt $x_\gamma > 0.5$ etwa 11% der direkten Beauty-Ereignisse aus der Simulation und nur 5% der Charm Ereignisse, da die x_γ-Auflösung für die Charm Ereignisse etwas besser ist (siehe Schnitt in Abbildung 6.8). Die Bestimmung des Beauty Anteils in den selektierten Ereignissen erfolgt wie oben durch eine kombinierte Anpassung der $p^{\mu}_{t,rel}$-Verteilungen von Beauty- und Charm- Ereignissen, an das $p^{\mu}_{t,rel}$-Spektrum der 1040 Ereignisse bei einem festgehaltenen *uds*-Anteil von 37.4%. Die Anpassung liefert einen b-Anteil von 27.8% (289 Ereignisse) und einen Charm Anteil von 34.6% (360 Ereignisse). Das gemessene $p^{\mu}_{t,rel}$-Spektrum und die Addition der einzelnen Beiträge zeigt Abbildung 6.9 a).

Die ermittelte Anzahl Beauty-Ereignisse in Ereignissen mit ausschliesslich direktem Photon wird mit der Anzahl der gefundenen Beauty-Ereignisse in der Gesamtmenge verglichen. Es werden 289 b-Ereignisse im Bereich $x_\gamma > 0.5$ ge-

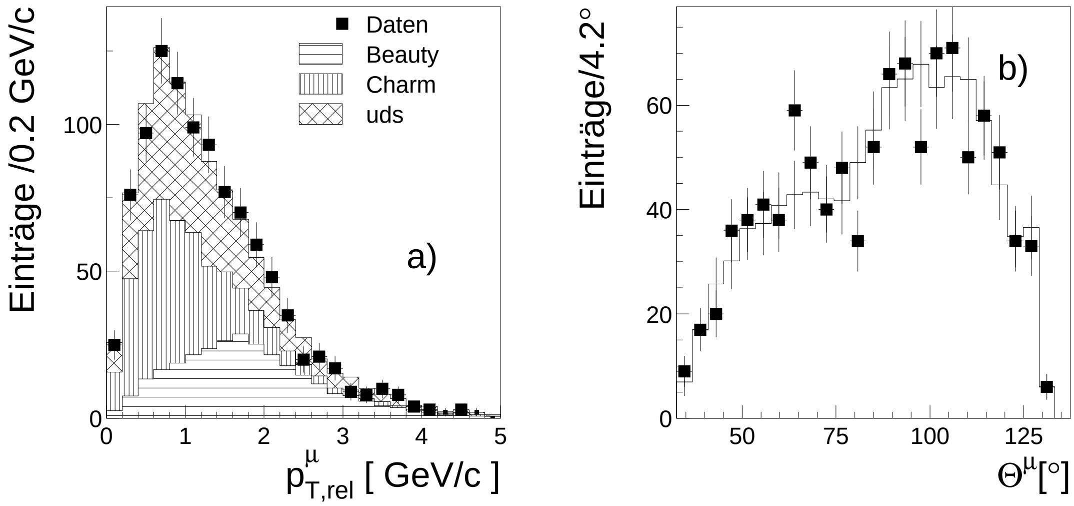

Abbildung 6.9: Ereignisse mit $x_\gamma > 0.5$: a) $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der Ereignisse mit aufsummierten Anteilen: *uds*-Ereignisse 37.4%, Beauty-Ereignisse 27.8% und Charm-Ereignisse 34.6%. b) zeigt die Polarwinkelverteilung der Myonen zur Kontrolle

funden. Der Schnitt $x_\gamma > 0.5$ verwirft 11% der Ereignisse mit direktem Photon. Korrigiert hat man also 289/0.89=325 Ereignisse mit direktem Photon. Im gesamten x_γ-Bereich wurden 364 Beauty-Ereignisse gefunden. Die Differenz von 39 Ereignissen ergibt einen Anteil der Ereignisse mit aufgelöstem Photon an den myonischen Beauty-Ereignissen von 10.7%. Die FNMR Rechnung (Tabelle 2.2) ergibt, dass 7% der myonischen Beauty-Ereignisse aus Ereignissen mit aufgelöstem Photon stammen. Für Charm-Ereignisse gibt diese Abschätzung einen Anteil von Ereignissen mit hadronischem Photon von 15.6%.

Da die Abweichung der Polarwinkelverteilung der Messung von der erwarteten Verteilung in Abbildung 6.3 b) auf die fehlende Behandlung des hadronischen Anteils in der Simulation zurückgeführt wird, sollte diese Abweichung in der Ereignismenge, die nur aus direkten Ereignissen besteht, nicht mehr auftreten. Abbildung 6.9 b) belegt dies: Die gemessenen Polarwinkelverteilung der Myonen und die erwartete Verteilung aus der Addition des Beauty- Charm- und *uds*-Anteils zeigen gute Übereinstimmung.

Eine Einschränkung der Daten auf einen x_γ-Bereich, in dem Ereignisse mit hadronischem Photon nicht beitragen, liefert Ergebnisse, die konsistent sind mit dem gesamten x_γ-Bereich. Der Beitrag der Ereignisse mit hadronischem Photon zu den Ereignissen mit schweren Quarks wird zu 10% abgeschätzt. Das $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der Myonen aus einem b- oder c-Zerfall ist unabhängig vom Produktionsmechanismus (direkt versus aufgelöstes Photon) des schweren Quarks. Daher ist das Fehlen des Produktionsmechanismus mit hadronischem Photon für diese Analyse nur insofern erheblich als die anhand der AROMA2.2 Simulation ermittelten Akzeptanzen den hadronischen Teil nicht richtig wiedergeben. Der systematische Fehler der Akzeptanz berücksichtigt dies.

6.2 Beauty-Wirkungsquerschnitt

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks wird mit folgender Formel errechnet:

$$\sigma^{\text{vis}}(ep \to Q\bar{Q}X \to \mu X') = \frac{1}{2}\frac{N_Q^{\mu}}{\mathcal{L}_{Trigger} \cdot \epsilon_{Trigger} \cdot A}. \tag{6.2}$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ wird eingeführt, da schwere Quarks in Paaren entstehen und beide Quarks unabhängig voneinander in ein Myon zerfallen können. N_Q^{μ} ist die Anzahl der Myonen, die der entsprechenden Quarksorte (Charm oder Beauty) durch die Anpassung an das $p_{T,rel}^{\mu}$-Spektrum zugeordnet wird: $N_Q^{\mu} = f_Q \cdot N_{observed}^{\mu}$. Die Akzeptanz A beschreibt die Effizienz mit der ein Myon aus einem Beauty-Zerfall, das im sichtbaren Bereich $Q_{gen}^2 < 0.01\,\text{GeV}^2$, $0.3 < y^{gen} < 0.65$, $35° < \Theta^{gen} < 130°$ und $p_T^{\mu,gen} > 2\,\text{GeV}$ entsteht, von dieser Analyse gefunden wird. Die so gebildete Akzeptanz beinhaltet die Effizienz das Myon als Myon zu erkennen und mit $35° < \Theta^{rec} < 130°$, $p_T^{rec} > 2\,\text{GeV}$ zu rekonstruieren, die Wahrscheinlichkeit mit der die gesuchten Ereignisse zwei Jets aufweisen, und die Wahrscheinlichkeit, dass die rekonstruierten kinematischen Größen Q_{rec}^2 und y_{rec} innerhalb der gewählten Grenzen liegen. Die Wahrscheinlichkeit, zwei Jets mit einer Transversalenergie größer als 6 GeV in den gesuchten Ereignissen zu finden, beträgt etwa 50%. Die Akzeptanz ist wie in Gleichung 6.3 dargestellt anhand der Monte Carlo Simulation bestimmt worden.

$$A = \frac{N^{\mu,rec}(Q^2, y, \Theta, p_T, \text{Dijet-Ereignis}, \text{Ereignisselektion})}{N^{\mu,gen}(Q^2, y, \Theta, p_T)}. \tag{6.3}$$

Man findet $A_{Beauty} = 32.3\%$ und $A_{Charm} = 33.0\%$. Wie schon in Abschnitt 6.1.1 erwähnt, beschreibt die so ermittelte Akzeptanz nur die Akzeptanz der Ereignisse mit direktem Photon. Ereignisse mit hadronischem Photon sind in der Simulation nicht enthalten. Ereignisse mit hadronischem Photon weisen eine geringere Akzeptanz auf, da die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Jets mit einer Transversalenergie $E_T > 6\,\text{GeV}$ entstehen, auf Grund der geringeren Schwerpunktsenergie des partonischen Subsystems niedriger ist. Der dadurch verursachte Fehler der Akzeptanz wird abgeschätzt, indem der Extremfall angenommen wird, dass die Ereignisse mit hadronischem Photon (10%) eine Akzeptanz von 0% aufweisen. Mit dieser Annahme erhält man eine Akzeptanz von $(90\% \cdot 32.3\%)/100\% = 29\%$. Die Akzeptanz mit Fehler ergibt sich zu $A_{Beauty} = 32.3\%^{+0}_{-3.3\%}$ und $A_{Charm} = 33.0\%^{+0}_{-5.1\%}$.

Die Triggereffizienz ϵ_{ST83} wurde in Abschnitt 5.1.1 bestimmt und beträgt 29%. Mit der Luminosität aus Abschnitt 5.3 und den in Tabelle 6.1 zusammengestellten Größen ergibt sich ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma^{\text{vis}}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = (50.3 \pm 7.5\,(\text{stat})^{+9.3}_{-7.7}\,(\text{sys}))\ \text{pb}. \tag{6.4}$$

Als statistischer Fehler wird der Fehler der Maximum Likelihood Anpassung betrachtet. Die Beiträge zum systematischen Fehler werden in Abschnitt 6.2.1 zusammengestellt.

Als Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm tragenden Quarks erhält man mit den Zahlen aus Tabelle 6.1:

$$\sigma^{\text{vis}}(ep \to c\bar{c}X \to \mu X') = (60.8 \pm 7.6\,(\text{stat})^{+19.8}_{-17.6}\,(\text{sys}))\ \text{pb}. \tag{6.5}$$

	Beauty	Charm
gefundene Myonereignisse $N^{\mu}_{observed}$	1474	
korrigierte Luminosität $\mathcal{L}_{ST83}$	38625.2 nb^{-1}	
Triggereffizienz$_{ST83}$	29% $\pm$ 2.9%	
Anteil aus dem Fit f_Q	24.7%	30.5%
Akzeptanz	$32.3\%^{+0}_{-3.3\%}$	$33.0\%^{+0}_{-5.1\%}$

Tabelle 6.1: Größen zur Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitt

6.2.1 Fehlerbeiträge

Der systematische Fehler des ermittelten Beauty-Wirkungsquerschnitts ergibt sich zu $^{+18.4\%}_{-15.3\%}$. Es tragen folgende Unsicherheiten bei:

- Die Bestimmung der falschen Myonen ist mit Fehlern behaftet. Die Bestimmung der Misidentifikationswahrscheinlichkeit $P(p, \Theta, \text{id})$ in [37] lässt einen relativen Fehler der Misidentifikationswahrscheinlichkeit von maximal 10% erwarten. Um den Einfluss dieser Unsicherheit auf den Beauty-Wirkungsquerschnitt abzuschätzen, wurde der Anteil der falschen Myonen von 44 % auf 48% erhöht bzw. auf 40% reduziert und die beschriebene Anpassung an das $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum wiederholt. Der Beauty-Anteil verändert sich um $\pm1.9\%$, was einem relativen Fehler von 7.7% entspricht. Für Charm erhält man einem relativen Fehler von 7.2%.

- Die Bestimmung der Akzeptanz nach Gleichung 6.3 beinhaltet nur die Akzeptanz der Ereignisse mit direktem Photon. Der relative Fehler der Akzeptanz durch die fehlende Beschreibung des hadronischen Anteils in der

Simulation wird in Abschnitt 6.2 abgeschätzt für Beauty zu $^{+0}_{-10.2\%}$ und für charmtragende Ereignisse zu $^{+0}_{-15.5\%}$.

- In [37] wurden die $p^{\mu}_{T,rel}$ Spektren für Beauty- und Charm-Ereignisse sowohl mit dem MC-Generator AROMA als auch mit Herwig [60] ermittelt. Der resultierende Beauty-Wirkungsquerschnitt variiert um $\pm 5.1\%$. Der Fehler für den resultierenden Charm-Wirkungsquerschnitt wurde zu 24.6% bestimmt.

- Im Kalorimeter wird die hadronische Energie auf etwa 4% genau gemessen. Der Einfluß dieses Fehlers in der hadronischen Energieskala auf den resultierenden Wirkungsquerschnitt wird ermittelt, indem die Energieskala der simulierten Monte Carlo Daten um 4% nach oben und nach unten reskaliert wurde. Die Form des $p_{T,rel}$-Spektrums und somit das Ergebnis der Anpassung (f_b und f_c) verändert sich dadurch nicht. Die Akzeptanz A ändert sich jedoch, so dass der resultierender Wirkungsquerschnitt sich um $+6.8\%$ bzw. -6.8% verändert. Der resultierende Charm-Wirkungsquerschnitt verändert sich um $\pm 6\%$.

- Der relative Fehler der Luminositätsmessung betrug im Jahre 2000 1.5 %.

- Die Triggereffizienz für Subtrigger 83 wird in Abschnitt 5.1.1 zu $29.0\% \pm 2.9\%$ bestimmt (Gleichung 5.2). Der relative Fehler der Triggereffizienz beträgt also 10%.

Der systematische Fehler des gemessenen Charm-Wirkungsquerschnitts ergibt sich mit den aufgeführten Werten zu $^{+32.6\%}_{-29.0\%}$.

6.2.2 Vergleich mit den QCD Vorhersagen

Der Wirkungsquerschnitt für den sichtbaren Bereich ergibt sich mit dem AROMA2.2 Generator für die Produktion von Beauty zu

$$\sigma^{vis,ETAG}_{AROMA-MC}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = 14.8\,\mathrm{pb}. \tag{6.6}$$

Die in Abschnitt 2.5 vorgestellten NLO-QCD Rechnungen liefern für den Beauty Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich

$$\sigma^{vis,ETAG}_{NLOQCD,MRSG}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = 16.8\,\mathrm{pb}, \tag{6.7}$$

und

$$\sigma^{vis,ETAG}_{NLOQCD,CTEQ4L}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = 19.3\,\mathrm{pb} \tag{6.8}$$

für die Protonstrukturfunktion nach MRSG [32] beziehungsweise für die Protonstrukturfunktion CTEQ 4L [34, 35]. Die Messung von $\sigma^{vis,ETAG}_{Messung}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = 50.3 \pm 7.5 \pm 7.7)$ pb ergibt demzufolge einen um einen Faktor 3.0 höheren Wirkungsquerschnitt als in NLO-Rechnungen (MRSG). Dieses Ergebnis ist

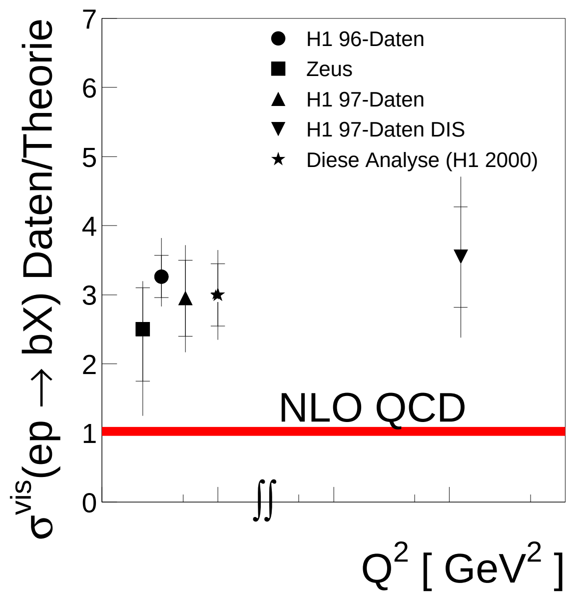

Abbildung 6.10: Abweichung des sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{vis}}(ep \to \bar{b}bX \to \mu X')$ von NLO-Rechnungen bei HERA. Der Punkt gibt das Ergebnis von [36, 28] wieder. Die Dreiecke sind das Ergebnis von [38, 39]. Das Quadrat stellt das Ergebnis einer Analyse der Zeuskollaboration [40] dar und der Stern gibt das Ergebnis dieser Analyse wieder.

in Abbildung 6.10 zusammen mit den in Abschnitt 3.1.1 erläuterten Messungen dargestellt. Die Messungen bestätigen einander und liefern den Befund, dass der gemessene Produktionswirkungsquerschnitt für Beauty bei HERA über dem aus NLO QCD Rechnungen erwarteten Wert liegt.

Die bisher vorgestellte Analyse bedient sich des Elektrondetektors um die betrachteten Ereignisse zu selektieren. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass sowohl die Signalereignisse als auch die Menge der uds-Kandidaten anhand des gleichen Triggers selektiert werden und somit ein konsistentes Vorgehen gewährleistet ist. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass der Elektrondetektor nur einen limitierten kinematischen Bereich zulässt, nämlich $0.3 < y < 0.65$ und $Q^2 < 0.01\,\text{GeV}^2$, und dass die Elektrondetektorakzeptanz (Darstellung 5.1) die Zahl der gefundenen Ereignisse einschränkt.

6.3 Wechsel des Triggers und Extrapolation auf den Bereich $0.1 < y < 0.8$

Um eine größere Anzahl von Ereignissen zu erhalten, werden die Ereignisse nun mit Hilfe des in Abschnitt 5.1.2 vorgestellten Subtriggers 19, der Ereignisse mit Myonen selektiert, ausgewählt. Der kinematische Bereich wird geöffnet auf $0.1 < y < 0.8$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Durch die erhöhte Anzahl von Ereignissen, die man so erhält, eröffnet sich die Möglichkeit, eine Analyse der 2-Myonen-Ereignisse vorzunehmen (siehe Kapitel 7).

Da in dem nun gewählten kinematischen Bereich in der Mehrzahl der Ereignisse das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird, wird die Inelastizität y des Ereignisses nun anhand des hadronischen Endzustandes bestimmt (siehe Gleichung 2.8). Abbildung 6.11 zeigt die relative Abweichung des gemessenen

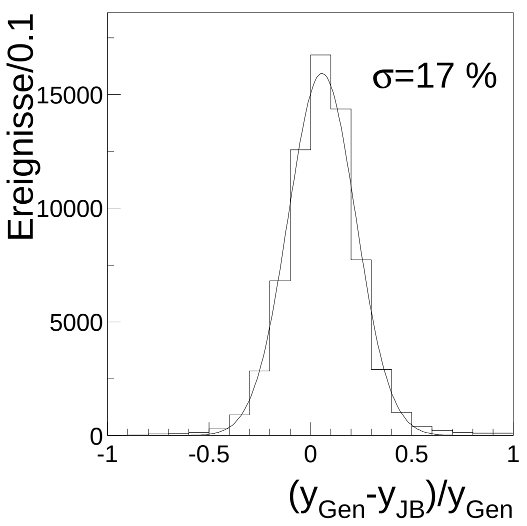

Abbildung 6.11: Auflösung der Messung y_{JB} aus der MC-Simulation. die Anpassung einer Gaussfunktion liefert eine Breite von 17%. Der Mittelwert ist um +0.05 verschoben. Diese Verschiebung wird korrigiert.

y_{JB} vom generierten y_{gen} in der MC-Simulation. Der relative Fehler wird durch die Anpassung einer Gaussfunktion zu 17% bestimmt. Der Mittelwert der Anpassung ist um 0.05 verschoben. Daher wird der gemessene y_{JB}-Wert korrigiert: $y_{JB}^{benutzt} = y_{JB}^{gemessen}/0.95$.

Im Bereich $0.1 < y < 0.8$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ findet man 8923 Ereignisse mit Subtrigger 19, die den Anforderungen aus Abschnitt 5.4 genügen.

Folgendes Problem ergibt sich bei der Umstellung auf den Myontrigger: Die Zahl der *uds*-Ereignisse, die beitragen, lässt sich nicht mehr ermitteln, da der gewählte Trigger keine "Kandidaten"-ereignisse selektiert, denn diese zeichnen sich gerade dadurch aus, kein Myon aufzuweisen. Daher wird folgender Weg gewählt: Anhand der AROMA 2.2-Simulation wird das Verhältnis des sichtbaren Wirkungsquerschnitts im Bereich $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.3 < y < 0.65$ zu dem Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.8$ ermittelt. Tabelle 6.2 zeigt,

	$Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ $0.3 < y < 0.65$	$Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ $0.1 < y < 0.8$	Extrapolations-faktor
NLO QCD (MRSG)	16.8 pb	58.3 pb	3.45
NLO QCD (CTEQ 4L)	19.3 pb	67.6 pb	3.52
AROMA 2.2	15.1 pb	48.3 pb	3.2

Tabelle 6.2: Extrapolationfaktor vom kinematischen Bereich des Elektrondetektors auf den Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.8$

dass das Verhältnis der sichtbaren Wirkungsquerschnitte der beiden Bereiche in der Monte Carlo Simulation und in der NLO Rechnung nahezu gleich ist. Die Differenz der Extrapolationsfaktoren wird als Fehlerbeitrag der Extrapolation (relativer Fehler 9.4%) betrachtet. Mit dieser Extrapolation findet man für den kinematischen Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.8$ folgenden Beauty-Produktionswirkungsquerschnitt:

$$\sigma^{\mathrm{vis}}_{(0.1<y<0.8,\,Q^2<1\,GeV^2)}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') \qquad (6.9)$$
$$= \left(161 \pm 24\,(\mathrm{stat})^{+29.6}_{-24.6}\,(\mathrm{sys}) \pm 15\,(\mathrm{extr})\right)\ \mathrm{pb}.$$

Der angegebene Fehler beinhaltet die Fehler der Messung 6.4 sowie den Fehlerbeitrag durch die Extrapolation.

Der Wert von 161 pb lässt sich vergleichen mit dem in [36] gemessenen Wert von $176 \pm 16(stat.)^{+26}_{-17}(syst.)$ pb und dem in [38] angegebenen Wert von $159 \pm 30(stat.) \pm 29(syst.)$ pb (siehe Abschnitt 3.1.1). Beide Messungen umfassen den gleichen kinematischen Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.8$. Die beiden zitierten Messungen wurden bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV durchgeführt, während die Daten der vorliegende Analyse bei einer Schwerpunktsenergie von 318.4 GeV aufgezeichnet wurden. Der Anstieg der Schwerpunktsenergie von 300 GeV auf 318.4 GeV lässt einen Anstieg des sichtbaren Wirkungsquerschnitts um etwa 10% erwarten (siehe Tabelle 2.2). Die vorliegende Messung und die zitierten Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung.

Anhand des Verhältnisses der sichtbaren Wirkungsquerschnitte wird nun ermittelt, wieviele der 8923 Myonereignisse, die man mit dem Subtrigger 19 findet, Beauty oder Charmereignisse sind:

$$N^{\mu}_{st19}(\mathrm{Beauty}) = \frac{\mathcal{L}_{19}}{\mathcal{L}_{83}}\frac{\epsilon_{19}}{\epsilon_{83}}\frac{A_{19}}{A_{83}}\left[\frac{\sigma^{vis}_{19}}{\sigma^{vis}_{83}}\right]_{AROMA} N^{\mu}_{st83}(\mathrm{Beauty}). \qquad (6.10)$$

A_{19} beziehungsweise A_{83} steht für die Akzeptanz in den beiden kinematischen Bereichen, die gemäß Gleichung 6.3 bestimmt wird.

Mit Hilfe dieser Extrapolation bestimmt man die Zahl der Beauty Ereignisse zu 2873 (32.2%) und die der Charm Ereignisse zu 4024 (45.1%). Die restlichen der 8923 mit dem Subtrigger 19 gefundenen Myonereignisse werden als falsche Myonen dem uds-Anteil zugeordnet (22.7%).

Abbildung 6.12 a) zeigt das gemessene $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der 8923 Ereignisse. Die ermittelten Anteile von Beauty, Charm und uds werden addiert und mit der gemessenen Verteilung verglichen. Das Spektrum des Beauty-Anteils und des Charm-Anteils wird anhand der AROMA-Simulation bestimmt. Da ein uds-Spektrum für Ereignisse, die mit Subtrigger 19 selektiert werden, nicht zur Verfügung steht, wird das $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum der uds-Ereignisse aus der Elektrondetektor-Analyse (Abschnitt 6.1) verwendet. Das gemessene Spektrum und das Spektrum, dass sich aus der Addition der Einzelspektren ergibt, zeigen eine Diskrepanz, wie sie in Abbildung 6.1, im ursprünglichen Spektrum dieser Analyse, nicht auftritt. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass sich die $p^{\mu}_{T,rel}$-Verteilung des uds-Anteils ändert, wenn man vom Subtrigger 83 zu Subtrigger 19 wechselt.

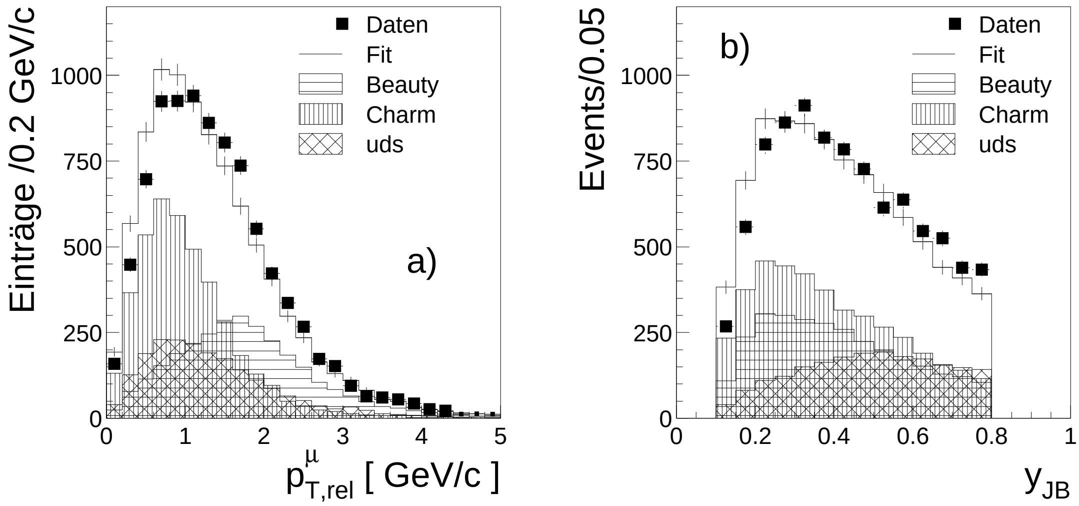

Abbildung 6.12: Auf den erweiterten kinematischen Bereich extrapolierte Verteilungen a) $p^{\mu}_{T,rel}$-Spektrum b) y_{JB}-Verteilung

Die Verteilung der Inelastizität y liefert eine Kontrolle, ob der ermittelte uds-Anteil der gemessenen Ereignisse sinnvoll ist: Bei kleinen y dominieren Ereignisse mit schweren Quarks, während bei großen y der uds-Anteil dominiert. Die Schwerpunktsenergie des partonischen Subsystems $\hat{s}$ muss genügend groß sein um zwei Jets mit einer Transversalenergie größer 6 GeV zu produzieren. $\hat{s}$ ergibt sich als:

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_p \cdot y \cdot x_\gamma \cdot s}. \tag{6.11}$$

Bei der Produktion von schweren Quarks dominieren direkte Prozesse bei denen $x_\gamma = 1$ ist. Folglich reicht ein kleineres y aus, um eine genügend große Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ zu erzielen. Zur Produktion leichter Quarks tragen Prozesse mit aufgelöstem (hadronischem) Photon stark bei, so dass x_γ kleiner als 1 ist. Im Mittel müssen uds-Ereignisse also ein höheres y aufweisen, um eine ausreichende partonische Schwerpunktsenergie zu liefern.

In Abbildung 6.12 b) ist das gemessene y_{JB}-Spektrum gezeigt, und die gewichtete Summe der Verteilungen der einzelnen Beiträge. Das y-Spektrum der Ereignisse mit schweren Quarks wird anhand der AROMA-Simulation bestimmt, während das Spektrum des uds-Anteils anhand der Daten bestimmt wurde.

Die gemessene y-Verteilung stimmt gut mit der Annahme eines uds-Anteils von 22.7% überein. Zwischen Beauty-Anteil und Charm -Anteil kann diese Verteilung nicht unterscheiden.

6.4 Extrapolation auf den totalen Wirkungsquerschnitt

Die Messung $(ep \to b\bar{b}X \to \mu X') = (50.3 \pm 7.5 \pm 7.7)$ pb (Gleichung 6.4) wird im folgenden auf den totalen Wirkungsquerschnitt zur Produktion von Beauty-Ereignissen bei HERA bei einer Schwerpunktsenergie von 318.4 GeV extrapoliert. Die Extrapolation wird mit der MC Simulation AROMA 2.2 durchgeführt. Naturgemäß ist die Extrapolation von einem kleinen kinematischen Bereich auf den totalen Wirkungsquerschnitt mit einer großen Unsicherheit behaftet. Um

Beauty			
	$\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \to b\bar{b}X \to \mu X')$	$\sigma(ep \to b\bar{b}X)$	Faktor
NLO QCD (MRSG)	16.8 pb	6.18 nb	368
NLO QCD (CTEQ 4L)	19.3 pb	6.99 nb	362
AROMA 2.2	15.1 pb	4.66 nb	324

Tabelle 6.3: Extrapolationfaktor vom kinematischen Bereich des Elektrondetektors auf den totalen Produktionswirkungsquerschnitt

den Fehler der Extrapolation abzuschätzen wird der Extrapolationsfaktor vom sichtbaren Bereich auf den totalen Wirkungsquerschnitt sowohl mit AROMA 2.2 als auch mit NLO QCD Rechnungen ermittelt (siehe Tabelle 6.3). Die Differenz der Extrapolationsfaktoren wird als Fehler der Extrapolation betrachtet. Somit erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma^{\mathrm{tot}}(ep \to b\bar{b}X) = (15.5 \pm 2.3\,(\mathrm{stat})^{+2.8}_{-2.4}\,(\mathrm{sys}) \pm 2.1\,(\mathrm{extrapol}))\ \mathrm{nb}. \qquad (6.12)$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen bei der HERA-Schwerpunktsenergie von 300 GeV die für den totalen Wirkungsquerschnitt

- $\sigma^{\mathrm{tot}}(ep \to b\bar{b}X) = (18.8 \pm 1.6)$ nb [37]

beziehungsweise

- $\sigma^{\mathrm{tot}}(ep \to b\bar{b}X) = (18.59 \pm 1.69\,(\mathrm{stat.})^{+1.86}_{-2.92}\,(\mathrm{syst.})^{+0.92}_{-0.92}\,(\mathrm{extr.}))$ nb [61]

finden.

Die Extrapolation des sichtbaren Wirkungsquerschnitts $(ep \to c\bar{c}X \to \mu X')$ (siehe Gleichung 6.5) auf den totalen Wirkungsquerschnitt mit AROMA 2.2 ergibt

$$\sigma^{\mathrm{tot}}(ep \to c\bar{c}X) = (1404 \pm 175\,(\mathrm{stat})^{+458}_{-407}\,(\mathrm{sys}))\ \mathrm{nb}. \qquad (6.13)$$

Innerhalb des Fehlers stimmt dieser Messwert mit der Messung des Wirkungsquerschnitts für Charmereignisse bei HERA überein [62]. Bei einer Schwerpunktenergie von 300 GeV wurde dort ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{Q^2<0.01\,GeV^2}(ep \to$

$c\bar{c}X) = (941 \pm 160^{+142}_{-120})$ nb angegeben. Extrapoliert man diesen Wert anhand der AROMA2.2 Simulation auf den gesamten Q^2-Bereich (Faktor 1.47)[1] so erhält man $\sigma^{\text{tot}}(ep \rightarrow c\bar{c}X) = 1383\,\text{nb}$. Da dieser Analyse Daten mit einer ep-Schwerpunktenergie von 318.4 GeV zu Grunde liegen, ist ein leicht höherer Wirkungsquerschnitt zu erwarten.

[1] Die NLO QCD Rechnung nach FNMR liefert für die Extrapolation von einem eingeschränkten Q^2-Bereich $Q^2 < 0.01\,\text{GeV}^2$ auf $\sigma_{TOT}(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ in guter Übereinstimmung einen Extrapolationsfaktor von 1.43 [27]

Kapitel 7

Ereignisse mit zwei Myonen

Die Messung des Kapitels 6 ergibt – in Übereinstimmung mit anderen myonischen Messungen – einen Beauty-Wirkungsquerschnitt der um einen Faktor 3 höher ist, als der aus NLO QCD Rechnungen erwartete Wirkungsquerschnitt. Ereignisse mit zwei Myonen eröffnen die Möglichkeit die Ergebnisse der Ein-Myon Analyse zu prüfen. Das in Abschnitt 3.2.1 vorgestellte Sbottom-Szenario beispielsweise würde eine erhöhte Anzahl von zwei Myon Ereignissen bedingen. Auch andere Erklärungsansätze für den hohen Beauty-Produktionswirkungsquerschnitt könnten sich in der Anzahl oder der Verteilung der zwei Myon Ereignisse wiederspiegeln.

Abbildung 7.1 zeigt die verschiedenen Möglichkeiten zwei Myonen in einem Beauty-Ereignis (oder einem Charm-Ereignis) zu finden.

a) Zwei gleich geladene Myonen im gleichen Jet (a) entstehen, wenn ein entstandenes b-Quark myonisch zerfällt und ein weiteres Hadron des entstehenden Beauty-Jets ein weiteres gleich geladenes Myon liefert oder ein Hadron als Myon fehlidentifiziert wird.

b) Zwei gleich geladene Myonen in verschiedenen Jets findet man, wenn ein entstandenes b-Quark direkt myonisch zerfällt, während das zweite $\bar{b}$-Quark in ein $\bar{c}$-Quark zerfällt, das seinerseits myonisch zerfällt, oder aber wenn das zweite $\bar{b}$-Quark in ein b-Quark oszilliert und dann myonisch zerfällt. Natürlich kann eines der beiden detektierten Myonen auch aus dem nicht Beauty tragenden Anteil eines Jets stammen, wenn ein Hadron als Myon fehlerkannt wird oder das Hadron myonisch zerfällt. Für Charm Ereignisse stellt dieser Prozess die einzige Möglichkeit dar, zwei Myonen mit gleichem Vorzeichen zu produzieren.

c) Wenn ein b-Quark in ein Myon (plus Neutrino) und ein c-Quark zerfällt und dieses c-Quark seinerseits auch myonisch zerfällt erhält man zwei entgegengesetzt geladene Myonen im gleichen Jet (Abbildung 7.1 c). Eines der beiden Myonen kann wiederum auch aus den in der Fragmentation des Jets

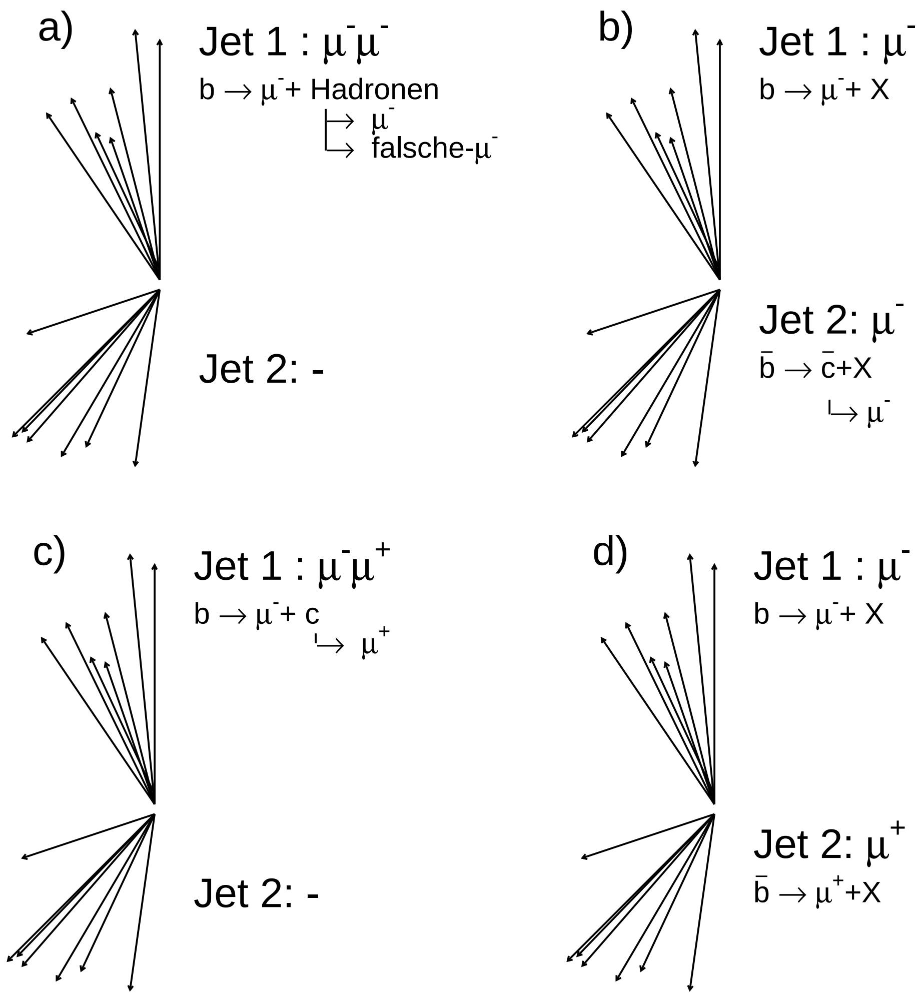

Abbildung 7.1: Topologien von Ereignissen mit zwei Myonen

gebildeten Hadronen stammen. Mit einem Myon aus der Fragmentation des Jets tragen auch Charm Ereignisse bei.

d) Zwei ungleich geladene Myonen in verschiedenen Jets erhält man, wenn beide b-Quarks direkt myonisch zerfallen oder wenn beide b-Quarks in ein Charm-Quark zerfallen, die dann beide myonisch zerfallen. Auch Ereignisse, bei denen im harten Prozess direkt ein Charm-Quark und eine Anticharm-Quark produziert wird, die beide myonisch zerfallen, tragen zu dieser Ereignisklasse bei. Ein kleinerer Anteil der Ereignisse entsteht wiederum durch ein Hadron aus einem der Jets, dass myonisch zerfällt oder als Myon fehlidentifiziert wird.

In Tabelle 7.2 werden die erwarteten Anzahlen der einzelnen Di-Myon Beiträge anhand der Ein-Myon Analyse und der AROMA2.2 Simulation bestimmt.

7.1 Messung der Ereignisse mit zwei Myonen

Die Ereignisse des Kapitels 6, die die Anforderungen aus Abschnitt 5.4 erfüllen, werden nun nach solchen Ereignissen durchsucht, die ein zweites Myon beinhalten. Auch dieses zweite Myon muss einen Transversalimpuls größer als 2 GeV aufweisen und im zentralen Bereich des Detektors, $35° < \Theta^\mu < 130°$, gefunden werden.

Um eine möglichst große Anzahl beobachtbarer Ereignisse zu erhalten, werden Ereignisse der Di-Myon Analyse nicht mit dem Elektrondetektor (Subtrigger 83) sondern mit dem Myontrigger (Subtrigger 19, Abschnitt 5.1.2) ausgewählt. Die Ergebnisse dieses Kapitels entsprechen also der Ein-Myon Analyse des Abschnitts 6.3. Der dort augenfällige Nachteil, dass der Subtrigger 19 sich nicht dazu eignet, den *uds* Anteil abzuschätzen, spielt in der Analyse der Ereignisse mit zwei Myonen keine Rolle: Die Anzahl der *uds*-Ereignisse, die zur Menge der zwei Myon-Ereignisse beitragen, ist vernachlässigbar: Analog zur Bestimmung des *uds*-Anteils in der 1 Myon Analyse wird hier der *uds*-Anteil an den 2 Myon-Ereignissen abgeschätzt. Wenn man alle Subtrigger zulässt, findet man 29246 "Kandidaten"-Ereignisse, die alle Selektionsanforderungen erfüllen und (mindestens) zwei Spuren im Bereich $35° < \Theta^\mu < 130°$ mit $p_T > 2$ GeV aufweisen aber kein identifiziertes Myon haben. Multipliziert mit dem Quadrat der mittleren Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von $(4.5 \cdot 10^{-3})^2$ erwartet man einen *uds*-Anteil von weniger als einem Ereignis.

Insgesamt werden 75 Ereignisse mit zwei Myonen gefunden. Davon haben 70 Myonpaare unterschiedliche Ladung während in fünf Myonpaaren beide Myonen die gleiche Ladung tragen. Von den gefundenen Myonpaaren befinden sich 31 im gleichen Jet (1 mal gleiche Ladung , 30 mal verschiedene Ladungen) und 44 in verschiedenen Jets (4 mal gleiche Ladung , 40 mal verschiedene Ladungen).

7.2 Interpretation der Di-Myon Ereignisse

7.2.1 Vergleich mit der Ein-Myon Analyse

Die Anzahl der gemessenen Zwei-Myon Ereignisse wird nun mit der anhand der Ein-Myon Analyse erwarteten Anzahl an Zwei-Myon Ereignissen verglichen. Die erwartete Anzahl der Zwei-Myon Ereignisse wird gemäß Gleichung 7.1 ermittelt:

$$N^{\mu\mu}_{erwartet} = \left(\frac{N^{\mu\mu}}{N^\mu}\right)^{Beauty}_{AROMA} \cdot N^{\mu-Messung}_{Beauty} + \left(\frac{N^{\mu\mu}}{N^\mu}\right)^{Charm}_{AROMA} \cdot N^{\mu-Messung}_{Charm} + N^{\mu\mu}_{uds} \quad (7.1)$$

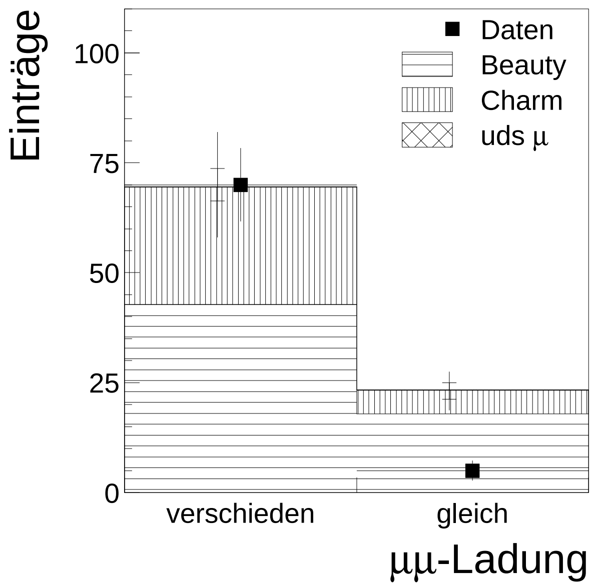

Abbildung 7.2: Anzahl Ereignisse mit zwei gleich geladenen Myonen und zwei ungleich geladenen Myonen (alle Jets)

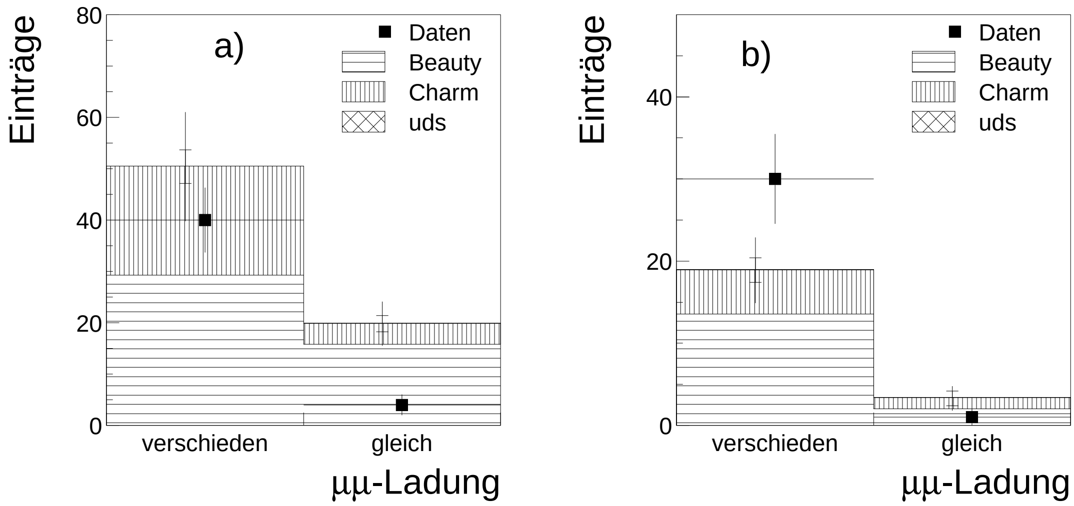

Abbildung 7.3: **a)** Zwei Myonen in **verschiedenen** Jets
b) Zwei Myonen im **gleichen** Jet

$$= \left[\left(\frac{N^{\mu\mu}}{N^{\mu}}\right)^{Beauty}_{AROMA} \cdot f_b + \left(\frac{N^{\mu\mu}}{N^{\mu}}\right)^{Charm}_{AROMA} \cdot f_c \right] \cdot N^{\mu-Messung} + N^{\mu\mu}_{uds}.$$

Dazu wird das Verhältnis von Ein-Myon zu Zwei-Myon Ereignissen aus der AROMA2.2 Simulation genommen. Für Beauty Ereignisse beträgt das Verhältnis von Zwei-Myon zu Ein-Myon Ereignissen im sichtbaren Bereich $(N^{\mu\mu}/N^{\mu})^{Beauty}_{AROMA}$ 2.1%. Für Charm findet man: $(N^{\mu\mu}/N^{\mu})^{Charm}_{AROMA} = 0.8\%$. Die erwartete Anzahl der Zwei-Myon Ereignisse aus *uds*-Ereignissen $N^{\mu\mu}_{uds}$ beträgt 0.8. Sämtliche anderen Werte entstammen der Messung der Ereignisse mit einem Myon:

$N^{\mu-Messung} = 8923$, $f_b = 32.2\%$ und $f_c = 45.1\%$. Die gemessene Anzahl Ereignisse mit zwei Myonen sowie die nach Gleichung 7.1 erwartete Anzahl sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 zusammen mit der gemessenen Anzahl dargestellt. Der erwartete *uds*-Anteil ist so gering, dass er nur als Andeutung zu erkennen ist.

	Gleicher Jet	Verschiedene Jets	Σ_{Jets}
gleiche Ladung $++/--$	**1** *3.3±0.9± 0.66*	**4** *19.9±1.8± 4.0*	**5** *23.2*
verschiedene Lad. $+-/-+$	**30** *18.9±1.5± 3.8*	**40** *50.4±3.3± 10.1*	**70** *69.3*
$\Sigma_{Ladungen}$	**31** *22.2*	**44** *70.2*	**75** *92.4±4.4±11.0*

Tabelle 7.1: Anzahl der Ereignisse mit zwei Myonen im gleichen Jet beziehungsweise in verschiedenen Jets mit gleichnamiger Ladung respektive mit ungleichnamiger Ladung.
fett: Messung, *kursiv*: erwartete Anzahl nach Gleichung 7.1, die Fehler sind der statistische Fehler aus der AROMA Simulation sowie die systematischen Fehler durch die Benutzung der Ein-Myon Analyse (dargestellt sind die Werte in Abbildung 7.2 beziehungsweise in Abbildung 7.3)

Der Fehler der Messpunkte ist der statistische Fehler. Die Unsicherheit der ermittelten Anzahl der erwarteten zwei Myonen Ereignisse $N^{\mu\mu}_{erwartet}$ setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Monte Carlo Simulation, der von der begrenzten Anzahl der zwei Myon Ereignisse $N^{\mu\mu}_{AROMA}$ dominiert wird, sowie den Fehlern, mit denen die Messung der Anzahl der ein Myon Ereignisse $N^{\mu-Messung}_{Beauty}$ und $N^{\mu-Messung}_{Charm}$ behaftet ist. Die Übereinstimmung zwischen der auf Grund der Ein-Myon Messung erwarteten Anzahl und der gemessenen Anzahl ist im Rahmen der Fehler akzeptabel. Erwartet werden 92.4 ± 11.8 Ereignisse und 75 werden gefunden. Mit dem statistischen Fehler der 75 Ereignisse und unter der Annahme das die Fehler Gauss verteilt sind erhält man eine Abweichung von 1.2 σ zwischen Messung und Erwartung. Die Wahrscheinlichkeit eine Abweichung von 1.2 σ oder eine größere Abweichung zu finden ist 23%. Auffällig ist allerdings die geringe Anzahl der gefundenen Myonenpaare, bei denen zwei gleichgeladene Myonen in verschiedenen Jets gefunden werden (Abbildung 7.3 a) rechter Datenpunkt). Dort werden 19.9 Ereignisse erwartet aber nur 4 gefunden. Die Gesamtzahl der gefundenen Di-Myon Ereignisse ist ebenfalls um diese Diskrepanz niedriger als man aus Gleichung 7.1 erwartet. Die Diskrepanz bei Ereignissen mit zwei gleichgeladenen Myonen in verschiedenen Jets ist unverstanden. Die Wahrscheinlichkeit, 4 Ereignisse oder weniger Ereignisse zu finden, wenn man 19.9 ± 4.4 erwartet, wird analog zu [63] anhand folgender Gleichung berechnet:

$$\mathcal{P}(N \leq N_{gemessen}) = \int_0^{+\infty} dx G(x; b, \delta b) \sum_{k=0}^{4} p(k; x). \qquad (7.2)$$

- Hierbei ist $p(k; x)$ die Poisson Wahrscheinlichkeit genau k Ereignisse zu finden, wenn x Ereignisse erwartet werden: $p(k; x) = e^{-x} x^k / k!$
- Die Faltung der Poisson Wahrscheinlichkeit p mit der Gaussfunktion $G(x; b, \delta b)$ berücksichtigt den Fehler des erwarteten Werts. Die Gaussfunktion hat den Mittelwert $b = 19.9$ und die Breite $\delta b = 4.4$.

Man findet eine Wahrscheinlichkeit 4 Ereignisse oder weniger zu finden von: $1.9 \cdot 10^{-3}$.

Die Tabelle 7.1 fasst die gemessenen Zahlen sowie die erwarteten Zahlen aus Gleichung 7.1 zusammen.

	Verschiedene Jets				gleiche Jets			
Ladung	$+-$ / $-+$		$++$ / $--$		$+-$ / $-+$		$++$ / $--$	
in Abbildung 7.1:	d)		b)		c)		a)	
	b	*c*	**b**	*c*	**b**	*c*	**b**	*c*
μ / μ	**25.6**	*17.5*	**12.2**	*0*	**10.6**	*0*	**0.1**	*0*
μ / Hadron	**2.8**	*3.4*	**3.4**	*4.0*	**2.8**	*5.4*	**1.6**	*1.0*
Hadron / Hadron	**0.8**	*0.3*	**0.3**	*0*	**0.1**	*0*	**0.3**	*0.3*
Summe **b** | *c*	**29.2**	*21.2*	**15.9**	*4.0*	**13.5**	*5.4*	**2.0**	*1.3*
Summe	50.4		19.9		18.9		3.3	

Tabelle 7.2: Beiträge zur erwarteten Anzahl der Di-Myon Ereignisse mit zwei Myonen aus Beauty Ereignissen (**fett**), und Charm Ereignissen (*kursiv*). Die Spalte μ / μ beziffert die erwartete Anzahl von Ereignissen in denen beide Myonen aus dem Zerfall eines schweren Quarks stammen μ / Hadron bezeichnet Ereignisse, in denen ein Myon aus dem schweren Quark stammt und das zweite Myon entweder ein fehlidentifiziertes Hadron oder ein Myon aus einem Hadronzerfall ist. Hadron / Hadron Ereignisse sind Ereignisse mit schweren Quarks, in denen beide identifizierten Myonen aus einem Hadronzerfall stammen oder fehlidentifizierte Hadronen sind.

Tabelle 7.2 listet auf, wie sich die erwartete Anzahl von Di-Myon Ereignissen aus Tabelle 7.1 zusammensetzt. Es wird unterschieden zwischen Beauty- und Charm- Ereignissen und es wird unterschieden zwischen Ereignissen, bei denen beide Myonen direkt aus dem Zerfall des schweren Quarks kommen und solchen Ereignissen, bei denen eines der Myonen einem Hadron, das in der Fragmentation des Jets entsteht, zuzuordnen ist. Qualitativ wurden die verschiedenen Beiträge in Abbildung 7.1 und dem dazugehörenden Text erläutert. Mit den Annahmen der Gleichung 7.1 werden hier den einzelnen Beiträgen Zahlen zugeordnet.

J/Ψ in Beauty

Ereignisse mit zwei ungleich geladenen Myonen im gleichen Jet können in Beauty Ereignissen auch durch den Zerfall

$$b \rightarrow \text{B-Meson} \rightarrow J/\Psi \rightarrow \mu^- \mu^+ \tag{7.3}$$

erzeugt werden. Diese Ereignisse entsprechen dem unteren linken Quadranten in Tabelle 7.1. Dort werden 30 Ereignisse gefunden.

Die invariante Masse der 30 im gleichen Jet gefundenen Myon-Paare mit ungleicher Ladung zeigt Abbildung 7.4 a). Es zeigt sich ein J/Ψ-Signal, das 6 Ereignisse enthält.

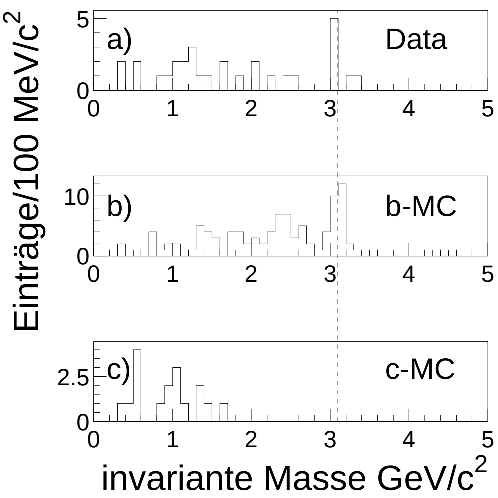

Abbildung 7.4: Invariante Masse von zwei ungleichnamigen Myonen $m(\mu^+\mu^-)$ im gleichen Jet. a) zeigt die invariante Masse auf Daten b) zeigt die invariante Masse aus Ereignissen der Beauty Simulation. c) zeigt die invariante Masse aus Ereignissen der AROMA Charm Simulation. Die Masse des J/Ψ von 3.097 GeV ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

Von den gefundenen 30 Ereignissen werden 5.4 dem Charm Anteil zugeschrieben: 5.4 Ereignisse werden erwartet, bei denen ein Myon aus dem Charm Zerfall stammt und eine weitere Spur aus den übrigen Hadronen des Jets als Myon identifiziert wird (Tabelle 7.2). Diese Ereignisse liefern für die beiden Myonen eine invariante Masse die unter der Charm Masse liegt (Abbildung 7.4 c)) . Die Zahl der inelastisch produzierten J/Ψ, die in zwei Myonen zerfallen und die sämtliche Selektionsschnitte erfüllen, wird für die in dieser Analyse betrachtete Luminosität mit der Simulation EPJPSI [58] zu 0.6 Ereignissen ermittelt: Ereignisse aus inelastischer J/Ψ-Produktion weisen bei HERA im Allgemeinen keine zwei Myonen mit einem Transversalimpuls $p_T^\mu > 2\,\text{GeV}$ auf.

Damit ordnet man etwa 24 der 30 Ereignisse als Beauty Ereignisse ein. Davon sind 5.4 Ereignisse im J/Ψ-Signal (22.5%).

Abbildung 7.4 b) zeigt in der AROMA2.2 Simulation die invariante Masse zweier ungleichnamiger Myonen, die im gleichen Jet in Beauty Ereignissen gefunden werden. 28 der 103 Ereignisse liegen in einem Fenster von 200 MeV um die nominelle J/Ψ-Masse von 3.097 GeV (27%). Das Verhältnis von Beauty-Ereignissen im J/Ψ-Signal zu allen Beauty-Ereignissen unterstützt also die Interpretation der Daten.

Der in Gleichung 7.3 beschriebene Zerfall ist zentraler Untersuchungsgegenstand von [64], die in der vorliegenden Analyse im J/Ψ-Signal gefundenen Ereignisse werden dort auch gefunden.

7.2.2 Beauty-Anteil im hadronischen Photon

Die Ein-Myon Analyse liefert einen um den Faktor drei höheren Produktionswirkungsquerschnitt als die NLO QCD Rechnung erwarten lässt. Die Di-Myon Analyse zeigt etwas weniger Ereignisse als aus der Ein-Myon Analyse erwartet wird. Allerdings findet man mehr Myonen mit verschiedener Ladung im gleichen Jet als erwartet.

Eine mögliche Interpretation dieser Messung ist die Annahme eines Produktionsmechanismus, der einzelne sichtbare Beauty-Quarks erzeugt. Ein einzelnes Beauty-Quarks trägt zur Menge der Di-Myon Ereignisse immer mit zwei ungleich geladenen Myonen bei. Desweiteren erwartet man diese beiden Myonen in der Regel im gleichen Jet.

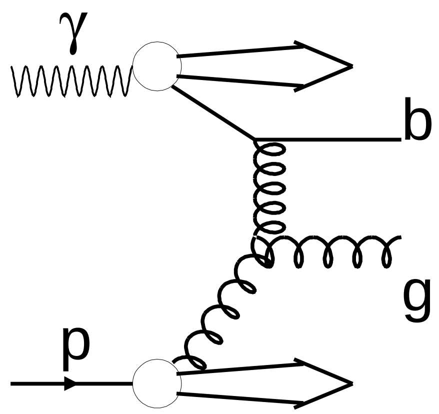

Abbildung 7.5: Schematische Darstellung der Produktion nur eines sichtbaren Beauty-Quark. Das zweite schwere Quark entkommt unerkannt im Photonrest

Im Rahmen des Standardmodells bietet der in Abbildung 7.5 gezeigte Prozess einen Mechanismus, der einzelne Beauty Quarks entstehen lässt. Dabei entsteht in einem hadronischen Photon ein $b\bar{b}$-Paar. Eines dieser Quarks streut an einem

Gluon aus dem Proton während das andere schwere Quark im Photonrest unerkannt entkommt. Das gestreute Beauty-Quark bildet einen Jet. Einen zweiten Jet erhält man aus dem Gluon des Protons.

Dieser Prozess ist in der AROMA2.2 Simulation sowie im Rahmen der hier benutzten NLO Rechnung nach FNMR [26] nicht beschrieben. Somit ist dies ein Mechanismus, der einen Überschuss gegenüber der Theorievorhersage bei Ein-Myon Ereignissen und bei Ereignissen mit ungleichnamigen Myonen im gleichen Jet erzeugen könnte.

Wenn der in Abbildung 7.5 gezeigte Prozess mit Beauty im hadronischem Photon zur Produktion von Beauty-Ereignissen beiträgt, so erwartet man einen dementsprechend großen Anteil von Ereignissen mit einem kleinen x_γ. In Abschnitt 6.1.1 wird allerdings gezeigt, dass die gemessenen Daten nur 10% mehr Ereignisse mit kleinem x_γ zeigen, als die Erwartung aus der AROMA2.2 Beauty- und Charm-Simulation. Dieser Überschuss entspricht einem Anteil an Ereignissen mit hadronischem Photon von 10% in Übereinstimmung mit der Erwartung aus NLO Rechnungen.

Sbottom-Szenario

Die Annahme eines Sbottom-Szenario, wie es in Abschnitt 3.2.1 geschildert wird, würde ein größeres Zwei-Myon zu Ein-Myon Verhältnis bedeuten, $(N^{\mu\mu}/N^{\mu})_{sbottom} > (N^{\mu\mu}/N^{\mu})_{SM}$. Insbesondere würde die Anzahl der Ereignisse mit zwei Myonen in verschiedenen Jets größer sein als im Standard Modell. Einen solchen Überschuss lassen die gemessenen Zahlen der Tabelle 7.1 nicht erkennen: tatsächlich sieht man weniger.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Analyse wird der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Beauty Quarks in ep-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 318.4 GeV in Photoproduktionsereignissen mit nachgewiesenem Photon gemessen. Der gefundene Produktionswirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich ($Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$, $0.3 < y < 0.65$, $35° < \Theta^\mu < 130°$ und $p_T^\mu > 2\,\mathrm{GeV}$) beträgt $\sigma^{\mathrm{vis}}(ep \rightarrow b\bar{b}X \rightarrow \mu X') = (50.3 \pm 7.5\,(\mathrm{stat})^{+9.3}_{-7.7}\,(\mathrm{sys}))$ pb. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt liegt um einen Faktor 3 höher als der mit QCD Rechnungen in nächstführender Ordnung vorhergesagte Wert. Die Extrapolation dieses Wertes auf einen größeren kinematischen Bereich ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$, $0.1 < y < 0.8$) bestätigt die Ergebnisse anderer Messungen.

Der gemessene Produktionswirkungsquerschnitt für Charm tragende Ereignisse ist in guter Übereinstimmung mit vorhergehenden Messungen.

Eine Analyse der Ereignisse mit zwei Myonen ist im Rahmen der Fehler mit dem gemessenen Wirkungsquerschnitt der Ein-Myon Analyse vereinbar. Anhand der invarianten Masse zweier ungleichnamiger Myonen im gleichen Jet lassen sich Dijet-Ereignisse, bei denen ein Jet ein J/Ψ beinhaltet, nachweisen. Diese Ereignistopologie weisen nahezu ausschließlich Beauty-Ereignisse auf.

Deutliche Diskrepanzen zwischen Messung und Erwartung zeigen sich vor Allem bei der Anzahl zweier gleich geladener Myonen in verschiedenen Jets. Diese Abweichung ist unverstanden.

Ein Überschuss von Ereignissen mit zwei ungleichnamigen Myonen im gleichen Jet, könnte als Beauty-Produktion mit Beauty im hadronischem Photon interpretiert werden. Die x_γ-Verteilung der betrachteten Ereignisse, lässt auf einen Anteil der Beauty-Produktion mit hadronischem Photon von 10% schließen. Dieser Anteil wird in NLO QCD Rechnungen vorhergesagt, so dass ein zusätzlicher messbarer Anteil von Beauty im hadronischen Photon nicht festgestellt wird.

Anzeichen für ein leichtes Sbottom-Quark, das bevorzugt myonisch zerfällt und sich in einem erhöhten Zwei-Myon zu Ein-Myon Verhältnis äussern sollte, werden nicht gefunden.

Ausblick

Fortschritte bei der Analyse von Ereignissen mit Beauty werden in (mindestens) zwei Richtungen erzielt werden. Zum einen wird sich der statistische Fehler der Analysen in Zukunft verringern lassen, wenn die erhöhte Luminosität des Beschleunigers [11] eine größere Datenmenge liefern wird. Die erhöhte Statistik wird der Di-Myonanalyse eine erhöhte Aussagekraft verleihen. Anhand von Di-Jet Ereignissen deren einer Jet ein J/Ψ aufweist, werden sich nahezu untergrundfrei Beauty Ereignisse selektieren lassen.

Zum zweiten lässt sich die Lebensdauer von Beauty tragenden Hadronen für die Analyse nutzen: Die genaue Rekonstruktion der Vertices und die damit verbundene Möglichkeit Beauty-Ereignisse auf Grund ihres Sekundärvertex zu identifizieren, wird in [39] zur Verringerung der systematischen Unsicherheiten benutzt. Wenn in Zukunft die verfügbare integrierte Luminosität groß genug sein wird, wird sich diese Methode auch für Di-Myon Analysen nutzen lassen. Zur genauen Vertexbestimmung bei H1 bei großer Luminosität des Beschleunigers HERA trägt der zweite Teil dieser Arbeit bei.

Eine signifikant höhere Datenmenge und eine verlässliche Vertexinformation wird es erlauben Beauty Produktion in ep-Kollisionen in ausgewählten Zerfallskanälen zu untersuchen. Der erste Erfolg in dieser Hinsicht ist [64].

Teil II

Strahlenharte Ausleseelektronik für den H1-Vertexdetektor CST

Kapitel 9

Development of a radiation hard version of the Analog Pipeline Chip APC128

Michael Hilgers[1],
Institute for Particle Physics, ETH Zürich, CH 8093 Zürich, Switzerland
Roland Horisberger,
Paul Scherrer Institut (PSI), CH 5232 Villigen-PSI, Switzerland

hep-ex/0101023
accepted by Nucl. Instr. and Meth. A

9.1 Abstract

The Analog Pipeline Chip (APC) is a low noise, low power readout chip for silicon micro strip detectors with 128 channels containing an analog pipeline of 32 buffers depth. The chip has been designed for operation at HERA with a power dissipation of $300 - 400\,\mu$W per channel and has been used also in several other particle physics experiments. In this paper we describe the development of a radiation hard version of this chip that will be used in the H1 vertex detector for operation at the luminosity upgraded HERA machine. A 128 channel prototyping chip with several amplifier variations has been designed in the radiation hard DMILL technology and measured. The results of various parameter variations are presented in this paper. Based on this, the design choice for the final production version of the APC128-DMILL has been made.

[1]Corresponding author. Fax: +41 1 6331233, Tel.: +41 1 6334009, e-mail: hilgers@phys.ethz.ch

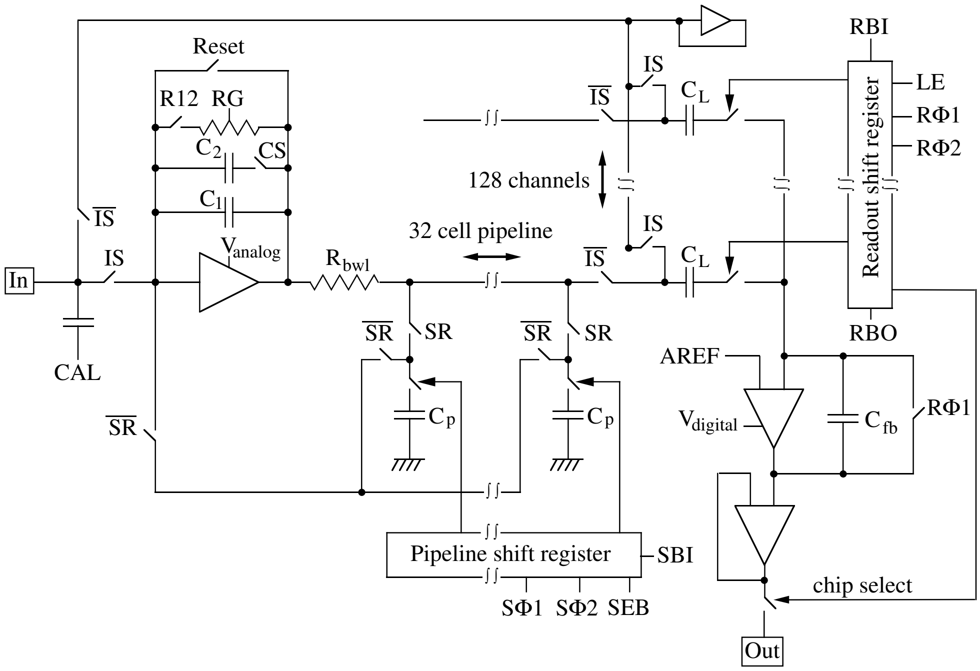

Abbildung 9.1: Electrical diagram of the Analog Pipeline Chip

9.2 Introduction

Since approximately 15 years silicon vertex detectors are operated successfully in high energy particle physics experiments. The small pitch of silicon micro strip detectors implies a very high channel density for the readout electronics which is normally achieved with a dedicated CMOS readout chip. The Analog Pipeline Chip (APC) is a readout chip primarily designed for the Central Silicon Detector (CST) [65] of the H1 experiment [66, 67] but furthermore successfully used by other experiments [68, 69, 70, 71].

The basic functionality of the existing chip is described in section 9.3. As explained in section 9.4 radiation damage of the chip was observed in the H1 experiment motivating the design of a new radiation hard version of the APC. We report in section 9.5 on an 128 channel APC prototype designed and produced in the radiation hard DMILL technology. Five different amplifier configurations implemented on this prototype are explained. The measurements made with the different amplifiers are presented in section 9.6. The conclusions we drew led to the final design that is currently in production (section 9.7).

9.3 General description of the APC-chip

Figure 9.1 shows schematically one of 128 channels of the Analog Pipeline Chip
.

Each channel has a charge sensitive, low noise, low power preamplifier followed by a 32-cell storage pipeline. The storage pipeline consists of switched capacitors. When disconnecting the capacitors they store a charge proportional to the output voltage of the preamplifier. The storage capacitors of the pipeline are controlled by the pipeline shift register. This pipeline shift register can be operated with a frequency of 10.4 MHz corresponding to the HERA bunch crossing rate. An analog voltage of $\approx 2\,\mathrm{V}$ is exclusively supplied to the preamplifier whereas all other building blocks are operated with $5\,\mathrm{V}$ supply voltage.

To read out the pipeline (e.g. in case a trigger decision is made by another detector component) the sampling is stopped and the input of the charge sensitive preamplifier is disconnected from the sensor by the IS signal (see Fig. 9.1). By means of the $\overline{SR}$ signal the pipeline is connected to the input of the preamplifier. The bit in the pipeline shift register determines now, which storage cell is re-read by the amplifier. This so called re-read architecture, a peculiarity of the APC chip, offers various advantages: As the preamplifier re-reads its own signal a perfect matching of the operating point is automatically given. The ratio between the pipeline capacitor C_p and the feedback capacitor C_1 or C_1+C_2 allows to define a signal gain while re-reading. Reading the charge from two (or more) pipeline buffers in parallel or consecutively allows to sum up these pipeline buffers.

The re-reading preamplifier writes the signal to the latch-capacitor C_L where it is stored until readout. This latch-capacitor provides the possibility to subtract different buffer of the same pipeline The possibilities to do on chip analog signal processing have been studied in an early 12 channel prototype version [72]. Moreover the ratio between C_L and the feedback capacitance of the charge sensitive readout amplifier (C_{fb} in Fig. 9.1) form another gain stage before the signal leaves the chip. Finally the latch-capacitor C_L decouples the (very different) working point of the readout amplifier and the preamplifier.

The serial readout of the 128 latch-capacitors of the chip is controlled via the readout shift register that connects one channel at a time to a common two stage readout amplifier. The serial readout of the channels is done with a clocking frequency of 1.5 MHz.

Both the re-reading architecture and the serial readout are area-efficient concepts implicating that most of the area on the APC chip is occupied by the bond pads and the pipeline capacitors. This leads to a total chip size of $6.3\,\mathrm{mm}$ by $3.5\,\mathrm{mm}$.

9.3.1 The preamplifier

The preamplifier consists of a n-MOS transistor and a p-MOS transistor with a large W/L ratio forming a push-pull stage. In this inverter configuration the devices act as mutual loads to each other. This circuit offers maximum transconductance and therefore minimal white channel noise contribution at minimal power dissipation.

Figure 9.1 shows the use of the inverting amplifier in a charge sensitive configuration. The feedback capacitance C_1 is given by the parasitic gate-drain capacitances of the large input transistors. An additional feedback capacitor C_2 can be connected to enlarge the feedback capacitance.

A reset switch allows a fast discharge of the amplifier.

A constant and slow discharge of the charge sensitive amplifier is done by means of the feedback resistor RG. This resistor is realized as a n-MOS transistor with a small W/L ratio. The value of the resistor and therewith the discharging time constant can be adjusted by the gate voltage of this n-MOS transistor (RG). The discharge resistor is disconnected during the re-read procedure by the $R12$ switch. In this mode the preamplifier is fully integrating.

Moreover this resistor performs a second vital task. Since in the CST the sensors are DC-coupled to the APC-chip the resistor must conduct the leakage currents of the silicon strips to the output of the preamplifier where the current is absorbed. Due to the voltage drop across the feedback transistor this mechanism limits the maximum value of the resistance. The preamplifier can tolerate a voltage drop of several hundred mV between input and output [2]. Expecting maximal leakage currents of 100 nA per strip implies a feedback resistance of less than 1 MΩ.

9.4 Observations of radiation damage to the SACMOS-APC

For the readout of the CST vertex detector of the H1 experiment 640 chips, fabricated in the SACMOS-1μ technology [73] , have been used. After three years of successful operation of the CST detector observations of radiation damage to the APCs were made:

Figure 9.2 shows the pedestals of a serial readout of 1280 channels (10 chips of 128 channels) of the inner layer of the CST. The pedestals are the average channel voltage (in arbitrary units) with no signal present. As the sequential readout is done with a clocking frequency of 1.5 MHz the last channel (rightmost in Fig. 9.2) waits $1280 \times 667\,\mathrm{ns} \approx 1\,\mathrm{ms}$ for its readout. For undamaged chips the pedestals have a level that is almost independent of the channel number respectively the waiting time.

As radiation damage proceeds it can be seen in figure 9.2 that high channel numbers show systematically lowered positions. This effect gets more and more pronounced as longer the chips are exposed to the radiation environment of the experiment. In the outer layer of the CST, where the radiation dose is considerably smaller, the change of the pedestals is therefore consistently smaller (by a

[2]The preamplifier individually can in fact tolerate voltage drops up to roughly 300 mV. But summing up three pipeline buffers as done in H1 effectively reduces this value to 100 mV.

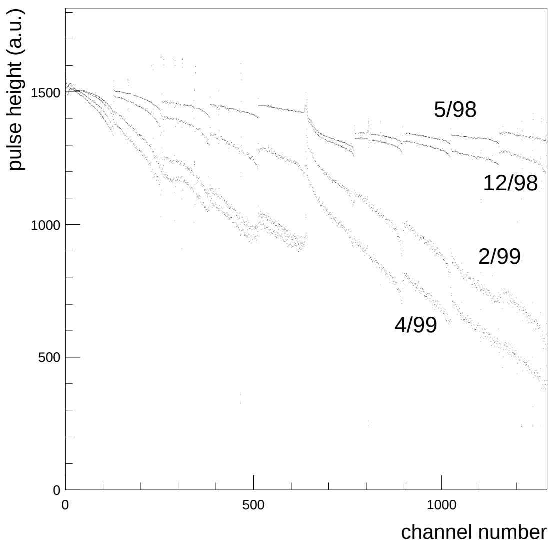

Abbildung 9.2: Four sets of pedestals of the SACMOS Analog Pipeline Chip in the CST-Detector at H1 indicating radiation damage of the chips. The same set of ten chips is shown for dates between May '98 and April '99. The channel number is proportional to the time the channel waits until it is read out (see text for details).

factor of $\approx 1/3$).

The change of the pedestals with ongoing time is explained by increased radiation damage (until 5/1998 $\approx$ 100 Gy total dose, until 4/1999 $\approx$ 300 Gy total dose) that accelerates the discharge of the signal storing capacitors C_L and C_1. The discharging currents on the chip are either a result of the sub threshold leakage currents of the n-MOS transistors that are used as switches (see figure 9.1) or due to a reduced device isolation.

In principle pedestal shifts do not disturb the functionality of the system as long as they stay within the dynamic range of the readout chain. However in future HERA will run with higher beam currents and stronger focusing at the interaction point [79] and a higher radiation exposure of the CST is anticipated and therefore it is not guaranteed that the present front end chips will stay functional. This reasoning led to the conclusion that radiation hard analog pipeline chips are vital for the future data taking of the H1 Central Silicon Detector.

9.5 Prototyping of the DMILL-APC

The basic requirement of the new radiation hard APC is a strict compatibility with the existing readout and power supply system of the CST [65, 78]. Furthermore this allows also other projects using the SACMOS-APC a smooth change-over to the usage of the APC128-DMILL.

As a prototype chip a complete 128 channel version with five different amplifier configurations has been designed in the $0.8\,\mu$ DMILL-BiCMOS-technology [74, 75] offered by TEMIC/MHS [77, 76]. The various amplifiers were also realized as test structures to allow direct performance measurements without using the complete pipeline mechanism.

Since it is not self-evident that an analog circuit working properly in one technology can be transferred directly to other technologies, we realized different layouts for the preamplifier, in order to identify a design with optimized low noise performance at low power.

This procedure proved to be very valuable as it turned out that a direct one-to-one translation of the SACMOS APC preamplifier did not work satisfactory in the DMILL version.

9.5.1 Digital part

The digital logic of the new DMILL-chip was realized as similar to the SACMOS-chip as possible. Like in the SACMOS-chip the readout shift register (see section 9.3) is a dynamic shift register whereas the pipeline shift register is a static cell based on cross-coupled inverters. The area requirements for the different functional blocks was only marginally larger in the DMILL technology.

9.5.2 Preamplifiers

The five different amplifier configurations contain three variations of the single stage amplifier as used in the SACMOS version and a pair of two-stage amplifiers.

Single stage amplifier

The three versions of the single stage amplifier differ only by the channel length L. We chose L= $1\,\mu$m, L= $2\,\mu$m, L= $3\,\mu$m. Common to all designs was a channel width of $W = 620\,\mu$m for the p-FET and $W = 290\,\mu$m for the n-FET. These width parameters are roughly 15% smaller than the original SACMOS parameters.

Due to DMILL design rules and the space available on the chip translation of the long feedback transistor (= RG in figure 9.1) of the SACMOS APC (W/L = $1.4\,\mu$m/$368\,\mu$m) required a splitting into five n-MOS transistor in series with a W/L ratio of $2.2\,\mu$m/$90\,\mu$m each.

In the DMILL prototype design the additional feedback capacitance (C_2 in figure 9.1) was designed to be 540 fF like in the SACMOS design.

Two stage amplifier

Channels with a two-stage amplifier scheme were designed in order to drive the capacitive load of the analog pipeline. Moreover this pipeline buffer stage was designed to give a further amplification of a factor of two with the aim of reducing the noise contribution coming from the pipeline switching.

For the channels with two stage configuration the first stage was identical to the single stage preamplifier with a channel length of $L = 3\,\mu$m.

The pipeline buffer stage consists of a simple differential transconductance amplifier. The differential pair is made of two p-MOS transistors. A n-MOS current mirror act as a load.

With a p-MOS current source a typical operating current of 20 μA per channel is defined.

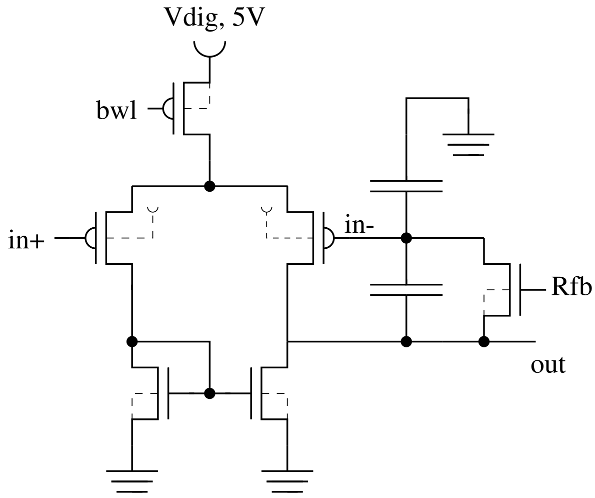

Abbildung 9.3: Simple transconductance amplifier with feedback loop as described in the text.

The feedback loop connects the output of the second stage with the negative input of the differential pair forming a mere follower for DC signals. AC-signals undergo an amplification defined by the capacitive divider in the feedback loop. Both capacitors are chosen to be 1pF resulting in gain 2. Figure 9.3 shows the circuit. The positive input of the transconductance amplifier is directly connected to the output of the preamplifier.

In one variation the feedback resistor is a simple n-FET with small W/L-ratio.

A second variation of this two-stage amplifier uses a somewhat more complicated version of the feedback transistor: Instead of having a n-MOS transistor with a fixed gate voltage as resistive element (see figure 9.3) this n-MOS transistor was implemented in such a way that the gate voltage follows the amplifier output swing, thus keeping the gate-source voltage fixed [80]. As the gate voltage follows the amplifier output swing we refer to this circuit as a riding feedback configuration. It is shown schematically in figure 9.4. This circuitry guarantees a signal independent feedback resistance. The feedback resistance can be adjusted by the current flowing into transistor N1. This current is defined by a current mirror (shown dashed in figure 9.4).

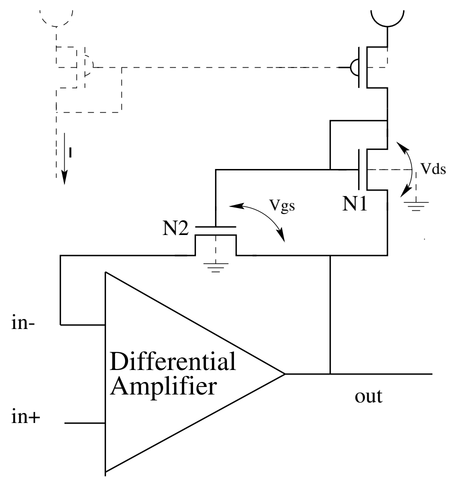

Abbildung 9.4: Feedback configuration of second prototype variation for the pipeline buffer stage, see text for details. The capacitive divider is omitted for clarity.

9.6 Measurements of the APC128-DMILL- prototype and the test-structures

The measurements on the DMILL version of the APC were always accompanied by the corresponding measurement with the original SACMOS version of the chip on the same measuring setup.

All digital parts of the new radiation hard APC128-DMILL worked correctly. The readout shift register and the pipeline shift register have been tested with clock frequencies from 10 kHz to 40 MHz.

9.6.1 Measurements of the preamplifiers

All the preamplifier variations work over a wide range of power consumption that spans from $\approx 50\,\mu\mathrm{W} - 500\,\mu\mathrm{W}$. Unless differently specified our measurements are made with a power consumption of typically $300\,\mu\mathrm{W}$ per channel which corresponds to $\approx 150\,\mu\mathrm{A}$ of supply current.

The measurement of the transconductance and the open loop gain as a function of the amplifier current is shown in figure 9.5 and 9.6 respectively.

The transconductance g_m shows the expected rise with increasing current. In addition one observes an inverse dependence with the channel lengths of the three different amplifier variations. For our typical operating current of 150 μA this gives a transconductance of 2.5 to 4 mS. The rather large value of the transconductance of the input transistors is due to the fact that in this push-pull configuration the g_m-values of the p-FET and the n-FET are added. The open loop gain in figure 9.6 shows in general a decreasing behavior as a function of the current. However, for a channel length L=1 μm it appears to be almost flat. With increasing channel length we observe a larger open loop gain.

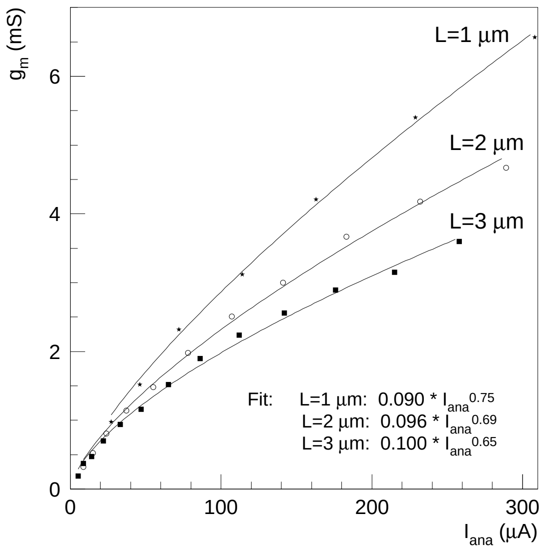

Abbildung 9.5: Transconductance g_m versus current for different channel length L measured on a test-structure for the new APC128-DMILL. A fit of the form $g_m = aI_{ana}^b$ was performed.

As the power density of the white noise is inversely proportional to the transconductance (g_m) of the input device, transconductance preamplifier designs in general tend to prefer shorter channel length to obtain a large value of g_m. However, at the same time smaller channel lengths imply decreasing open loop gains which limit the obtained Miller capacitance of the charge sensitive configuration. Based on this measurements a compromise channel length of L $= 2\,\mu$m appears to be quite reasonable.

The switch $R12$ (see figure 9.1) allows to use the preamplifier in the data taking mode with the feedback transistor connected ($R12$=ON), whereas in the pipeline re-read phase the preamplifier is in integrating mode ($R12$=OFF). In the integrating mode we have observed the circuit to work correctly. However during data taking mode with the feedback transistor switched on, we observe a strong tendency for the amplifier to oscillate. This was rather surprising since the SACMOS version of the chip has proven to be robust against oscillation. A

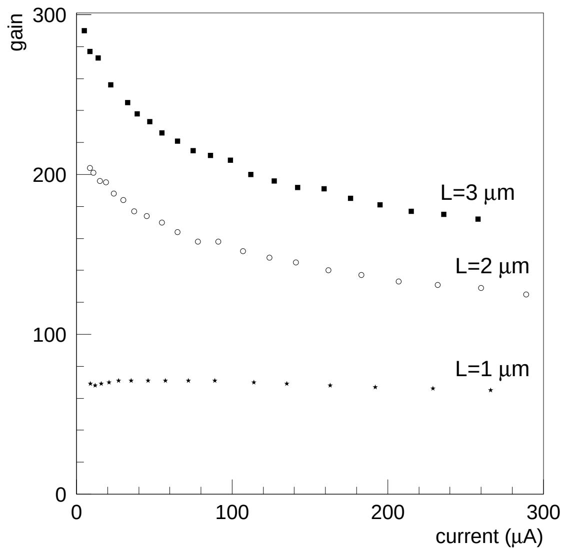

Abbildung 9.6: Open loop gain versus current for different channel length L measured on a test-structure for the new APC128-DMILL

detailed analysis of the problem indicates that it is primarily a result of the large gate area of the n-FET feedback transistor. For this feedback transistor a small W/L-ratio (W/L $\approx 1/250$) is desirable since it gives a tolerant adjustment of the feedback resistance via RG.

The minimal design rules of the DMILL technology require a larger channel width compared to the SACMOS technology which implies a factor 2.5 in the overall gate area for a identical W/L-ratio. This results in an increased capacitive load for the conducting channel in the feedback transistor. The distributed capacitance to gate and substrate and the high ohmic resistance (few MΩ) of the conducting channel form a continuous RC-system. This has been identified to be the main source of phase shift that allows oscillations to occur. The feedback path provided by the charge integrating capacitor C_1 stabilizes the circuit with increasing value of C_1. For the DMILL design we measured the parasitic feedback capacitance C_1 of the preamplifier to be 295 ± 10 fF. The corresponding measured value of the SACMOS design is 450 fF.

As expected the DMILL circuit does not oscillate with the additional feedback capacitor $C_2 = 540$ fF switched on (CS=ON).

This allows to operate the prototype chip with the total feedback capacitor $C_1 + C_2$ during pipeline write mode and only C_1 during the integrating re-read mode. This is technically achieved by applying the IS/SR control signal to CS as well ($CS = IS/SR$, see figure 9.1).

9.6.2 Measuring the two-stage amplifiers

For the detailed understanding of the two stage amplifier chain a separate test-structure containing only the second amplification stage was fed with a 100mV step function. Figure 9.7 shows the output response of this test structure for a conventional feedback resistor and the riding feedback configuration as described in section 9.5.2. For short pulses the second stage provides an additional gain, whereas for DC signals the second stage acts as mere gain 1 follower. The am-

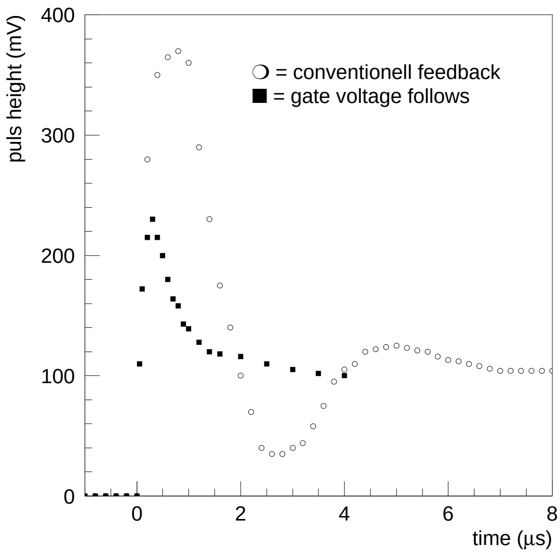

Abbildung 9.7: Response of the second amplifier stage to a 100 mV signal step applied to the input.

plifier response with the conventional feedback shows a tendency to ring which results in a overshooting gain of 3.7 at its peak position. In the riding feedback configuration however this overshoot behavior is completely absent. The maximal gain agrees quite well with the designed capacitive voltage divider that defines the circuit response for fast pulses. The difference between the observed gain of 2.35 and the originally design value of 2 can be understood due to additional parasitic capacitances that modify the voltage divider. For longer time periods both circuits show the expected voltage gain of 1.

9.6.3 Noise performance

For the CST at H1 the most crucial feature of the APC chip is its noise performance with a relatively large capacitive load at the input of the chip. A half-ladder consisting of 3 double-sided sensors of the CST represent a capacitive load of 22 pF on the p-side and approximately 57 pF on the n-side [65]. This capacitance degrades the quality of the signal. The charge deposited in the sensor is divided between the sensor capacitance and the Miller capacitance of the preamplifier. Therefore the bigger the sensor capacitance the smaller is the fraction of the charge effectively collected on the preamplifier.

Therefore we compared the noise performance of different amplifier configurations with and without capacitive load at the input.

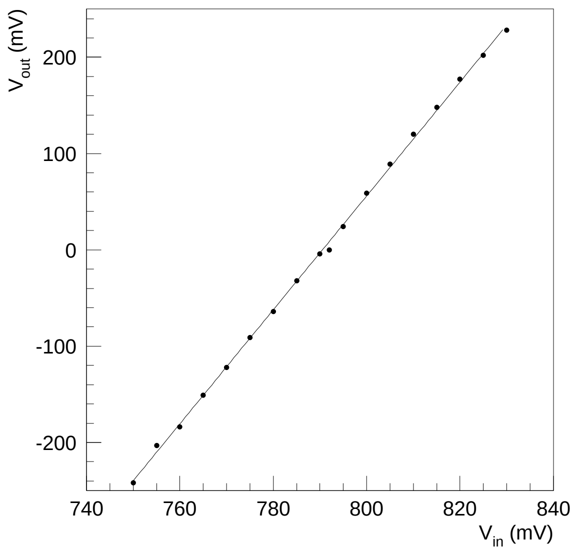

Abbildung 9.8: Calibration measurement based on the integration of an externally applied current to the amplifier input. Horizontal scale (V_{in}): proportional to input current, Vertical scale: pulse height at chip output

We measured the variance of the pulse height at the chip output with no signal present at the input. This pulse height was converted into an equivalent noise charge at the input (ENC).

To calibrate our noise measurements we integrated a small current for $2\,\mu$s on the preamplifier and recorded the corresponding pulse height at the output of the chip. The small current was provided by a voltage source V_{in} connected via a $5.102\,\mathrm{M}\Omega$ resistor to the input of the chip. Hence the calibration constant relating a voltage pulse height at the chip output V_{out} to an equivalent noise charge at the input is $A_{cal} = \frac{2\,\mu s}{5.1\,M\Omega}\frac{\Delta V_{in}}{\Delta V_{out}}$, with ENC $=A_{cal} \times V_{out}$. A measurement of V_{out} versus V_{in} is shown in figure 9.8, the shown measurement leads to $A_{cal} = 414\,e^{-}/\mathrm{mV}$. From this plot the working point of the amplifier can be derived by requiring a zero signal height at the chip output. For an analog supply voltage of 1.62 V an amplifier working point of 790 mV is obtained.

Comparing this method with the charge signal generated by the on chip calibration capacitor a value of 133 fF for the calibration capacitor is found showing good agreement with the design value.

Several precautions were taken to ensure that the measured noise represents the fundamental noise property of the readout chip. One of them was to operate the measuring setup with a complete electric isolation by opto-couplers powered by a regulated battery supplies in a Faraday cage. In addition a differential measurement of two adjacent channels was performed thus eliminating contributions from pickup that is common to all channels.

The various noise measurements had been performed under conditions as similarly as possible to the operating conditions of the CST at H1: The pipeline is running at 10 MHz. The noise measurements in figure 9.9 and figure 9.10 are based on the subtraction of the sum of three pipeline buffers before and three buffers after the signal charge is given.

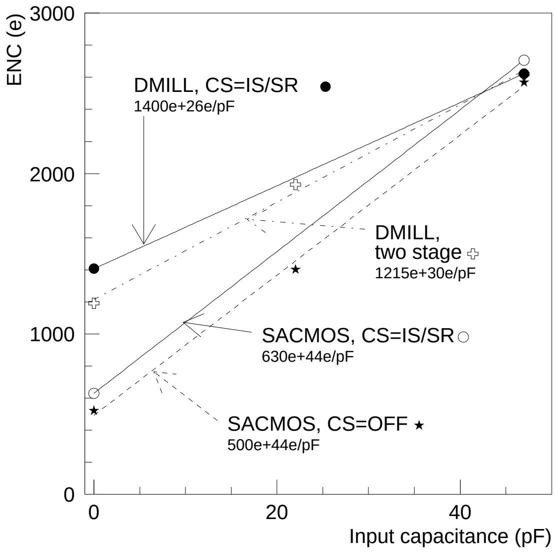

Abbildung 9.9: Measured noise performance (ENC) as a function of the input capacitance for different operation modes of the APC chip in SACMOS and DMILL technology (see text for details).

Figure 9.9 shows the measured equivalent noise charge (ENC) of the SACMOS APC and the new DMILL prototype. The SACMOS chip used in standard H1 operation mode (CS=OFF) shows a noise performance of $500\,e^- + 44e^-/\mathrm{pF}$ which is consistent with previous measurements [65].

A direct comparison between the SACMOS and the DMILL chip in this operation mode was not possible due to the earlier mentioned instability of the DMILL preamplifier with low feedback capacitance. Therefore we have used an operation mode with CS=ON in the sampling phase and CS=OFF in the rereading phase (i.e. $CS = IS/SR$). The most remarkable difference between the two chips in the observed noise performance is in the offset noise value at zero input capacitance. The slope however shows a better value in the DMILL realization compared to the SACMOS such that at large capacitances (47 pF) the noise performances are almost equal.

A more detailed study of the zero input capacitance noise shows that the contribution from the switched on feedback resistance ($R12$=ON) appears to be much more pronounced in the DMILL chip compared to the SACMOS version. The source of this phenomenon is not fully understood and is subject to further study.

The noise performance of a two stage amplifier version can also be seen in figure 9.9. Since the two stage configuration writes a larger signal to the pipeline buffers noise contribution from the pipeline and the readout system are reduced. However the measurements show no significant improvement compared to the single stage DMILL version which supports our understanding of the extra noise source for zero input capacitances being located in the early part of the signal amplification stage.

Optimizing the channel length

The noise and speed performance depends on the channel length (L) and width (W) of the input transistors. Therefore an optimization of this parameters have been done by varying these parameters.

The total channel width of the push pull stage has been kept fixed at 910 μm , which implies a fixed parasitic feedback capacitances of the amplifier variations.

The channel length has been varied a described in section 9.5.2. With a shorter channel length one obtains a higher transconductance (see figure 9.5) which implies a smaller white noise contribution. The area dependent $1/f$-noise, however, is expected to increase.

The optimal length depend on the optimal ratio of the two noise sources and has been determined by measuring the noise performance of the amplifiers with channel length L $= 1, 2, 3\,\mu$m.

To solely compare the noise directly produced by the input transistors we measured the noise behavior of different channel length without contribution from the feedback transistor ($R12$=OFF) i.e. in integrating mode. In order to be sensitive to the noise slope we measured with an capacitor of 47 pF wire bonded to the amplifier input.

The results are shown in figure 9.10. The measurement clearly shows that the amplifier L=1 μm is inferior to the L=2 μm and L=3 μm configurations. Whereas the L=2 μ amplifier is slightly favored compared to the L=3 μ amplifier. We varied the amplifier current and found that the noise dependence on the amplifier current is weak.

9.7 Final design choices for the APC128-DMILL

From the measurements presented in section 9.6.3 we conclude that the best choice is a channel length of L=2 μm.

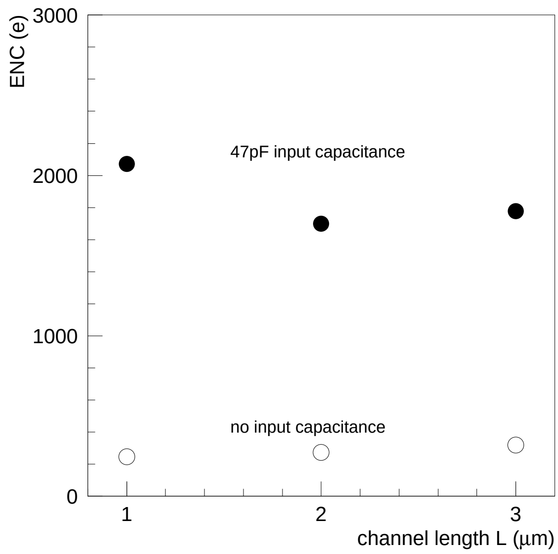

Abbildung 9.10: Measured ENC for single-stage-amplifier with channel length of L=1 μm, L=2 μm and L=3 μm.

As an increase in channel width is expected to improve the noise behavior and to increase the basic feedback capacitance we increased the channel width compared to the prototype by approximately 20 per cent.

The capacitance of the feedback capacitor C_2 that can be activated by the switch CS=ON was reduced to 300 fF (540 fF on the prototype) therefore a new additional feedback capacitor C_2' with a value of 150 fF was added. This allows the user to choose between four different feedback capacitance values.

For the feedback resistance we replaced the long n-MOS-feedback-transistor by a riding feedback circuit as described in section 9.5.2. Our measurements of the two stage amplifier (see section 9.6.2) with the riding feedback circuit shows strong evidence for an improved robustness against oscillation which is also supported by simulations [81].

Since the two stage amplifier configuration did not show any convincing improvement in noise performance we realized the single stage architecture, as used in the old SACMOS chip The single stage solution gives maximum compatibility to the SACMOS APC and smallest power dissipation . Hence for our final design we combined the single stage amplifier with the riding feedback circuit.

All other building blocks of the prototype were found to work well and were therefore used unaltered in the final design.

Acknowledgment

We wish to thank Silvan Streuli for his substantial help. For encouraging discussion we are very grateful to Ralph Eichler and Daniel Pitzl.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] *http://hermes.desy.de*

[2] *http://www-hera-b.desy.de*

[3] W. Eick et al., *Development of the H1 Backward Silicon Strip Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **386**, 1997, Seite 81-86.

[4] H1 Kollaboration, *Technical proposal to build silicon tracking detectors for H1*, DESY PRC 92/01, July 1992.

[5] H. Bethe und W. Heitler, Proc.Roy.Soc. A **16** (1934), Seite 83 ff.

[6] H1 Kollaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, Submitted to the 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP '96, Warsaw, Poland, 1996, Paper pa17-026.

[7] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY Hamburg, 1996, Internal Report, DESY H1-96-01, Veröffentlicht in: Nucl. Instr. and Meth. **A** 386 (1997), Seite 310 ff.

[8] H.Itterbeck, *Techniques and Physics of the Central-μ-Trigger System of the H1-Detector at HERA*, RWTH Aachen, 1997, Dissertation.

[9] D.Pitzl et al., *The H1 silicon vertex detector* , Nucl. Instr. and Meth. A **454**, (2000), Seite 334-349.

[10] W.Erdmann et al., *Optical analog readout and control of the central silicon vertex detector of H1 at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. A **372**, (1996), Seite 188-194.

[11] U. Schneekloth (editor), *The HERA luminosity upgrade*, DESY-HERA-98-05, July1998.

Literatur zu Teil1: Suche nach einem leichten Sbottom Quark bei H1

[12] F. Jacquet und A. Blondel, *Detectors for Charged Current Events*, Proceedings of the workshop: Study for an *ep* Facility in Europe, 1979, 391 ff.

[13] V. N. Gribov und L. N. Lipatov, *Deep Inelastic E P Scattering In Perturbation Theory*, Yad. Fiz. **15** (1972) 781 [Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) Seite 438].

[14] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom In Parton Language*, Nucl. Phys. B **126** (1977) Seite 298.

[15] Y. L. Dokshitzer, *Calculation Of The Structure Functions For Deep Inelastic Scattering And E+ E- Annihilation By Perturbation Theory In Quantum Chromodynamics* (In Russian), Sov. Phys. JETP **46** (1977) Seite 641 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73** (1977) 1216].

[16] C.F. Weizäcker, Z.Phys. **88**, (1934), Seite 612 ff.
E.J. Williams, Phys.Rev. **45**, (1934), Seite 729 ff.

[17] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin und V. G. Serbo, *The Two Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation*, Phys. Rept. **15** (1974) Seite 181 ff.

[18] H1 Kollaboration, *Measurement of Di-jet Cross-sections in Photoproduction and Photon structure*, Phys. Lett. B **483** (2000) Seite 36, hep-ex/0003011.

[19] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Photonic parton distributions*, Phys. Rev. D **46** (1992), Seite 1973 ff.

[20] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Parton structure of the photon beyond the leading order*, Phys. Rev. D **45** (1992), Seite 3986 ff.

[21] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjostrand, *Parton Fragmentation And String Dynamics*, Phys. Rept. **97** (1983) 31.

[22] T. Sjostrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. **82** (1994), Seite 74 ff.
Long writeup available as: T. Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN-TH.7112/93.

[23] C.Peterson, D.Schlatter, I. Schmitt und P.M. Zerwas, *Scaling violations in inclusive e^+e^- Annihilation Spectra*, SLAC-PUB-2912, April 1982, Veröffentlicht in: Phys. Rev. D **27** (1983), Seite 105 ff.

[24] D. Besson, *Heavy quark fragmentation in e+ e- annihilation: in Review of Particle Physics (RPP 2000)*, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 218.

[25] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, *Heavy-quark production*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **15** (1998), Seite 609, hep-ph/9702287.

[26] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Total cross sections for heavy flavour production at HERA*, Phys. Lett. B **348**, (1995), Seite 633-645.

[27] C. Grab, *private Mitteilung.*

[28] H1 Kollaboration, *Erratum to the Measurement of Open Beauty Production at HERA. Phys Lett. B 467 (1999) 156.*, Submitted to Phys. Lett.

[29] R. A. Eichler und Z. Kunszt, *Charm, Bottom And Top Production In High-Energy Electron Proton Collisions*, Nucl. Phys. B **308**, (1988), Seite 791-812.

[30] R. K. Ellis und P. Nason, *QCD Radiative Corrections To The Photoproduction Of Heavy Quarks*, Nucl. Phys. B **312**, (1989), Seite 551 ff.

[31] J. Smith und W. L. van Neerven, *QCD corrections to heavy flavor photoproduction and electroproduction*, Nucl. Phys. B **374** (1992), Seite 36 ff.

[32] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, *Pinning down the glue in the proton*, Phys. Lett. B **354** (1995), Seite 155-162, [hep-ph/9502336].

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

[34] R. Brock *et al.* [CTEQ Kollaboration], *Handbook of perturbative QCD: Version 1.0*, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) Seite 157 ff.

[35] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Kollaboration], *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) Seite 375 ff, [hep-ph/9903282].

[36] H1 Kollaboration, *Measurement of Open Beauty Production at HERA*, Phys. Lett. B **467** (1999), Seite 156-164.

[37] U. Langenegger , *A Measurement of the Beauty and Charm Cross Sections at the ep Collider HERA*, ETH Zürich, Diss. ETH No. 12676, April 1998, Dissertation.

[38] H1 Kollaboration, *Measurement of the Beauty Production Cross Section at HERA Using Lifetime Information*, ICHEP 2000, 30th International Conference on High Energy Physics, Osaka, Japan, 27.July-02.August 2000.

[39] Jürgen Kroseberg, Universität Zürich, 2002, Dissertation in Vorbereitung.

[40] Zeus Kollaboration, *Measurement of Beauty Photoproduction in Events with two jets and a lepton at HERA*, International Europhysics Conference on High Energy Physics 99, Tampere, Finnland, Seite 15-21, Juli 1999.

[41] L3 Kollaboration, *Measurements of the cross sections for open charm and beauty production in gamma gamma collisions at s**(1/2) = 189-GeV - 202-GeV*, Phys. Lett. B **503** (2001), Seite 10, hep-ex/0011070.

[42] Akos Csilling, Opal Kollaboration, *Charm and bottom production in two-photon collisions with OPAL*, Vortrag bei: PHOTON 2000, International Conference on The Structure and Interactions of the Photon, Ambleside, England, 26-31 August 2000.
OPAL Physics Note PN455(2000): *Measurement of Open Beauty Production in Photon-Photon Collisions at* $\sqrt{s_{ee}} = 189 - 202\ GeV$,

[43] D.Fein für die D0 und CDF Kollaboration, *Tevatron results on b-quark cross sections and correlations*, In Proceedings zu Hadron Collider Physics XIII, Mumbai, Indien, 14.-20. Januar 1999, FERMILAB-CONF-99-050-E.

[44] CDF Kollaboration, *Study of the heavy flavour content of jets produced in association with W bosons in* $p\bar{P}$ *collisions at* $\sqrt{s} = 1.8\ TeV$, hep-ex/0109012.

[45] CDF Kollaboration, *Additional studies of the probability that the events with a superjet observed by CDF are consistent with the SM prediction*, hep-ex/0109019.

[46] CDF Kollaboration, *Additional studies of the anomalous* $l + \not{E}_T + 2, 3\,jet$ *events observed by CDF* hep-ex/0109020.

[47] CDF Kollaboration, *Search for the Flavor-Changing Neutral Current Decays* $B^+ \rightarrow \mu^+\mu^- K^+$ *and* $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^- K^{*0}$, Phys. Rev. Lett. **83** (1999), Seite 3378-3383.

[48] W. Erdmann, *mündliche Mitteilung*

[49] H1 Kollaboration, *Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA*, Eur.Phys.J.C **5** (1998), Seite 575-584.

[50] S. Pacetti und Y. Srivastava, *Resolution of a long standing discrepancy in R with spin zero quarks* hep-ph/0007318, 27.Juli 2000.

[51] M. Carena, S. Heinemeyer, C. E. Wagner und G. Weiglein, *Do electroweak precision data and Higgs mass constraints rule out a sca-*

lar bottom quark with mass of O(5-GeV)?, Phys. Rev. Lett. **86** (2001), Seite 4463-4466, hep-ph/0008023.

[52] V. Savinov *et al.* [CLEO Kollaboration], *Search for a scalar bottom quark with mass* $3.5\,GeV/c^2 \quad to \quad 4.5\,GeV/c^2$, Phys. Rev. D **63** (2001), Seite 051101, hep-ex/0010047.

[53] S. Burke, R. C. Henderson, S. J. Maxfield, J. V. Morris, G. D. Patel, D. P. Sankey und I. O. Skillicorn, *Track finding and fitting in the H1 forward track detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **373** (1996), Seite 227-260, RAL-95-037, DESY-95-132.

[54] L. West *Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code Version 1.00/12*, (1996).

[55] H.-C. Kästli, *Muon Pair Production with high Invariant Mass in* e^+p*-Collisions at HERA*, ETH Zürich, Diss. ETH No. 13668, ETHZ-IPP Internal Report 2000-04, April 2000, Dissertation.

[56] I. Negri, *A Minimal Comprehensive set of muon background topological finders for high* p_t *physics analysis*, H1 internal note: H1-10/96-498.

[57] M. H. Seymour, *Searches for new particles using cone and cluster jet algorithms: A Comparative study*, Z. Phys. C **62** (1994) Seite 127-138.

[58] H. Jung,
The Monte Carlo Generator Epjpsi For J/Ψ *Mesons In High-Energy Electron Proton Collisions*, Aachen Tech. Hochsch. - PITHA-92-10 (92/04,rec.Apr.) 10 Seiten.
Monte Carlo Generator EPJPSI for J/Ψ *mesons In High-Energy* γp*,* ep*,* μp*,* $p\bar{p}$ *and* pp *collisions*, Proceedings zu *Physics at HERA* (Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelmann), (1991) Seite 1488.
http://www-h1.desy.de/ jung/epjpsi/.

[59] Zeus Kollaboration, *Measurement of open beauty production in photoproduction at HERA*, Eur.Phys.J.C **18** (2001), Seite 625-637.

[60] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour und L. Stanco, *HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991* Comput. Phys. Commun. **67** (1992) Seite 465-508.

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

[62] H1 Kollaboration, *Photoproduction of $D*\pm$ Mesons in ep Collisions at HERA*, Nucl. Phys. B **472** (1996) Seite 32.

[63] H1 Kollaboration, *Observation of events at very high Q^2 in ep collisions at HERA*, Z. Phys. C **74** (1997) Seite 191-205.

[64] S. Lüders , *A Measurement of the Beauty Production Cross Section via $B \to J/\psi X$ at HERA*, ETH Zürich, 2001, Dissertation.

Literatur zu Teil2: Ausleseelektronik für den CST

[65] D. Pitzl et al., The H1 Vertex Detector, Nucl. Instr. and Meth. A. 454 (2000) 334-349.

[66] H1-Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. 386 (1997) 310-347.

[67] H1-Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. 386 (1997) 348-396.

[68] W. Eick et al., Nucl. Instr. and Meth. 386 (1997) 81-86.

[69] J.J. van Hunen, Nucl. Instr. and Meth. 409 (1998) 95-99.

[70] O. Bouhali, Nucl. Instr. and Meth. 378 (1996) 423-438.

[71] M.K. Ballintijn, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 44 (1995) 268-273.

[72] R. Horisberger and D. Pitzl, Nucl. Instr. and Meth. A326 (1993) 92-99.

[73] Faselec AG, Philips Semiconductor, Binzstr. 44, CH 8045 Zrich, Switzerland.

[74] M. Dentan et al., IEEE transaction on Nucl. Science, Vol43, No3 (1996) 1763-1767

[75] RD 29 final status report, CERN-LHCC-98-37 (05.Nov. 1998)

[76] TEMIC Semiconductors, La Chantrerie, BP 70602, 44306 Nantes cedex 3, France.

[77] M. Dentan et al., Final acceptance of the DMILL technology stabilized at TEMIC/MHS, Talk given at 4th Workshop on Electronics for LHC Experiments (LEB 98), Rome, Italy, 21-25 Sep 1998.

[78] W. Erdmann et al., Nucl. Instr. and Meth. 372 (1996) 188-194.

[79] U. Schneekloth (editor), The HERA luminosity upgrade, DESY-HERA-98-05, July1998

[80] L. Blanquart et al., Nucl. Instr. and Meth. 395 (1997) 313-317.

[81] Cadence Software, version 4.4.2 : SpectreS simulator with DMILL DESIGN KIT V5.0

Lebenslauf

Name	Michael Hilgers
Geburtsdatum	16. 12. 1971
Geburtsort	Aachen
Nationalität	deutsch

Ausbildung

1978 - 1982	Grundschule Schleckheim
1982 - 1991	Inda Gymnasium Kornelimünster
1991 - 1992	Zivildienst beim regionalen Caritasverband Aachen
1992 - 1994	Studium der Physik an der Rheinisch Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH) Aachen
1994 - 1995	Studium der Physik an der University Manchester
1995 - 1998	Studium der Physik an der RWTH Aachen
1996 - 1998	Diplomarbeit in experimenteller Teilchenphysik: Untersuchungen zur Rekonstruktion von D_s-Mesonen mit dem H1-Detektor
1998 - 2001	Promotion in experimenteller Teilchenphysik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich (ETHZ)