Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Urs-Peter Krüger
aus Hamburg

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Heinzelmann
Prof. Dr. R. Felst

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Heinzelmann
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation: 25. November 1994

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

In this thesis the production of heavy quarks has been investigated through their decay into at least one muon. These muons have been identified in the central muon detector of the H1-experiment. A minimal transverse momentum of $1.5\,GeV$ and a polar angle of the muon flight direction between 30° and 130° was required. An analysis of the data collected by H1 in 1993 with a delivered integrated luminosity of $387\,nb^{-1}$ resulted in 206 ± 36 events with prompt muons.

The visible cross section for the accepted events were determined to be $\sigma^{vis}(ep \rightarrow Q\overline{Q} \rightarrow \mu X) = (2.5 \pm 0.5 \pm 0.9)\,nb$. Unfolding the acceptance derived by Monte Carlo calculations delivers the total cross section for e-p-collisions of $\sigma^{tot}(ep \rightarrow Q\overline{Q}) = (1.21 \pm 0.22 \pm 0.50)\,\mu b$. This agrees well with theoretical predictions within the error range. The process expected to be dominant for the production of heavy quarks is the boson gluon fusion.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit ist die Produktion schwerer Quarks mit Hilfe ihres Zerfalls in mindestens ein Myon untersucht worden. Diese Myonen wurden mit dem zentralen Myondetektor von H1 identifiziert. Es wurde verlangt, daß das Myon einen Transversalimpuls von mindestens $1.5\,GeV$ besitzt und einen Polarwinkel zwischen 30° und 130°. Eine Analyse der von H1 im Jahre 1993 genommenen Daten bei einer integrierten Luminosität von $387\,nb^{-1}$ ergab 206 ± 36 Ereignisse mit prompten Myonen.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Ereignisse, die von den Schnitten akzeptiert worden sind, ergibt sich zu $\sigma^{vis}(ep \rightarrow Q\overline{Q} \rightarrow \mu X) = (2.5 \pm 0.5 \pm 0.9)\,nb$. Nach Entfaltung der mit Hilfe von Monte-Carlo-Berechnungen bestimmten Akzeptanz ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt bei e-p-Stößen $\sigma^{tot}(ep \rightarrow Q\overline{Q}) = (1.21 \pm 0.22 \pm 0.50)\,\mu b$. Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers mit den theoretischen Vorhersagen überein. Der den Vorhersagen zugrundeliegende Prozeß für die Produktion schwerer Quarks ist die Boson-Gluon-Fusion.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das umfassendste Modell der Struktur der Materie ist das *Standardmodell der Elementarteilchenphysik*. Es beschreibt die Zusammensetzung der Materie aus zwölf Fermionen, die sich in sechs Quarks und sechs Leptonen unterteilen und über den Austausch von Eichbosonen miteinander wechselwirken. Die im Standardmodell enthaltene elektroschwache Theorie beinhaltet drei massive (W^+, W^- und Z^0) und ein masseloses (γ) Eichboson, welche mit den Fermionen wechselwirken können. Die starke Wechselwirkung wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch den Austausch von Gluonen zwischen den Quarks beschrieben.

Am Deutschen Elektronen-Synchroton DESY in Hamburg wurde der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring entwickelt, in dem die Elektronen auf eine Energie von bis zu $30\,GeV$ und die Protonen auf $820\,GeV$ beschleunigt werden. Im Jahre 1992 wurden von den beiden Großexperimenten H1 und ZEUS die ersten e-p-Reaktionen beobachtet. Die Elektronen dienen als Sonde, um die Struktur des Protons aufzulösen. Diese Untersuchungen wurden bisher von Fixed-Target-Experimenten durchgeführt, bei denen Elektronen, Myonen oder Neutrinos auf ruhende Nukleonen gelenkt wurden. Da die Schwerpunktsenergie bei HERA aufgrund der Speicherringanordnung um mehrere Größenordnungen höher liegt, kann das Verständnis des Standardmodells vertieft werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Prozessen der Erzeugung schwerer Quarks. Dabei ist die Enstehung eines einzelnen schweren Quarks zusammen mit einem leichten Quark gegenüber der Erzeugung eines schweren Quark-Antiquark-Paares unterdrückt. Dieses kann einerseits in einem gebundenen Zustand (J/ψ-Meson, Υ-Meson) auftreten, andererseits ist die Entstehung von B- oder D-Mesonen durch die Verbindung eines der beiden schweren Quarks mit einem leichten Quark aus dem Proton möglich. Der dominierende Prozeß ist hierbei die Boson-Gluon-Fusion mit einem quasireellen Photon (Photoproduktion). Ereignisse, bei denen das schwere Quark-Antiquark-Paar nicht gebunden ist, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe des Zerfalls mindestens eines schweren Quarks in ein Myon untersucht. Dazu ist es notwendig, das Myon mit Hilfe des zentralen Myonsystems des H1-Detektors zu identifizieren und die Untergrundbeiträge, bestehend aus dem myonischen Zerfall von Hadronen aus leichten Quarks und J/ψ-

Mesonen abzutrennen.

In Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen der Erzeugung schwerer Quarks bei HERA beschrieben. Außerdem wird auf die Beschreibung des vom Elektron ausgestrahlten Photons und den Zerfall der Quarks in Myonen näher eingegangen.

Kapitel 2 behandelt die Monte-Carlo-Studien über die Erzeugung schwerer Quarks und den Einfluß der Strukturfunktionen. Ferner werden die notwendigen Akzeptanzschnitte vorgestellt.

Nach einer Beschreibung des Speicherringes HERA und des H1-Experimentes in Kapitel 3 wird in Kapitel 4 die Rekonstruktion von Myonen im zentralen Myondetektor beschrieben, die die Grundlage der in dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen bildet.

In Kapitel 5 werden die Selektionskriterien diskutiert, die auf die im Jahre 1993 genommenen Daten angewendet wurden, um Ereignisse mit prompten Myonen zu erhalten. Dies sind Ereignisse, bei denen der Zerfall in ein Myon innerhalb weniger mm vom Primärvertex entfernt erfolgt.

Die Beiträge anderer physikalischer Prozesse, bei denen Myonen nicht aus dem Zerfall schwerer Quarks stammen, jedoch durch die Selektionskriterien akzeptiert werden, werden in Kapitel 6 untersucht.

Die Arbeit schließt mit der Diskussion der Ergebnisse, die aus den Ereignissen mit prompten Myonen gewonnen werden (Kapitel 7). Hierzu zählen vor allem die totalen Wirkungsquerschnitte der e-p- und γ-p-Produktion schwerer Quarks, die mit den Ergebnissen anderer Experimente und theoretischen Vorhersagen verglichen werden.

Kapitel 1

Die Produktion schwerer Quarks bei HERA

In diesem Kapitel werden die physikalischen Prozesse diskutiert, die zu der Produktion schwerer Quarks beitragen. Dazu wird zunächst näher auf die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung bei HERA eingegangen, die in die tiefinelastische Streuung und die Photoproduktion unterteilt werden kann. Anschließend wird kurz die Weizsäcker-Williams-Näherung für die Beschreibung des vom Elektron abgestrahlten Photons erläutert.

Die Produktion schwerer Quarks wird im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion beschrieben. Dieses Modell wird in der Ordnung α_s diskutiert, und Beiträge höherer Ordnung in α_s werden kurz behandelt. Anschließend werden der Mechanismus und das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall schwerer Quarks in Myonen vorgestellt und experimentelle Resultate für den semileptonischen Zerfall schwerer Quarks zusammengefaßt.

1.1 Die Kinematik der e-p-Streuung

In diesem Abschnitt wird die Kinematik der bei HERA auftretenden Prozesse beschrieben und die Definition der zugehörigen Variablen angegeben. Man unterscheidet zwischen tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion. Bei der tiefinelastischen Streuung, im folgenden auch mit DIS abgekürzt, besitzt das vom Elektron abgestrahlte Eichboson einen so hohen Viererimpulsübertrag, daß die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. Liegt das Quadrat des Viererimpulsübertrages nahe bei Null, spricht man von Photoproduktion.

Die Kinematik der e-p-Prozesse kann durch zwei beobachtbare Größen bestimmt werden, sofern der Impuls der einlaufenden Teilchen bekannt ist. Dies sind zum Beispiel die Energie E_l und der Polarwinkel θ des gestreuten Elektrons, welches aufgrund des hohen Impulsübertrages in einem der elektromagnetischen Kalorimeter des H1-Detektors nachgewiesen werden kann (siehe Kapitel 3). Es ist zu beachten, daß es sich bei dem Winkel θ um den Polarwinkel zwischen dem Richtungsvektor des gestreuten Elektrons und dem des einlaufenden Protons handelt.

Zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts werden die folgenden lorentzinvarianten Größen benutzt:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \simeq 4\,E_e\,E_l\,\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right), \tag{1.1}$$

$$s = (p_p + p_e)^2 \simeq 4\,E_e\,E_p\,, \tag{1.2}$$

$$W_{\gamma p}^2 = (q + p_p)^2 = m_p^2 + 2\,m_p\,\nu - Q^2 \quad ; \quad \nu = \frac{q \cdot p_p}{m_p}. \tag{1.3}$$

Hierbei steht s für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des e-p-Systems und $W_{\gamma p}$ entspricht der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes. Alle anderen Größen ergeben sich aus Abbildung 1.1. Q^2 wird auch als die Virtualität des Photons bezeichnet. Die angegebenen Näherungen gelten unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonmasse.

Man benutzt häufig zwei aus den oben genannten Größen abgeleitete dimensionslose Variablen, die Bjorkensche Skalenvariable x und die Inelastizität y:

$$x = \frac{Q^2}{2\,(q \cdot p_p)} = \frac{Q^2}{2\,m_p\,\nu}, \qquad y = \frac{(q \cdot p_p)}{(p_e \cdot p_p)} = \frac{\nu}{\nu_{max}}. \tag{1.4}$$

1.1.1 Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung wechselwirkt das einlaufende Elektron unter Austausch eines neutralen (γ , Z^0) oder geladenen (W^-) Eichbosons mit einem Parton aus dem Proton. Der Endzustand besteht aus einem Lepton (e^- , ν_e) und einem hadronischen System. Man unterscheidet zwischen NC-Ereignissen (NC für *Neutral Current* = neutraler Strom) und CC-Ereignissen (CC für *Charged Current* = geladener Strom). Die Feynman-Graphen sind in Abbildung 1.1 dargestellt.

Im Partonmodell wird das Proton als System quasifreier Partonen behandelt, mit einem dieser Konstituenten wechselwirkt das Elektron. Wird die Masse der leichten

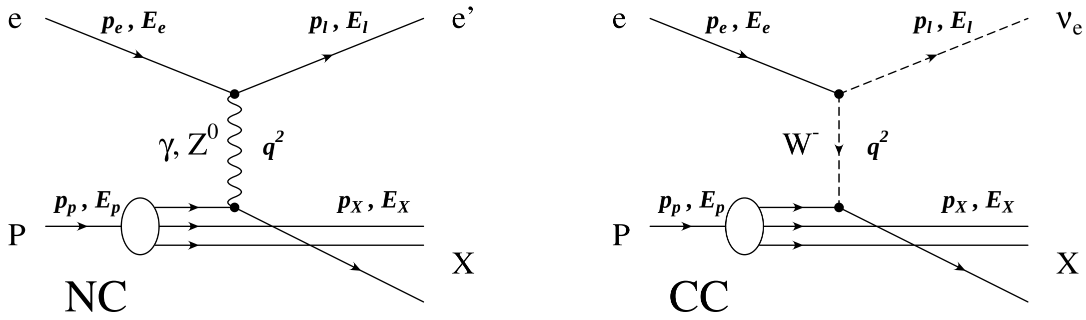

Abbildung 1.1: *Feynman-Graphen für DIS-Prozesse.*

Quarks vernachlässigt, so steht die Bjorkensche Skalenvariable x unter Vernachlässigung der Masse des wechselwirkenden Partons näherungsweise für dessen Impulsanteil am Gesamtimpuls des Protons bzw. aller darin enthaltenen Partonen. Die Größe y gibt die Inelastizität des Elektron-Proton-Systems an.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den neutralen Strom kann nun, in Abhängigkeit von den oben eingeführten Größen, folgendermaßen angegeben werden [ING87]:

$$\frac{d^2\,\sigma^{e^\mp p}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\,\pi\,\alpha_{em}^2}{x\,Q^4}\left(x\,y^2\mathcal{F}_1 + (1-y)\,\mathcal{F}_2 \pm y\,(1-\frac{y}{2})\,x\,\mathcal{F}_3 \right). \tag{1.5}$$

Im Quark-Partonmodell werden $\mathcal{F}_1$ und $\mathcal{F}_2$ als Summe der Quark- und Antiquarkdichten im Proton angesehen. $\mathcal{F}_3$ beschreibt die Differenz zwischen Quark- und Antiquarkdichten im Proton und ist bei kleinen Werten von Q^2 vernachlässigbar, da der Term nur beim Z^0-Austausch auftritt.

1.1.2 Photoproduktion

Liegt der Wert für das Quadrat des Impulsübertrages des vom Elektron abgestrahlten Photons nahe bei Null, spricht man von *Photoproduktion.* In diesem Fall ist es üblich, den Prozeß der Elektron-Proton-Streuung auf den Subprozeß der Photon-Proton-Reaktion zu reduzieren und die Ankopplung des Photons an das Elektron näherungsweise durch einen Fluß von Photonen, der von hochenergetischen Elektronen ausgeht, zu beschreiben. Diese Approximation ist in Abschnitt 1.1.3 näher beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt für die e-p-Wechselwirkung ist dann gleich dem Wirkungsquerschnitt für die γ-p-Wechselwirkung, multipliziert mit einem Flußfaktor für das Photon.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen in γ-p-Reaktionen ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Er schließt die von H1 und ZEUS bei HERA gemessenen Werte ein. Der Energieverlauf von $\sigma_{tot}(\gamma p)$ ist ähnlich dem von hadronischen

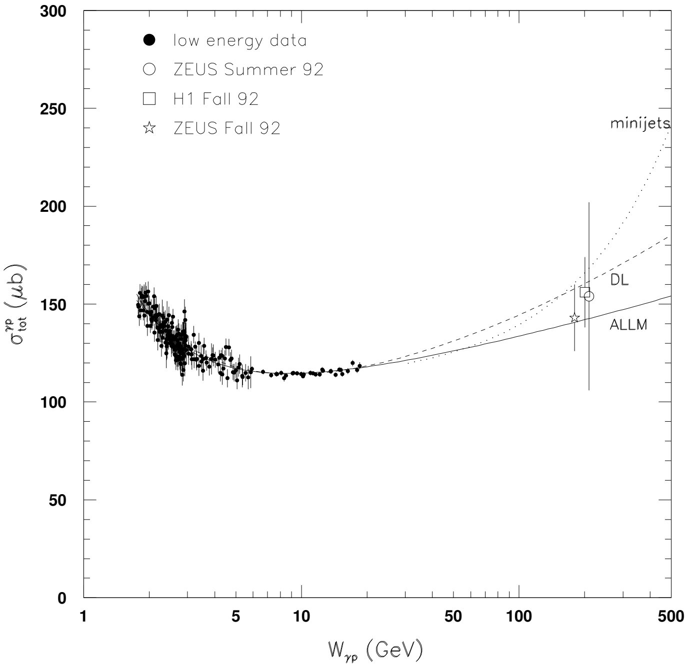

Abbildung 1.2: *Totaler Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie des γ-p-Systems $W_{\gamma p}$ (aus [ZEU94]).*

Reaktionen wie zum Beispiel bei Proton-Antiproton-Prozessen. Dieses Verhalten wird im Vektormesondominanz-Modell (VDM) [SAK60] beschrieben, in dem das Photon in ein virtuelles Vektormeson fluktuiert und in dieser Form mit dem Proton wechselwirkt.

Im Rahmen der QCD berechenbar sind zur Zeit nur Prozesse mit hohen Impulsüberträgen, da nur dann die Kopplungskonstante α_s für störungstheoretische Näherungen hinreichend klein ist.

1.1.3 Die Weizsäcker-Williams-Näherung

Für die Prozesse der Photoproduktion ist es nützlich, die e-p-Streuung in zwei unabhängige Bereiche zu unterteilen: Emission eines Photons vom einlaufenden Elektron und Wechselwirkung des Photons mit dem Proton. Diese Faktorisierung ist für kleine Q^2-Werte möglich. Um die Emission des Photons zu beschreiben, wird bei HERA die Weizsäcker-Williams-Näherung benutzt [WEI34], [WIL34]. Bei dieser Methode wird das elektromagnetische Feld eines sich schnell an einem Nukleon vorbeibewegenden Elektrons als Strom virtueller Photonen betrachtet. Somit läßt sich der Wirkungsquerschnitt der e-p-Streuung durch den γ-p-Wirkungsquerschnitt ausdrücken [CHE76]:

$$\frac{d^2\,\sigma^{ep}}{dy\,dQ^2} = \frac{d^2\,\mathcal{F}_\gamma}{dy\,dQ^2} \cdot \sigma_{tot}^{\gamma p} . \tag{1.6}$$

$\mathcal{F}_\gamma$ ist der äquivalente Photonenfluß. Dieser hat einen longitudinalen Anteil $\mathcal{F}_\gamma^L$ und einen transversalen Anteil $\mathcal{F}_\gamma^T$. Dies ist dadurch begründet, daß virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein können, während reelle Photonen lediglich transversal polarisiert sind. Da bei der Photoproduktion die Werte für die Virtualität Q^2 nahe bei Null liegen, kann das Photon als quasireell angenommen werden, und es ist möglich, näherungsweise nur den transversalen Anteil des Photonenflusses zu betrachten:

$$\frac{d^2\,\mathcal{F}_\gamma}{dy\,dQ^2} \approx \frac{d^2\,\mathcal{F}_\gamma^T}{dy\,dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2\,\frac{m_e^2\,y^2}{Q^2}\right) = f_{\gamma/e}(y, Q^2) . \tag{1.7}$$

Der Term $\sim m_e^2\,y^2\,/\,Q^2$ trägt bei HERA-Energien zu etwa 10 % bei [ROS93]. Gleichung 1.7 wird als Weizsäcker-Williams-Näherung bezeichnet.

1.2 Prozesse zur Erzeugung schwerer Quarks

In diesem Abschnitt werden die Prozesse behandelt, die im Rahmen der QCD pertubativ berechenbar sind. Hierzu zählen die Prozesse, bei denen das Photon direkt an ein schweres Quark koppelt (*pointlike coupling*), sowie diejenigen, bei denen ein Quark oder Gluon aus der hadronischen Komponente des Photons zusammen mit einem Quark oder Gluon aus dem Proton das schwere Quark-Antiquark-Paar bildet.

Der dominierende Prozeß mit direkt wechselwirkendem Photon ist die Photon-Gluon-Fusion. Sie wird näher in Abschnitt 1.2.1 beschrieben. Dieser Prozeß tritt sowohl bei der tiefinelastischen Streuung als auch bei der Photoproduktion auf.

Ebenso kann bei Prozessen in höherer Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt werden. Diese Beiträge zur Erzeugung schwerer Quarks werden in Abschnitt 1.2.2 erläutert.

Die einzelnen Beiträge zur Produktion schwerer Quarks werden abschließend in Abschnitt 1.2.3 zusammengefaßt.

1.2.1 Prozesse der führenden Ordnung in α_s

Der dominierende Prozeß der pertubativen Erzeugung schwerer Quarks bei HERA, der in führender Ordnung in der Kopplungskonstanten der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung $\mathcal{O}(\alpha_s,\, \alpha_{em})$ berechnet werden kann, ist die Photon-Gluon-Fusion. Sie ist zugleich der Hauptbeitrag zur Produktion schwerer Quarks mit direktem Photon (*direct photon*). Der zu diesem Prozeß gehörende Feynman-Graph ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Das Photon koppelt über ein Quark-Antiquark-Paar an ein Gluon aus dem Proton. Schwere Quarkpaare können entstehen, sofern die invariante Masse vom Photon-Gluon-System genügend hoch ist. Das Photon besitzt eine Virtualität Q^2, die nahe bei Null liegt, der Anteil des tiefinelastischen Bereiches beträgt nur wenige Prozent.

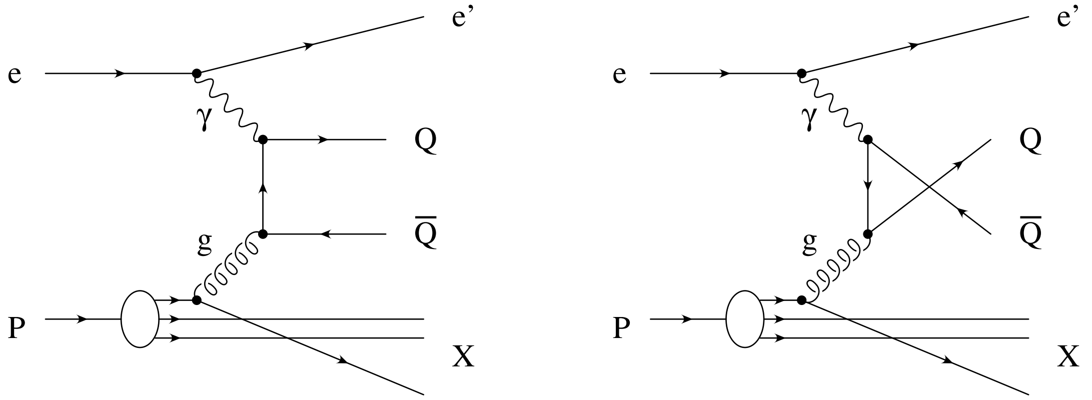

Abbildung 1.3: *Feynman-Graphen für die Erzeugung schwerer Quarks mit direktem Photon-Austausch in erster Ordnung in α_s (Photon-Gluon-Fusion).*

Der Teil des Prozesses, der störungstheoretisch berechenbar ist, wird auch als *harter Subprozeß* bezeichnet. Bei der Photon-Gluon-Fusion nehmen daran das Photon, Gluon und das schwere Quark-Antiquark-Paar teil. Zusätzlich zu den bei der tiefinelastischen Streuung eingeführten Größen wird eine weitere Variable zur Beschreibung des Prozesses eingeführt, die invariante Masse des Quark-Antiquark-Paares $\hat{s}$. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\hat{s} = (p_Q + p_{\overline{Q}})^2, \tag{1.8}$$

Hierbei sind p_Q, $p_{\overline{Q}}$ die Viererimpulse des Quarks und Antiquarks.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion verringert sich mit zunehmender Quarkmasse stark. Dies wird durch Abbildung 1.6 im nächsten Abschnitt verdeutlicht.

1.2.2 Prozesse höherer Ordnung in α_s

Eine Ordnung höher in der starken Kopplungskonstanten ($\mathcal{O}(\alpha_s^2,\ \alpha_{em})$) als die Erzeugung durch Photon-Gluon-Fusion ist der Prozeß der QCD-Comptonstreuung. Der Feynman-Graph dieses Prozesses ist in Abbildung 1.4(a) dargestellt. Hierbei koppelt das Photon direkt an ein leichtes Quark oder Antiquark des Protons. Dieses Parton strahlt ein Gluon ab, welches das schwere Quark-Antiquark-Paar bilden kann. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist gegenüber dem um eine Ordnung niedrigeren Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unterdrückt (vergleiche Abschnitt 2.4).

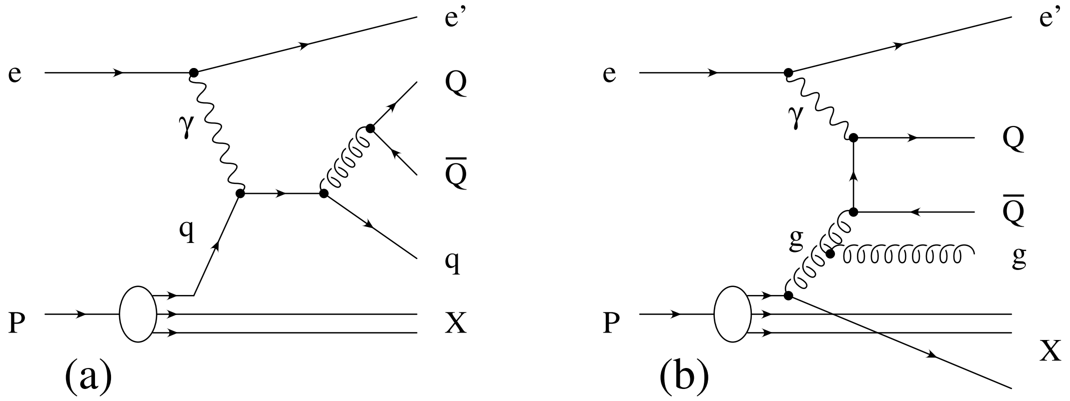

Abbildung 1.4: *Beiträge höherer Ordnung in α_s zur Produktion schwerer Quarks. Abbildung (a) zeigt die Erzeugung eines zusätzlichen leichten Quarks (QCD-Compton-Streuung), Abbildung (b) die Abstrahlung eines zusätzlichen Gluons.*

Ein weiteres Beispiel einer Reaktion der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2,\ \alpha_{em})$ ist in Abbildung 1.4(b) gegeben. Hierbei handelt es sich um einen Prozeß mit direktem Photon, bei dem das Gluon aus dem Partoninhalt des Protons, welches an das Antiquark koppelt, ein weiteres Gluon abstrahlt. Während die Prozesse mit zusätzlich abgestrahltem Gluon mit etwa 30 % zu dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks mit direktem Photon beitragen, trägt der QCD-Compton-Prozeß nur zu etwa 5 % bei [NEE92].

Im Gegensatz zu dem Prozeß niedrigster Ordnung in α_s kann bei Prozessen höherer Ordnung die hadronische Komponente des Photons aufgelöst werden. Feynman-Graphen dieser Prozesse sind in Abbildung 1.5 dargestellt. Man unterscheidet die Fälle, in denen entweder ein Gluon aus dem Photon über ein Quark-Antiquark-Paar an ein Gluon aus dem Proton koppelt, (a), oder zwei leichte Quarks das schwere Quark-Antiquark-Paar über Gluonaustausch erzeugen, (b). Die Wechselwirkung an

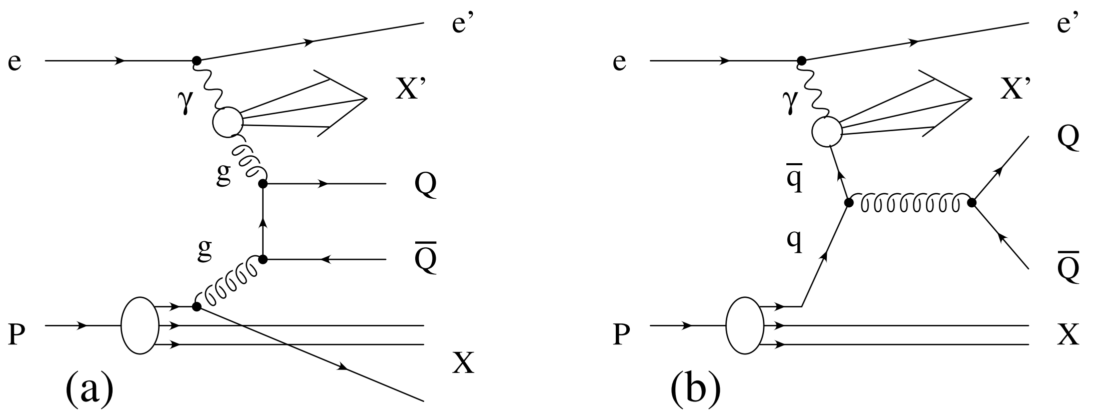

Abbildung 1.5: *Feynman-Graphen für die Erzeugung schwerer Quarks mit aufgelöstem Photon. In Abbildung (a) ist der Prozeß* $g\,g \rightarrow Q\,\overline{Q}$ *(Gluon-Gluon-Fusion), in Abbildung (b) der Prozeß* $q\,\overline{q} \rightarrow Q\,\overline{Q}$ *gezeigt.*

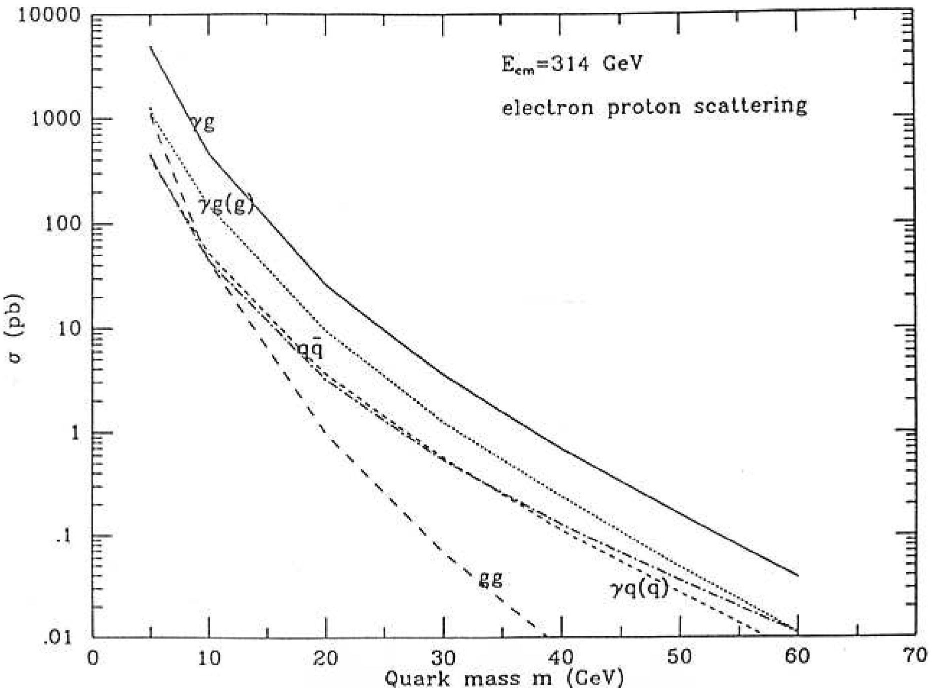

Abbildung 1.6: *Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks als Funktion der Quarkmasse [KUN89]. Die durchgezogene* (γg) *Linie beschreibt den Anteil der Photon-Gluon-Fusion.*

der Protonseite ist die gleiche wie bei den Prozessen mit direktem Photon.

Der theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung schwerer Quarks mit aufgelöstem Photon ist, je nach verwendeter Strukturfunktion des Photons, etwa um einen Faktor drei bis fünf gegenüber den Prozessen mit direktem Photon unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses $q\,\overline{q} \rightarrow Q\,\overline{Q}$ beträgt etwa ein Zwanzigstel desjenigen von dem Prozeß $g\,g \rightarrow Q\,\overline{Q}$.

Die Ereignistopolologie der Prozesse mit aufgelösten Photon unterscheidet sich von derjenigen der Prozesse mit direktem Photon vor allem dadurch, daß aus dem Photonrest ein zusätzlicher Teilchenjet (*photon remnant*) parallel zur Richtung des Photons gebildet wird.

Anhand von Abbildung 1.6 erkennt man die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts von der Masse der erzeugten Quarks. Neben der in Abschnitt 1.2.1 diskutierten Photon-Gluon-Fusion (γg) sind auch die Beiträge der Prozesse höherer Ordnung in α_s dargestellt. Man erkennt, daß der Prozeß der Gluon-Gluon-Fusion (gg) bei niedrigen Quarkmassen dominieren kann.

Der Beitrag schwerer Quarks von Prozessen mit leichten Quarks, bei denen ein abgestrahltes Gluon ein schweres Quark-Antiquark-Paar erzeugt, zum totalen Wirkungsquerschnitt der Produktion ist ebenso vernachlässigbar wie derjenige von Prozessen mit aufgelöstem Photon in dritter Ordnung in α_s.

1.2.3 Beiträge der einzelnen Prozesse

Die in den drei vorherigen Abschnitten beschriebenen exklusiven Partonprozesse zur Erzeugung schwerer Quarks bei HERA lassen sich zusammengefaßt folgendermaßen ausdrücken:

$$\begin{aligned}
\gamma + g &\rightarrow Q + \overline{Q} && \mathcal{O}(\alpha_s, \alpha_{em}), && (1.9)\\
\gamma + g &\rightarrow Q + \overline{Q} + g && \mathcal{O}(\alpha_s^2, \alpha_{em}), && (1.10)\\
\gamma + q &\rightarrow Q + \overline{Q} + q && \mathcal{O}(\alpha_s^2, \alpha_{em}), && (1.11)\\
q + \overline{q} &\rightarrow Q + \overline{Q} && \mathcal{O}(\alpha_s^2, \alpha_{em}), && (1.12)\\
g + g &\rightarrow Q + \overline{Q} && \mathcal{O}(\alpha_s^2, \alpha_{em}). && (1.13)
\end{aligned}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines schweren Quarks in der allgemeinen Form $\gamma + P \rightarrow Q + X$ läßt sich in der folgenden Form angeben [ELI89], [ALI93]:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sum_j \int dx \left(\frac{d^3\hat{\sigma}_{\gamma j}(\,q, xP, p, m, \mu\,)}{dp^3} \right) \mathcal{F}_j^P(x, \mu)\,. \qquad (1.14)$$

Hierbei ist p der Dreierimpuls des erzeugten Quarks, $\hat{\sigma}$ der Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses, q der Viererimpuls des Photons, P der Viererimpuls des Protons, m die Masse des erzeugten schweren Quarks und x die Bjorkensche Skalenvariable. Die Größe μ steht sowohl für die Renormierungsskala der starken Kopplungskonstanten α_s als auch für die Faktorisierungsskala, die den weichen, durch Strukturfunktionen beschriebenen Teil des Protons von dem harten, störungstheoretisch beschriebenen Teil separiert. Im folgenden ist $\mu \approx m$. $\mathcal{F}_j^P$ bezeichnet die Dichten leichter Quarks und Gluonen im Proton. Es wird über die Partonen j im Proton summiert. Im weiteren wird angenommen, daß die Formeln auch für den Fall gültig sind, daß es sich bei dem System X um ein Antiquark handelt. Die daraus resultierenden Ungenauigkeiten können vernachlässigt werden [ELI89].

Mit Hilfe der Formeln für die Berechnung der Produktion schwerer Quarks in der Proton-Antiproton-Streuung kann der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse in den Gleichungen 1.12-1.13 sowie der Anteile in dritter Ordnung in α_s berechnet werden [NAS88]:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sum_{i,j} \int dx_1\, dx_2 \left(\frac{d^3\hat{\sigma}_{ij}(\, x_1 q, x_2 P, p, m, \mu\,)}{dp^3} \right) \mathcal{F}_i^\gamma(x_1, \mu)\, \mathcal{F}_j^P(x_2, \mu)\,. \qquad (1.15)$$

Die Variablen sind wie in Gleichung 1.14 gewählt, es kommen $x_{1,2}$, die Impulsbruchteile der Partonen aus der hadronischen Komponente des Photons und aus dem Proton, hinzu. Außerdem wird zusätzlich über die Dichten leichter Quarks und Gluonen im Photon, $\mathcal{F}_i^\gamma$, integriert. Singularitäten, die durch das Aufspalten des Photons in masselose Partonen mit einem Transversalimpuls kleiner als $\mathcal{O}(\mu)$ entstehen, werden durch den Beitrag der Photonstrukturfunktion absorbiert, das Aufspalten des Photons in masselose Partonen mit einem Transversalimpuls größer als $\mathcal{O}(\mu)$ ist in Gleichung 1.14 integriert.

Addiert man den Beitrag des punktförmigen Photons aus Gleichung 1.14 und den Beitrag des hadronischen Anteils des Photons aus Gleichung 1.15 und integriert über den Dreierimpuls des Quarks, so erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt der Produktion eines schweren Quarkpaares bis zur Ordnung in α_s^2 [ELI89]:

$$\begin{aligned} \sigma(W_{\gamma p}) &= \sum_j \int dx\, \hat{\sigma}_{\gamma j}(x W_{\gamma p}, m^2, \mu^2\,) \mathcal{F}_j^P(x, \mu) \\ &+ \sum_{i,j} \int dx_1\, dx_2\, \hat{\sigma}_{ij}(\, x_1 x_2 W_{\gamma p}, m^2, \mu^2\,)\, \mathcal{F}_i^\gamma(x_1, \mu)\, \mathcal{F}_j^P(x_2, \mu)\,, \qquad (1.16) \end{aligned}$$

wobei $W_{\gamma p}$ die Schwerpunktsenergie des γ-p-Systems angibt. Der totale Wirkungsquerschnitt für den harten Unterprozeß für Wechselwirkung mit direktem und aufgelöstem Photon kann wie folgt geschrieben werden:

$$\hat{\sigma}_{\gamma j} = \frac{\alpha_{em}\,\alpha_s(\mu^2)}{m^2} f_{\gamma j}(\,\rho, \frac{\mu^2}{m^2}\,) \tag{1.17}$$

$$\hat{\sigma}_{ij} = \frac{\alpha_s^2(\mu^2)}{m^2} f_{ij}(\,\rho, \frac{\mu^2}{m^2}\,) \tag{1.18}$$

In diesen Ausdrücken ist $\rho = 4m^2/s$ und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie der Partonen i und j.

Die Funktionen f_{ij} sind dimensionslose Größen, die von der Ladung und Masse der schweren Quarks abhängen. Auf ihre Auswertung soll im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen werden. Die Entwicklung dieser Funktionen bis zur ersten Ordnung in α_s für die Fälle $i, j = \gamma, q, \overline{q}, g$ findet man in der Referenz [NAS88].

$\sigma_{c\bar{c}}$ $[nb]$	m_c $[GeV]$	$\sigma_{b\bar{b}}$ $[nb]$	m_b $[GeV]$	Gluon-strukturfunktion	Referenz
1250	1.65	—	—	Ellis, Einhorn	[JON78]
—	—	4.0	5.27	EHLQ	[KUN89]
250	1.50	4.2	5.0	EHLQ	[EKU88]
1000	1.50	8.4	5.0	EHLQ	[ING88]
680	1.50	4.5 ± 1.1	4.75 ± 0.25	nach Ellis,Nason	[ELI89]
580 ± 10 ± 70	1.50	—	—	nach Ellis,Nason	[ANJ90]
—	—	6.6	5.0	GHR	[SCH91]
—	—	6.59	4.75	MT-B1	[SMN92]
613 - 972	1.50	—	—	MT-B1	[NEE92]
465 ± 53 ± 84	1.50	—	—	nach Ellis,Nason	[ALV93]

Tabelle 1.1: *Zusammenfassung der theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignissen bei der e-p-Streuung für $\sqrt{s} = 314\,GeV$. Die Erläuterungen zu den benutzten Strukturfunktionen und Referenzen befinden sich im Text. Die angegebenen Fehler von $\sigma_{c\bar{c}}$ folgen aus Monte-Carlo-Berechnungen.*

Um vom Wirkungsquerschnitt der γ-p-Streuung auf den der e-p-Streuung zu kommen, benutzt man üblicherweise die Weizsäcker-Williams-Approximation, die in Abschnitt 1.1.3 erläutert ist. Mit dieser Näherung und der Gleichung 1.16 ist es nun möglich, den totalen e-p-Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks bis zur zweiten Ordnung in α_s zu berechnen. Die Gleichung zeigt die Abhängigkeit von den Strukturfunktionen des Protons und des Photons, so daß das Resultat stark von deren Parametrisierungen abhängt. Somit ist zur exakten Angabe des Wirkungsquerschnitt eine genaue Kenntnis der Strukturfunktionen vonnöten. Im folgenden sollen kurz die Ergebnisse einiger Rechnungen vorgestellt werden.

Die Resultate für die Wirkungsquerschnitte bei HERA-Energien sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Die Reihenfolge ist chronologisch. Das früheste der angegebenen Ergebnisse wurde von Jones und Wyld [JON78] ermittelt. Die Rechnungen wurden für die $c\bar{c}$-Produktion und den in α_s führenden Prozeß der Photon-Gluon-Fusion durchgeführt. Die Gluonverteilung im Proton wurde nach Ellis und Einhorn folgendermaßen gewählt [EIN75]:

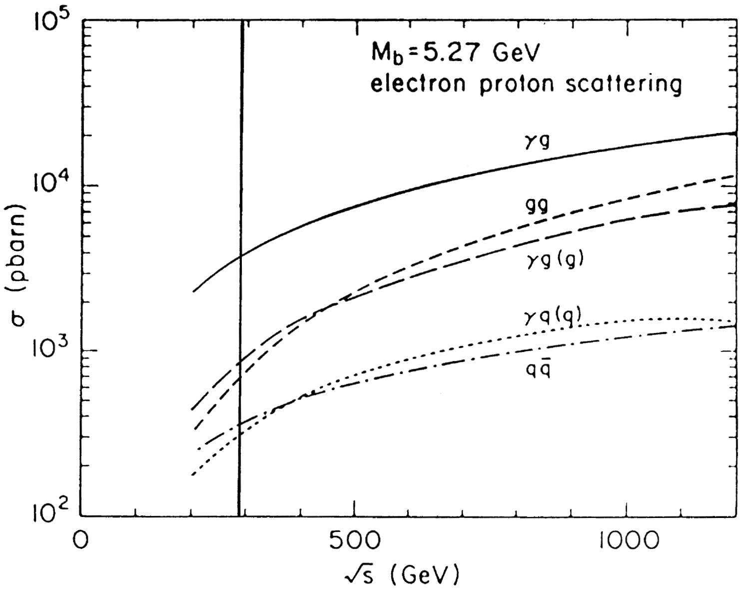

Abbildung 1.7: *Totaler Wirkungsquerschnitt für b-Quark-Produktion bei der e-p-Streuung als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Beiträge von Ereignissen mit direktem und aufgelöstem Photon sind getrennt dargestellt. Die senkrechte Linie markiert die Schwerpunktsenergie bei HERA [KUN89].*

$$xG(x) = \frac{1}{16}\frac{(n+1)}{x}(1-x)^n . \tag{1.19}$$

Für $n = 10$ ergibt sich der in der Tabelle angegebene Wirkungsquerschnitt. Die genaue Definition der Gluonstrukturfunktion erfolgt in Abschnitt 2.5.

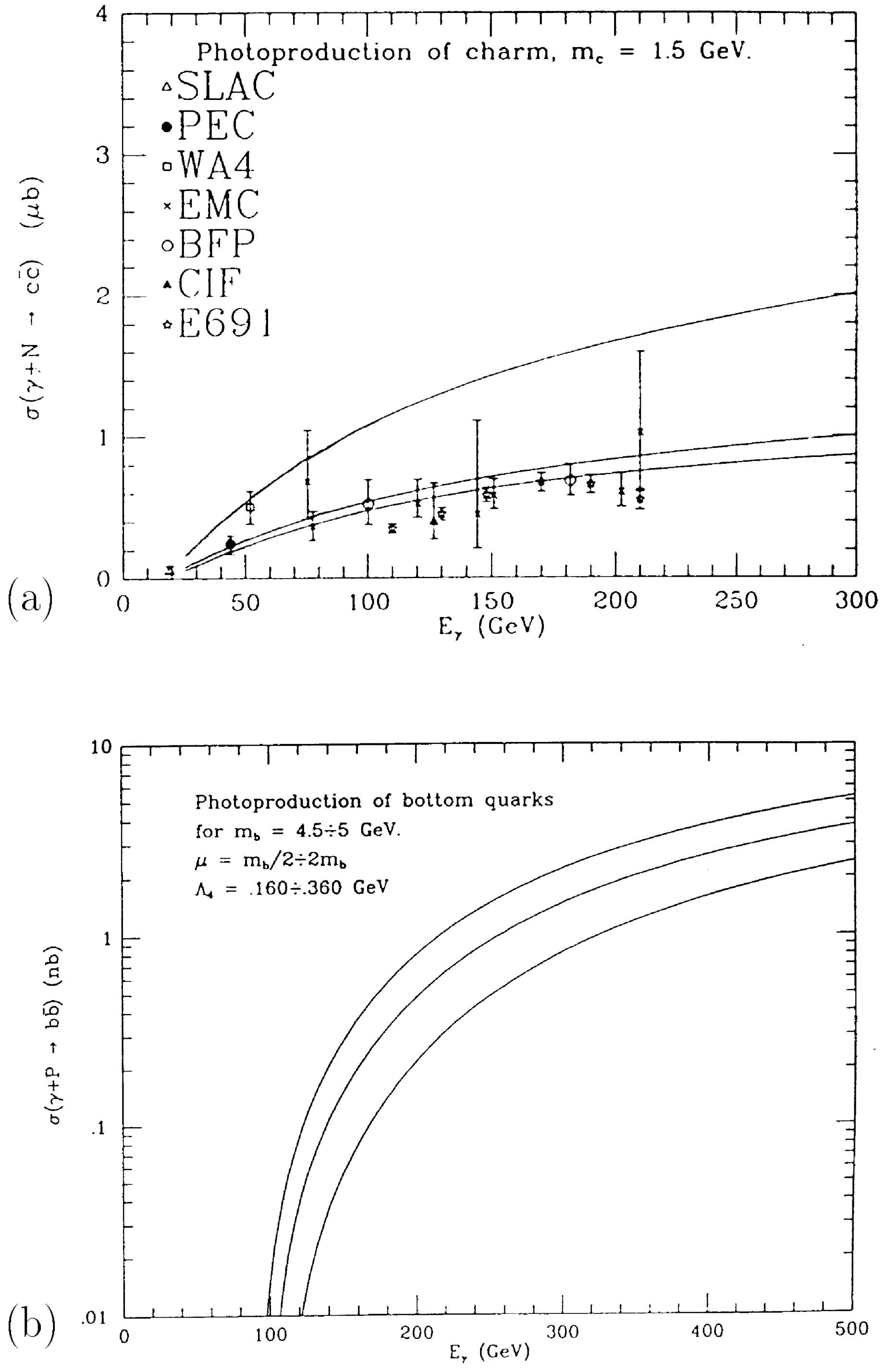

Abbildung 1.8: *Totaler Wirkungsquerschnitt für c-Quark-Produktion bei der γ-p-Streuung als Funktion der Photonenergie E_γ mit gemessenen Werten mehrerer Experimente (a), totaler Wirkungsquerschnitt für b-Quark-Produktion als Funktion von E_γ für verschiedene m_b (b) [ELI89].*

Ellis und Kunszt [KUN89] haben eine Rechnung für den $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems von $\sqrt{s} = 314\,GeV$ durchgeführt. In Abbildung 1.7 erkennt man den Anteil der einzelnen Beiträge zur $b\bar{b}$-Produktion für eine Masse von $m_b = 5.27\,GeV$. Als Strukturfunktion des Protons wurde in dieser Rechnung die EHLQ-Parametrisierung benutzt [EIC86]. Der Anteil von Prozessen mit aufgelöstem Photon ist aufgrund der höheren Masse des Bottom-Quarks gegenüber dem c-Quark bei der $b\bar{b}$-Erzeugung geringer. Er ist ab einer Schwerpunktsenergie des Quark-Antiquark-Systemes von $\sqrt{\hat{s}} = 15\,GeV$ vernachlässigbar.

In den Rechnungen von Ellis und Nason [ELI89] wird gezeigt, daß bei HERA-Energien der Beitrag von Prozessen mit aufgelöstem Photon für schwere Quarks weniger als 30 % beträgt. Abbildung 1.8(a) zeigt den $c\bar{c}$-Wirkungsquerschnitt der γ-p-Produktion als Funktion der Photonenergie. Hierbei wurde eine Gluondichteverteilung im Proton von

$$xG(x) = 3(1-x)^5 \tag{1.20}$$

angenommen. Die drei Kurven zeigen die Variation aller in Gleichung 1.16 auftretenden Parameter außer der Masse des c-Quarks. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für $b\bar{b}$-Erzeugung durch $\gamma p \rightarrow b\bar{b}$ von der Energie des Photons ist in Abbildung 1.8(b) angegeben.Die drei Kurven spiegeln die Unsicherheit der Masse des b-Quarks wieder, es wurde $m_b = 4.75 \pm 0.25\,GeV$ angenommen.

Die in der Tabelle für die Referenz [ANJ90] angegebenen Werte wurden im Rahmen der E691-Kollaboration mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt.

Die von Schuler verwendete Strukturfunktion des Protons stammt von Glück, Hoffman und Reya [GHR82].

In den Rechnungen von van Neerven et al. [NEE92] sind Ergebnisse für verschiedene Parametrisierungen der Photon-Strukturfunktion angegeben. Es zeigt sich, daß der Anteil der Prozesse mit aufgelöstem Photon zwischen 5 %und 40 % liegen kann. Die in den Rechnungen verwendete Strukturfunktion wurde von Morfin und Tung parametrisiert [MTB91].

Die neuesten in Tabelle 1.1 angegebenen Ergebnisse stammen aus Monte-Carlo-Studien, die zum Vergleich mit Daten der NA14-Kollaboration [ALV93] durchgeführt worden sind.

Auf die experimentellen Resultate der totalen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung schwerer Quarks wird in Abschnitt 7.7 näher eingegangen.

1.3 Der semileptonische Zerfall schwerer Quarks

Der Zerfall schwerer Quarks läßt sich im Rahmen des Standardmodells [NAC86] mit Hilfe der elektroschwachen Wechselwirkung beschreiben. Die Zerfallsbreite Γ

für den Prozeß $q^a \rightarrow q^b X$ in ist proportional zu den Quadraten der Elemente der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) [CAB63], [KOB73]:

$$\Gamma(q^a \rightarrow q^b) \sim |V_{q^b q^a}|^2 \tag{1.21}$$

Die Zerfallsreaktionen von schweren Quarks sind:

$$b \rightarrow c\, W^- \quad \text{oder} \quad c \rightarrow s\, W^+ . \tag{1.22}$$

Die Reaktionen $b \rightarrow uW^-$ ist aufgrund des kleinen CKM-Matrixelements stark unterdrückt. Das erzeugte $W^{\pm}$-Boson ist virtuell, da seine Masse größer als die der Quarks ist. Das Boson zerfällt entweder hadronisch in ein $q\overline{q}$-Paar oder semileptonisch in ein $l\,\nu_l$-Paar. Ein Beispiel für den semimyonischen Zerfall der c- und b-Quarks ist in Abbildung 1.9 zu sehen. Ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Phasenräume aufgrund der verschiedenen Quarkmassen und der unterschiedlichen Matrixelemente kann man die semimyonische Zerfallswahrscheinlichkeit anhand des Auszählens der möglichen Zerfallskanäle bestimmen. Diese lauten für das c-Quark folgendermaßen:

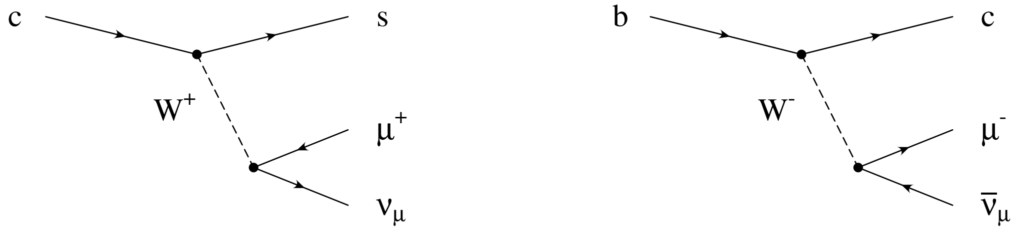

Abbildung 1.9: *Der semimyonische Zerfall schwerer Quarks.*

$$\begin{aligned} c &\rightarrow s + \mu^+ + \nu_\mu , \\ c &\rightarrow s + e^+ + \nu_e , \\ c &\rightarrow s + \overline{d} + u . \end{aligned}$$

Der letzte Zerfall geht wegen der drei Möglichkeiten für das W^+-Boson, in einen farbneutralen $q\overline{q}$-Zustand zu zerfallen, mit der dreifachen Gewichtung ein. Somit ergibt sich:

$$\frac{c \rightarrow \mu\, \nu_\mu\, s}{c \rightarrow \text{alles}} = 20\,\% . \tag{1.23}$$

Quark	Masse $[GeV]$	Verzweigungsverhältnisse		
		$\rightarrow e$	$\rightarrow \mu$	$\rightarrow \tau$
b	5.27	0.11	0.11	0.026
c	1.87	0.11	0.11	0

Tabelle 1.2: *Theoretisch berechnete Verzweigungsverhältnisse von c- und b-Quarks in Leptonen [EKU88].*

Dieselbe Abschätzung für den Zerfall des b-Quarks liefert für die semimyonische Zerfallswahrscheinlichkeit 11 %, da aufgrund der höheren Masse des b-Quarks der Zerfall in ein τ-Lepton und der Zerfallskanal $W^- \rightarrow c\overline{s}$ kinematisch erlaubt sind.

Um die Zerfallswahrscheinlichkeit schwerer Quarks vollständig zu berechnen, muß jedoch neben QCD-Korrekturen, den Phasenraumfaktoren und den CKM-Matrixelementen auch noch berücksichtigt werden, daß beim Zerfall eines schweren Mesons noch ein leichtes Quark beteiligt ist. Im *Spektator-Modell* wird angenommen, daß

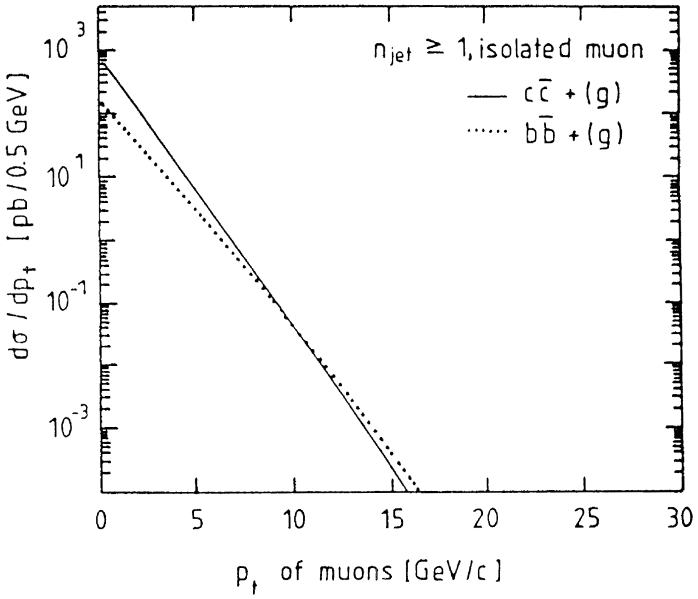

Abbildung 1.10: *Verteilung des theoretisch berechneten Transversalimpulses der Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks [EKU88]. Es ist verlangt, daß der Fragmentationsjet des Quark gefunden worden ist und das Myon isoliert ist.*

dieses leichte Quark völlig unbeteiligt ist. Für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse ergeben sich dann die in Tabelle 1.2 angegebenen Werte.

Die mit Hilfe des Spektator-Modells berechnete Verteilung des Transversalimpulses von Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Die Quarks stammen aus Prozessen der e-p-Streuung mit direktem und aufgelöstem Photon (siehe Abschnitt 1.2). Es wurde mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 314\,GeV$ gerechnet. Man erkennt, daß bei dieser Rechnung bei einem Transversalimpuls des Myons von $p_t^\mu \gtrsim 10\,GeV$ der totale Wirkungsquerschnitt für b-Quark-Erzeugung größer als der von c-Quark-Erzeugung wird.

1.4 Experimentelle Verzweigungsverhältnisse

Experiment	Jahr	$\sqrt{s}\,[GeV]$	BR($c \to \mu X$) [%]	Referenz
OPAL	1993	88.2 – 94.2	9.6 ± 1.1	[OPA93]
ARGUS	1992	9.5 – 10.5	$8.6 \pm 1.7 \pm {}^{0.8}_{0.7}$	[ARG92]
MARK II	1988	29	$7.8 \pm 0.9 \pm 1.2$	[MAR88]
JADE	1987	33 – 38	$7.8 \pm 1.5 \pm 2.0$	[JAD87]
TASSO	1984	33 – 36	$8.2 \pm 1.2 \pm {}^{2.0}_{1.0}$	[TAS84]
MARK J	1983	33 – 39	$11.5 \pm 1.0 \pm 1.7$	[MAJ83]
CELLO	1983	14 – 34	$12.3 \pm 2.9 \pm 3.9$	[CEL83]

Tabelle 1.3: *Experimentelle Verzweigungsverhältnisse von c-Quarks in Myonen.*

In diesem Abschnitt sind einige experimentelle Resultate für die Verzweigungsverhältnisse von schweren Quarks in Myonen zusammengefaßt.

Die Tabelle 1.3 enthält die Daten der Messungen des semimyonischen Verzweigungsverhältnisses von c-Quarks. Sie stammen von Experimenten der e^+e^--Streuung. Die Verzweigungsverhältnisse lassen sich vor allem aus der Messung der Lebensdauer von D-Mesonen ermitteln. Bei OPAL [OPA93] wurde das semileptonische Verzweigungsverhältnis von c-Mesonen aus dem Z^0-Zerfall bestimmt. Wird die partielle Zerfallsbreite aller c-Mesonen als gleich angenommen, ist das semileptonische Verzweigungsverhältnis proportional zu den Lebensdauern der Teilchen. Durch Messung der Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern der Hadronen D^0, D^+, D_s, Λ_c kann somit das Verzweigungsverhältnis $c \to l\,X$ ermittelt werden.

Die Messung des Verzweigungsverhältnisses von b-Quarks erfolgt mit Hilfe der semileptonischen Zerfälle des B-Mesons und der Anwendung des Spektator-Modelles.

Experiment	Jahr	Energie	BR($b \to \mu X$) [%]	Referenz
ARGUS	1993	$m\,(\Upsilon(4S))$	10.2 ± 0.5 ± 0.2	[ARG93]
OPAL	1993	$m\,(Z^0)$	10.5 ± 0.5	[OPA93]
ALEPH	1993	$m\,(Z^0)$	11.4 ± 0.3 ± 0.4	[ALE93]
CLEO	1992	$m\,(\Upsilon(4S))$	10.5 ± 0.2 ± 0.4	[CLE92]
CUSB	1991	$m\,(\Upsilon(4S))$	10.0 ± 0.4 ± 0.3	[CUS91]
L3	1991	$m\,(\Upsilon(4S))$	11.3 ± 1.0 ± 0.6	[LEP91]
Crystal Ball	1989	$m\,(\Upsilon(4S))$	12.0 ± 0.5 ± 0.7	[CRB89]

Tabelle 1.4: *Experimentelle Verzweigungsverhältnisse von b-Quarks in Myonen.*

Das B-Meson stammt aus dem Zerfall von $\Upsilon(4S)$-Resonanzen. Außerdem kann das Verzweigungsverhältnis experimentell aus der Reaktion $Z^0 \to b\bar{b}$ bestimmt werden. Die so ermittelten Werte sind in Tabelle 1.4 zusammengefaßt.

Kapitel 2

Monte-Carlo-Studien von Prozessen mit schweren Quarks

Um reale physikalische Abläufe statistisch nachvollziehen zu können, werden Monte-Carlo-Generatoren benutzt. Dies sind Programme, die die Vierervektoren der bei der *e*-*p*-Reaktion entstehenden Teilchen unter Verwendung der theoretischen Modelle berechnen.

Zunächst werden die Vierervektoren, Matrixelemente und Wirkungsquerschnitte der Prozesse berechnet. Daran schließt sich die Fragmentation der zuvor entstandenen Partonen an. Nachfolgend wird die Detektorantwort auf die generierten Ereignisse simuliert, so daß die gleichen Informationen wie bei den experimentellen Daten zur Verfügung stehen. Zuletzt werden die Monte-Carlo-Ereignisse mit denselben Programmtechniken, die auch auf Daten angewendet werden, rekonstruiert und analysiert. Somit ist es möglich, sowohl die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen als auch Trigger- und Selektionsalgorithmen für die Datennahme zu entwickeln und Akzeptanzen zu bestimmen.

In diesem Kapitel werden die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren kurz vorgestellt und die mit ihnen gewonnenen kinematischen und topologischen Verteilungen dargelegt. Dabei wird insbesondere auf den Einfluß der Strukturfunktionen des Photons und des Protons näher eingegangen.

2.1 Die Produktion schwerer Quarks mit PYTHIA

Der Monte-Carlo-Generator PYTHIA [PYT92] ist ein Programm zur Erzeugung und Untersuchung harter und weicher Prozesse in e^+-e^-, *e*-*p*- und *p*-*p*-Kollisionen. Die Reaktionen werden in harte Subprozesse (siehe dazu Kapitel 1) und die Ankopplung des Elektrons (Photons) und eines Partons aus dem Proton an diese Subprozesse unterteilt. Neben der Eingabemöglichkeit mehrerer verschiedener Prozesse enthält es Bibliotheken mit Strukturfunktionen des Protons und des Photons sowie differentieller Wirkungsquerschnitte von harten Unterprozessen.

Bei Prozessen der Photoproduktion wird nicht das vollständige longitudinale und transversale Photonenspektrum generiert, sondern das Elektron strahlt ein reelles Photon ab, für dessen Erzeugung die Weizsäcker-Williams-Approximation benutzt wird. Es ist jedoch vorgesehen, mit einem externen Programm das vollständige Photonenspektrum zu erzeugen und dieses Photon dann in PYTHIA als einlaufendes „Strahlteilchen“ mit variabler Richtung und Energie zu behandeln.

Unter anderem ist es mit PYTHIA möglich, die in Abschnitt 1.2 beschriebenen Prozesse der Erzeugung schwerer Quarks und deren Zerfall zu generieren. Für diese Prozesse werden die Matrixelemente bis zur zweiten Ordnung in der starken Kopplungskonstanten α_s berechnet. Hierbei wird den c- und b-Quarks eine feste Quarkmasse zugeordnet, so daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des schweren Quark-Antiquark-Paares mit einem Transversalimpuls, der gegen Null geht, endlich bleibt.

Ferner wird von PYTHIA der Zerfall der schweren Quarks in Leptonen und Hadronen generiert. Für die Masse des c-Quarks wird $1.6\,GeV$, für die des b-Quarks $5.0\,GeV$ angesetzt, die Verzweigungsverhältnisse für c- und b-Quarks in Myonen sind mit $8.0\,\%$ bzw. $11.2\,\%$ festgesetzt. Die Hadronisierung der leichten Quarks im Endzustand erfolgt mit Hilfe des in Abschnitt 2.3 beschriebenen Programmes JETSET.

2.2 Die Erzeugung des Photonenspektrums mit IJRAY

Das Monte-Calo-Programm IJRAY [ABT93] wurde dazu entwickelt, den QED-Prozeß $e \rightarrow e'\gamma$ zu generieren und die Ausgabe so zu formatieren, daß sie als Eingabe für die meisten der von der H1-Kollaboration benutzten Generatorprogramme verwendet werden kann.

Hierbei wird über das vollständige Spektrum des transversalen Flusses der vom Elektron abgestrahlten Photonen integriert. Es wird der gesamte Bereich der kinematischen Variablen Q^2 und y berücksichtigt. Die Integration ist ausführlich in Referenz [ABT92] beschrieben. In der Näherung $Q^2 \rightarrow 0$ ergibt sich die Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Abschnitt 1.1.3).

2.3 Der Prozeß der Fragmentation mit JETSET

Die Hadronisierung der von PYTHIA erzeugten leichten und schweren Quarks wird von dem Monte Carlo Programm JETSET durchgeführt. Da es sich hierbei um einen langreichweitigen Prozeß handelt, der nicht mehr störungstheoretisch im Rahmen der QCD gerechnet werden kann, benutzt das Programm JETSET zur Beschreibung das Modell der *String-Fragmentation.* Man betrachtet hierbei das Farbfeld zwischen den Quarks und Antiquarks. Im Falle der Photon-Gluon-Fusion handelt es sich dabei z.B. um das schwere Antiquark und das gestreute leichte Quark aus dem Proton. Entfernen sich die Partonen voneinander, so werden das Farbfeldlinien zwischen ihnen dichter, man spricht von einem String. Ist die Energiedichte schließlich so groß, daß aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden kann, so reißt der String auf. Der Prozeß setzt sich mit den neu gebildeten Partonen so lange fort, bis die Strings nicht mehr genug Energie besitzen, um ein neues Paar zu bilden. Die Strings halten dann die Partonen zusammen und bilden so Hadronen.

2.4 Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien

In diesem Abschnitt werden zunächst die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte motiviert. Anschließend werden die aus Monte-Carlo-Studien erwarteten Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt und die Verteilungen einiger kinematischer und topologischer Größen der von PYTHIA erzeugten schweren Quarks und der Myonen aus deren Zerfall gezeigt. Außerdem werden auch die Myonen aus dem Zerfall der aus leichten Quarks bestehenden Hadronen betrachtet, die hauptsächlich zu den Untergrundereignissen beitragen.

Um die Myonen im zentralen Myondetektor von H1 nachweisen zu können, ist es notwendig, geeignete Schnitte auf die kinematischen Größen der Myonen anzuwenden. Der erste Schnitt erfolgt auf den minimalen Transversalimpuls, den das Myon zum Erreichen des Myondetektors benötigt. Da im vorderen Bereich des H1-Detektors (Kapitel 3) die Analyse durch protoninduzierten Untergrund (Abschnitt 3.3) erschwert wird und die Rekonstruktion der Daten des Jahres 1993 im vorderen und rückwärtigen Teil des instrumentierten Eisens sehr ungenau war, wurde ein zweiter Schnitt auf den Polarwinkelbereich des Myons eingeführt. Die Schnitte ergeben sich zu:

- $P_t(\mu) \geq 1.5\,GeV$,
- $30° \leq \vartheta(\mu) \leq 130°$.

In Tabelle 2.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Produktion von c- und b-Quarks sowie die Wirkungsquerschnitte der Ereignisse, die nach den Schnitten verbleiben, zusammengefaßt. Die totalen Wirkungsquerschnitte sind mit den verwendeten neueren Strukturfunktionen höher als die Werte in Tabelle 1.1. Für die Strukturfunktionen des Photons und Protons deren Einfluß in Abschnitt 2.5 diskutiert werden, wurden in Tabelle 2.1 die Parametrisierungen von Glück, Reya und

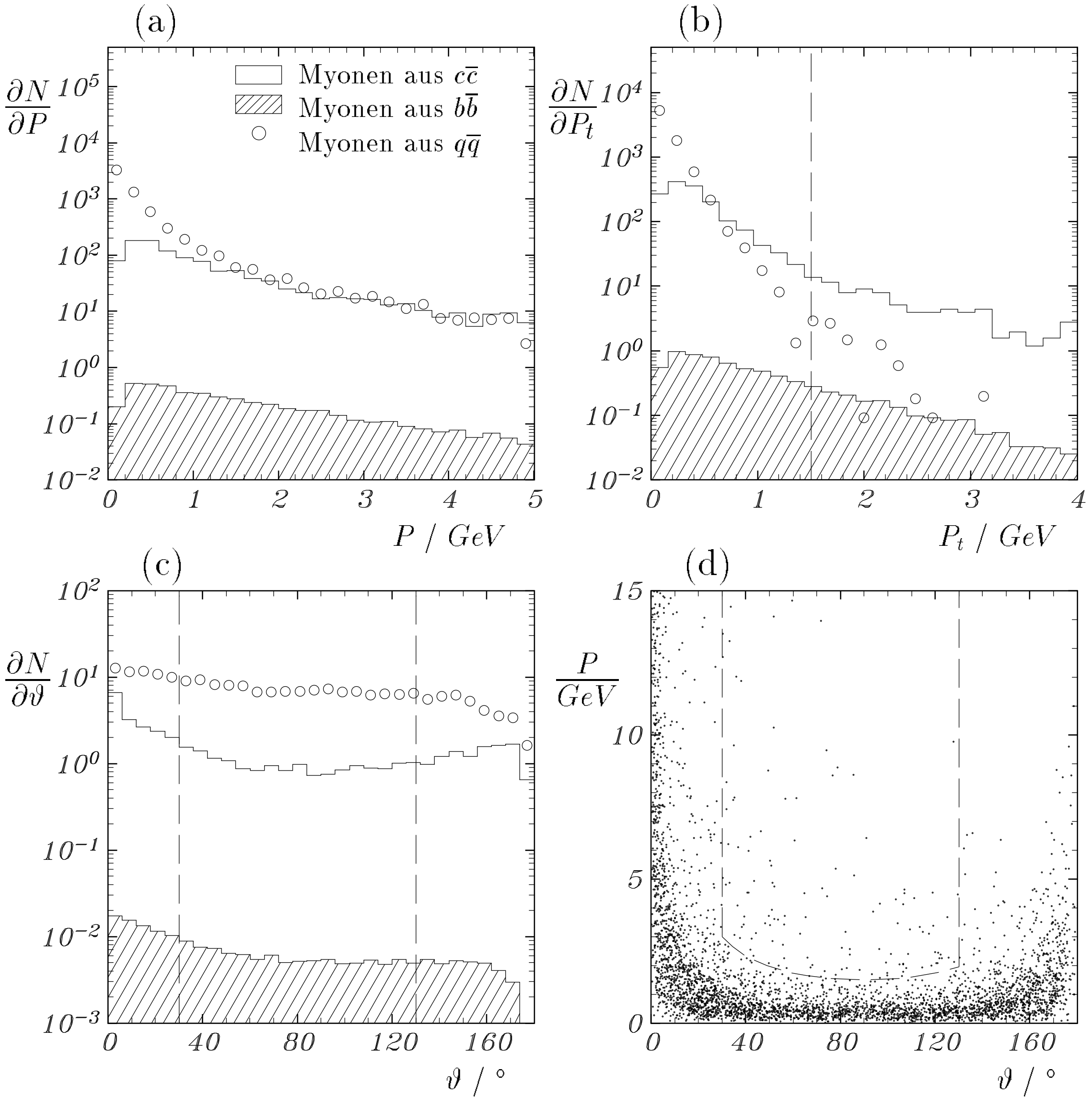

Abbildung 2.1: *Verteilungen für die Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks. In (a) ist der Impuls* P *des Myons, in (b) der Transversalimpuls* P_t, *in (c) der Polarwinkel* ϑ *und in (d)* P *gegen* ϑ *aufgetragen. In (d) sind nur c-Quarks berücksichtigt worden. Die gestrichelten Linien deuten die gewählten Schnitte an.* N *entspricht den nach den Wirkungsquerschnitten erwarteten Zahlen.*

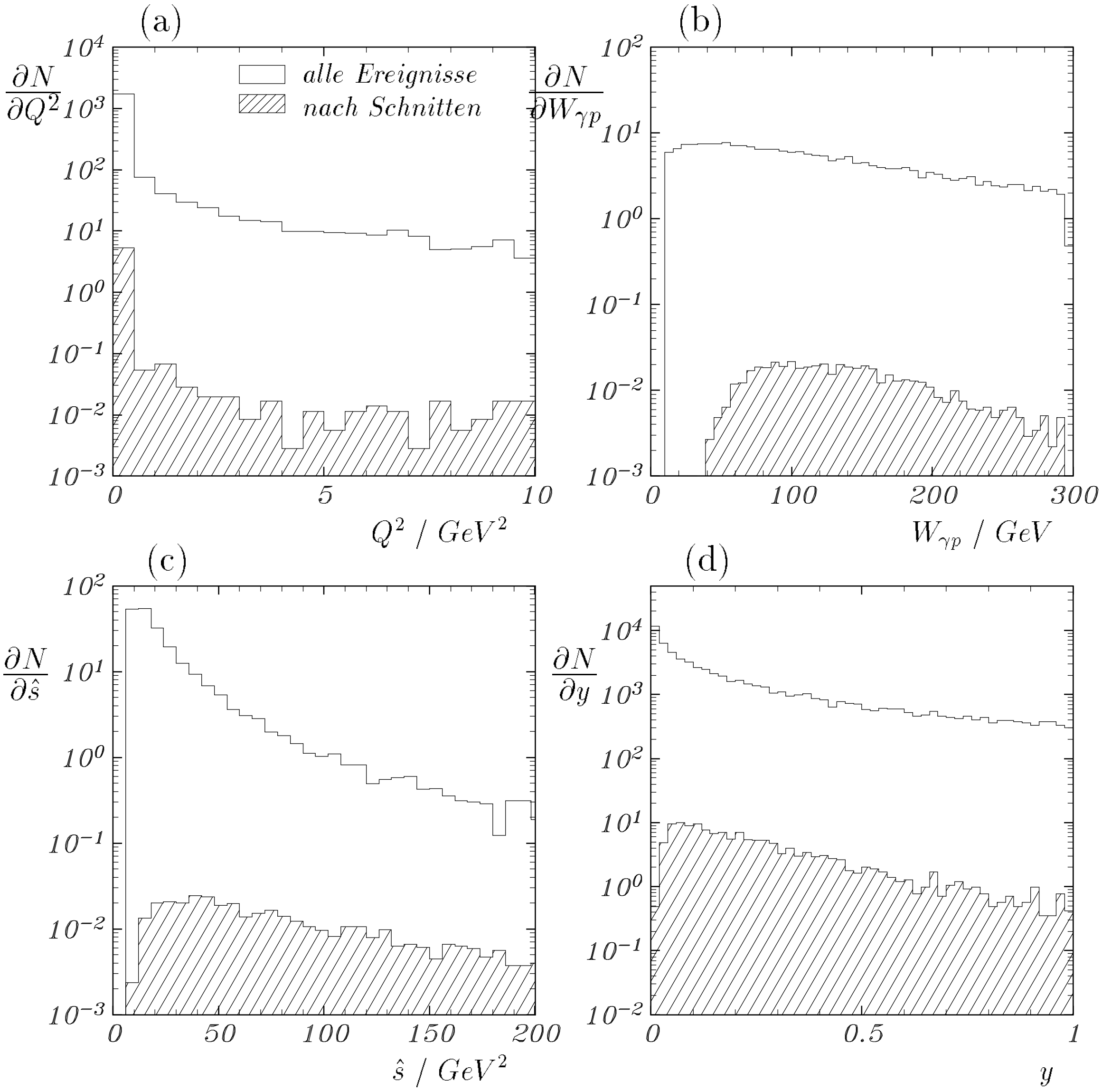

Abbildung 2.2: *Kinematische Größen von Ereignissen mit c-Quarks. In (a) ist die Virtualität Q^2, in (b) die Schwerpunktsenergie des γ-p-Systems $W_{\gamma p}$, in (c) das Quadrat der Schwerpunktsenergie des $Q\overline{Q}$-Systemes $\hat{s}$ und in (d) y aufgetragen. N entspricht den nach den Wirkungsquerschnitten erwarteten Zahlen.*

Erzeugung von	Wirkungsquerschnitt [nb]			
	für alle Ereignisse		...nach Schnitten	
	$\mathcal{O}(\alpha_s)$	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$	$\mathcal{O}(\alpha_s)$	$\mathcal{O}(\alpha_s^2)$
$c\,\overline{c}$-Paaren	1166	169	2.9	0.1
$b\,\overline{b}$-Paaren	4.6	0.8	0.1	0.008

Tabelle 2.1: *Wirkungsquerschnitte der Quark-Antiquark-Produktion aus Monte-Carlo-Studien.*

Vogt gewählt [GRV90], [GRV92]. Man erkennt, daß die Ereigniszahlen durch die gewählten Schnitte stark reduziert werden, der Anteil von Ereignissen mit b-Quarks an der Gesamtzahl jedoch ansteigt.

Abbildung 2.1 zeigt die Impuls-, Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilungen der Myonen aus dem Zerfall von c- und b-Quarks sowie Myonen aus dem Zerfall leichter Quarks, die ebenfalls mit dem Generatorprogramm PYTHIA erzeugt worden sind. Bei der Erzeugung leichter Quarks ist ein minimaler Transversalimpuls des $q\overline{q}$-Systemes zur Verhinderung von Divergenzen verlangt worden. Ferner ist für Myonen aus dem Zerfall von c-Quarks der Impuls gegen den Polarwinkel aufgetragen.

Man erkennt, daß Myonen aus dem b-Zerfall mit wesentlich höheren Impulsen und Transversalimpulsen beitragen als diejenigen aus dem Zerfall von c-Quarks und leichten Quarks. Der Anteil an Myonen aus dem Zerfall von Hadronen, die aus leichten Quarks bestehen, trägt noch zu rund 30 % bei. Diese Zahl ist jedoch ungenau, da für schwere und leichte Quarks nicht die gleichen Modellannahmen gelten. Zusätzlich sind aus diesen Prozessen noch Ereignisse zu erwarten, bei denen ein Hadron mit genügend hohem Transversalimpuls eine Spur im instrumentierten Eisen hinterläßt und so das Auftreten eines Myons vortäuscht (siehe Abschnitt 6.5). Ein Schnitt bei größeren Werten für den Transversalimpuls des Myons würde den Untergrund aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen weiter verbessern, erfordert jedoch eine größere Datenmenge, als im Jahre 1993 zur Verfügung stand.

Das Verhältnis zwischen den Ereignissen mit schweren zu denen mit leichten Quarks ist außerhalb des Polarwinkelschnitt-Bereiches, der aufgrund von Schwierigkeiten in der Myonrekonstruktion (Kapitel 4) gewählt worden ist, besser. Obwohl in Abbildung 2.1(d) zu erkennen ist, daß weniger Ereignisse mit c-Quarks im Schnittbereich liegen, sind aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts noch mehr $c\overline{c}$-Ereignisse als $b\overline{b}$-Ereignisse zu erwarten.

Abbildung 2.2 zeigt die kinematischen Größen Q^2, $W_{\gamma p}$, $\hat{s}$ sowie y für alle Ereignisse mit $Q\overline{Q}$-Paaren und für die $c\overline{c}$-Ereignisse, die nach den Schnitten übrigbleiben.

Man erkennt, daß die meisten Ereignisse eine Virtualität Q^2 haben, die nahe bei Null liegt. Die untere Grenze für $W_{\gamma p}$ ist die Mindestenergie, die zur Erzeugung des $Q\overline{Q}$-Paares notwendig ist. Sie liegt bei $5\,GeV$ für $c\overline{c}$- und bei $10\,GeV$ für $b\overline{b}$-Paare. Für die selektierten Ereignisse ergibt sich eine untere Grenze von $W_{\gamma p}^{min} = 40\,GeV$. Die Schwerpunktsenergie des Quark-Antiquark-Paares ist für die selektierten Ereignisse wesentlich höher als für die Ereignisse vor der Selektion, da eine hohe Schwerpunktsenergie nötig ist, um die Quarks mit einem großen Transversalimpuls zu versehen. Das Maximum der y-Verteilung liegt für beide Ereignisklassen bei kleinen Werten.

2.5 Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Strukturfunktionen

Ein wichtiges Ziel bei der Untersuchung der Prozesse mit schweren Quarks ist die Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion des Protons $G(x_g, \mu^2)$, die vom Impulsbruchteil x_g des Gluonanteils im Proton und einer Massenfaktorisierungsskala μ^2 abhängt. Durch die Skala μ^2 können die lang- und kurzreichweitigen Effekte separiert werden [KUN89]. Üblicherweise wird $\mu \cong \hat{s}$ gesetzt. Es gilt folgende Beziehung:

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{y\,s}. \tag{2.1}$$

Mit der Identifizierung der Jets oder der Leptonen aus dem Zerfall beider schwerer Quarks und mit Hilfe der kinematischen Größen Q^2, y und $\hat{s}$ kann der Impulsanteil der Gluonen im Proton bestimmt werden. Eine detailliertere Vorgehensweise zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion ist in Referenz [WOU91] gegeben.

Bei den Prozessen höherer Ordnung in α_s (Abschnitt 1.2.2), die zur Produktion schwerer Quarks bei HERA beitragen, wechselwirkt ein Quark oder Gluon aus dem Photon mit dem schweren Quark-System. Um den Anteil der Partonen im Photon zu beschreiben, existieren mehrere Parametrisierungen. Die Abhängigkeit des $Q\overline{Q}$-Wirkungsquerschnitts von den Parametrisierungen der Strukturfunktionen des Photons und des Protons wird im folgenden dargestellt.

Morfin und Tung haben die folgende Parametrisierung für die Dichteverteilung des Gluons im Proton gewählt:

$$x_g\, G(x_g, Q) = e^{A_0}\, x_g^{A_1}\, (1 - x_g)^{A_2}\, \ln^{A_3}(1 + \frac{1}{x_g}). \tag{2.2}$$

Die Parameter A_0 — A_3 wurden durch Anpassung der Funktion an experimentelle Datenpunkte bestimmt. Für die im folgenden benutzte Parametrisierung $B1$ wurden Daten mit $Q^2 \geq 4 GeV^2$ und $W_{\gamma p} > 4\,GeV$ gewählt. Die genaue Beschreibung findet sich in Referenz [MTB91].

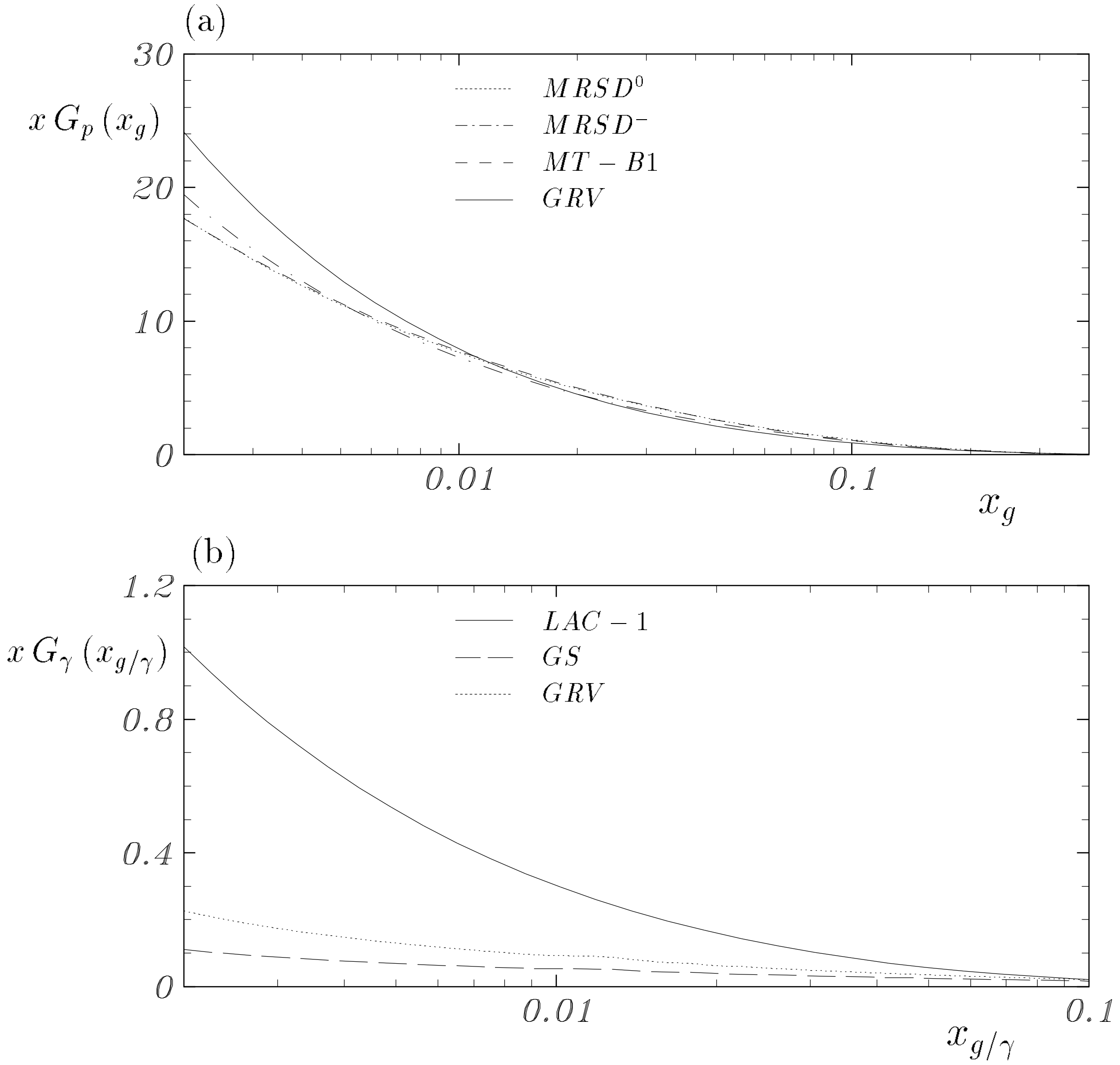

Abbildung 2.3: *Verschiedene Parametrisierungen der Gluonstrukturfunktion (a) des Protons und (b) des Photons.*

Ferner wurden zwei Parametrisierungen von Martin, Roberts und Stirling [MRS93] benutzt. Die Parametrisierungen wurden durch Anpassen an Daten der tiefinelastischen Streuung, die unter anderem mit dem NMC-Experiment gemessen worden sind, gewonnen. Diese sind:

$$D^0 : \quad x_g\,G(x_g,Q) \;=\; A_g\,x_g^0\,(\,1+\gamma_g x_g\,)\,(\,1-x_g\,)^{\eta_g}\,. \tag{2.3}$$

$$D^- : \quad x_g\,G(x_g,Q) \;=\; A_g\,x_g^{-\frac{1}{2}}\,(\,1+\gamma_g x_g\,)\,(\,1-x_g\,)^{\eta_g}\,. \tag{2.4}$$

Die Dichteverteilungen sind für $Q^2 \geq 4\,GeV^2$ gültig.

Schließlich wurde eine Gluondichteverteilung von Glück, Reya und Vogt [GRV90]

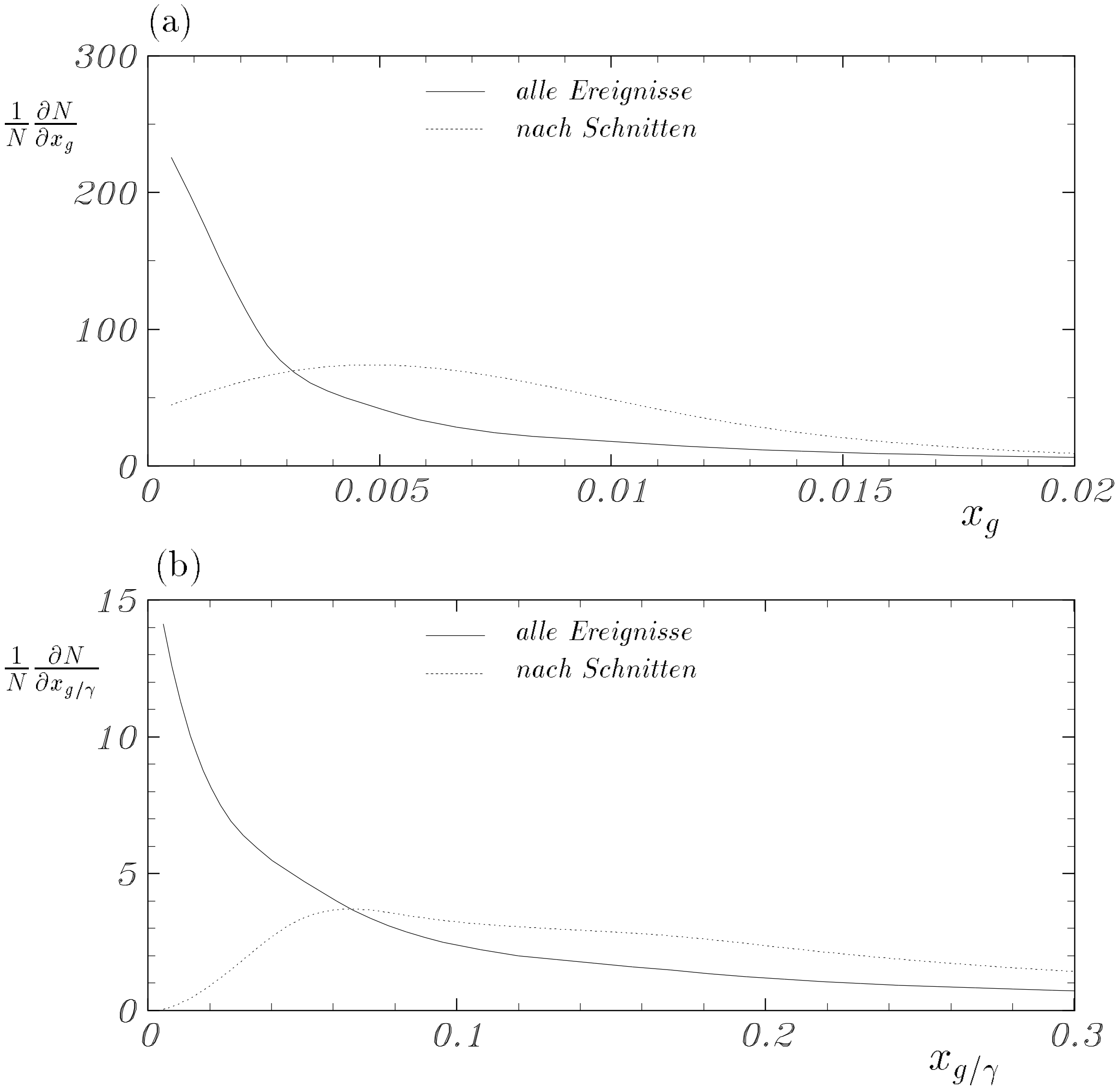

Abbildung 2.4: *Verteilung des Impulsanteiles des Gluons (a) am Gesamtimpuls des Protons und (b) am Gesamtimpuls des Photons. Die Verteilungen für Ereignisse, die nach den Schnitten übrigbleiben, sind gepunktet dargestellt.*

verwendet. Die Berechnungen sind gültig für $10^{-4} \leq x_{Bj} \leq 1$ und $0.2\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 10^6\,GeV^2$.

Der Anteil des Gluons am Impuls des Photons $x_{g/\gamma}$ ergibt sich nach folgender Gleichung:

$$x_{g/\gamma} = \frac{\hat{s}}{\hat{s}'}\,. \tag{2.5}$$

Die Größe $\hat{s}'$ ist die invariante Masse der Summe aller Teilchen aus dem $Q\overline{Q}$-System und dem hadronischem Endzustand aus dem Photon. Für Prozesse mit direktem Photon gilt $\hat{s}' = \hat{s}$. Für $x_{g/\gamma}$ wurden folgende Parametrisierungen untersucht: Abramowicz et al. [LAC91] haben die Quarkdichten im Photon mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichungen in führender Ordnung berechnet und die Parametrisierung der Gluondichte durch Anpassung an Meßdatenpunkte von Experimenten der e^+-e^--Streuung gewonnen. Die Funktion für Werte mit $Q^2 \geq 4\,GeV^2$ lautet:

$$x_{g/\gamma}\,G(x_{g/\gamma}) \;=\; C_\gamma x_{g/\gamma}^{D_\gamma}(\,1 - x_{g/\gamma}\,)^{E_\gamma}\,. \tag{2.6}$$

Außerdem wurde die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV92] für die Partondichten im Photon benutzt, die in der QCD bis zur zweiten Ordnung in α_s für $10^{-5} \leq x_{Bj} \leq 1$ und $0.3\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 10^6\,GeV^2$ berechnet worden sind, sowie die Berechnung in der nächsthöheren zur führenden Ordnung in α_s von Gordon und Storrow [GST92], die für $Q^2 \geq 5.3\,GeV^2$ durchgeführt wurde.

Die Gluondichteverteilungen sind in Abbildung 2.3 in Abhängigkeit des Impulsanteils des Gluons x_g bzw. $x_{g/\gamma}$ für die beschriebenen Parametrisierungen dargestellt. Abbildung 2.3(a) zeigt die Dichteverteilung der Gluonen im Proton, (b) die der Gluonen im Photon. Gleichung 2.1 zeigt, daß der Impulsanteil des Gluons x_g proportional zu $\hat{s}$ und umgekehrt proportional zu y ist. Dieses resultiert mit den Verteilungen aus Abbildung 2.3 und Gleichung 2.1 in einem im Mittel höheren Wert für x_g. Das gleiche gilt für den Impulsanteil der Gluonen im Photon und für Ereignisse mit b-Quarks.

Abbildung 2.4 zeigt die Verteilungen von x_g und $x_{g/\gamma}$ für alle $c\bar{c}$-Ereignisse und die Ereignisse, die nach den Schnitten übrigbleiben. Hierbei wurden die Parametrisierungen von Morfin & Tung für die Gluondichteverteilung im Proton und von Glück, Reya und Vogt für die Gluondichteverteilungen im Photon gewählt. Vergleicht man diese mit Abbildung 2.3, so erkennt man, daß der Einfluß der Gluondichteverteilungen für Ereignisse, die nach den Schnitten übrigbleiben, geringer ist als für die Ereignisse vor der Selektion.

Die exakten Zahlen für die Wirkungsquerschnitte aller Ereignisse sowie der Ereignisse nach den Schnitten werden in Kapitel 7 im Zusammenhang mit den Ergebnissen der gemessenen Daten diskutiert.

Kapitel 3

Das Experiment

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotons DESY in Hamburg ist der weltweit erste Speicherring, in dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Zunächst werden dessen wichtigste Parameter vorgestellt. Anschließend wird ein Überblick über die für diese Arbeit wichtigen Komponenten des H1-Detektors gegeben.

3.1 Der HERA-Speicherring

In einem $6336\,m$ langen Ringtunnel werden Elektronen (HERA-e) und Protonen (HERA-p) in Form von Teilchenpaketen in zwei separate Strahlrohre injiziert. Anschließend werden die Pakete beschleunigt und gespeichert. Die Elektronen und Protonen können an vier Wechselwirkungspunkten alle $96\,ns$ zur Kollision gebracht werden. In Abbildung 3.1 ist eine schematische Ansicht von HERA und den Vorbeschleunigern gezeigt.

Elektronen können eine Energie von bis zu $30\,GeV$ und die Protonen $820\,GeV$ erreichen. In der für diese Arbeit relevanten Datennahmeperiode von 1993 besaßen die Elektronen eine Energie von $26.7\,GeV$. Am nördlichen und südlichen Wechselwirkungspunkt stehen die beiden Detektoren *H1* und *ZEUS*. Es gibt spezielle Teilchenpakete, bei denen die Teilchen keine Kollisionspartner haben *(pilot bunches)*, von diesen gab es 1992 eines und 1993 sechs bzw. zehn Pakete. Sie werden zur Untersuchung von Untergrundereignissen verwendet (siehe Abschnitt 6.1), in denen die Elektronen bzw. Protonen lediglich mit dem Strahlrohr oder dem Restgas im Strahlrohr wechselwirken können und eine ähnliche Detektorantwort wie e-p-Kollisionsereignisse liefern.

Wichtige Parameter von HERA sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Referenz [WII91].

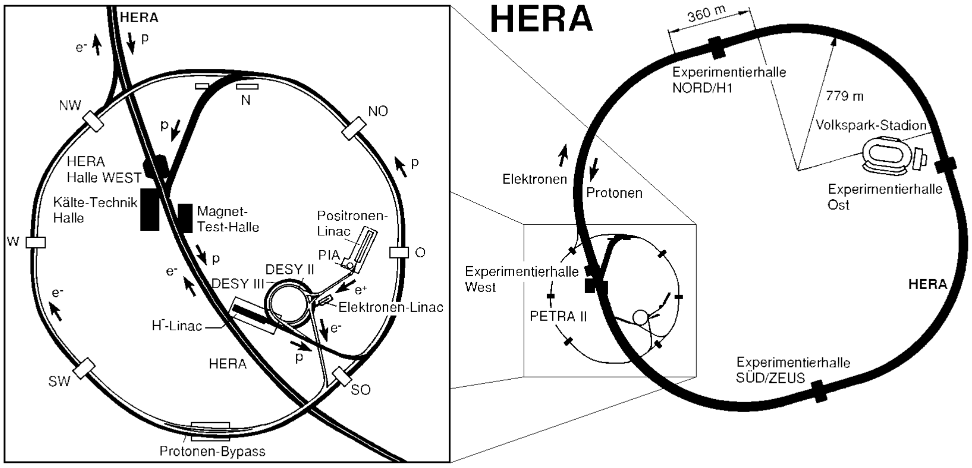

Abbildung 3.1: *Die Speicherringanlage HERA und ihre Vorbeschleuniger.*

Parameter		Ziel	1992	1993
Strahlenergie [GeV]	e	30	26.7	26.7
	p	820	820	820
Injektionsenergie [GeV]	e	14	12	12
	p	40	40	40
Teilchenpakete	e	210	9+1	84+10
	p	210	9+1	84+6
Teilchen pro Paket [10^{10}]	e	3.6	3.6	3.6
	p	10	3	3
Strahlstrom [mA]	e	58	3	25
	p	163	2	20
Schwerpunktsenergie [GeV]		314	296	296
Spez. Luminosität [$10^{-29}\,cm^{-2}\,s^{-1}\,mA^{-1}$]		4.0	3.5	7.0
Max. Luminosität [$10^{-31}\,cm^{-2}\,s^{-1}$]		1.5	0.02	0.15
Int. Luminosität [$nb^{-1}\,y^{-1}$]		10^5	32	10^3

Tabelle 3.1: *Einige Parameter des Speicherringes HERA.*

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist ein speziell für die Analyse der e-p-Streuung konstruiertes Nachweisgerät. Er wurde im Frühjahr 1992 in Betrieb genommen. Eine schematische Darstellung des Detektors findet man in Abbildung 3.3. Aufgrund des höheren Protonimpulses fliegen die meisten der bei der Kollision entstehenden Teilchen in Richtung des auslaufenden Protons. Daher ist der H1-Detektor asymmetrisch aufgebaut, die Instrumentierung in dieser Richtung ist aufwendiger. Im folgenden werden die wichtigsten Subdetektoren kurz beschrieben. Eine genaue Beschreibung des H1-Detektors und seiner Komponenten bietet Referenz [H1D93].

3.2.1 Das H1-Koordinatensystem

Die in der gesamten Arbeit verwendeten Koordinaten beziehen sich, wenn nicht anders erwähnt, auf das Koordinatensystem des H1-Detektors (Abbildung 3.2). Es handelt sich um ein rechtshändiges Koordinatensystem, dessen Ursprung im e-p-Wechselwirkungspunkt des Detektors liegt. Die z-Achse ist durch die Richtung der einlaufenden Protonen definiert. Die x-Achse liegt in der horizontalen Ebene, und die y-Achse zeigt nach oben. Der Polarwinkel ϑ und der Azimutalwinkel ϕ sind wie in Abbildung 3.2 definiert, wobei ϑ zur positiven z-Achse gemessen wird.

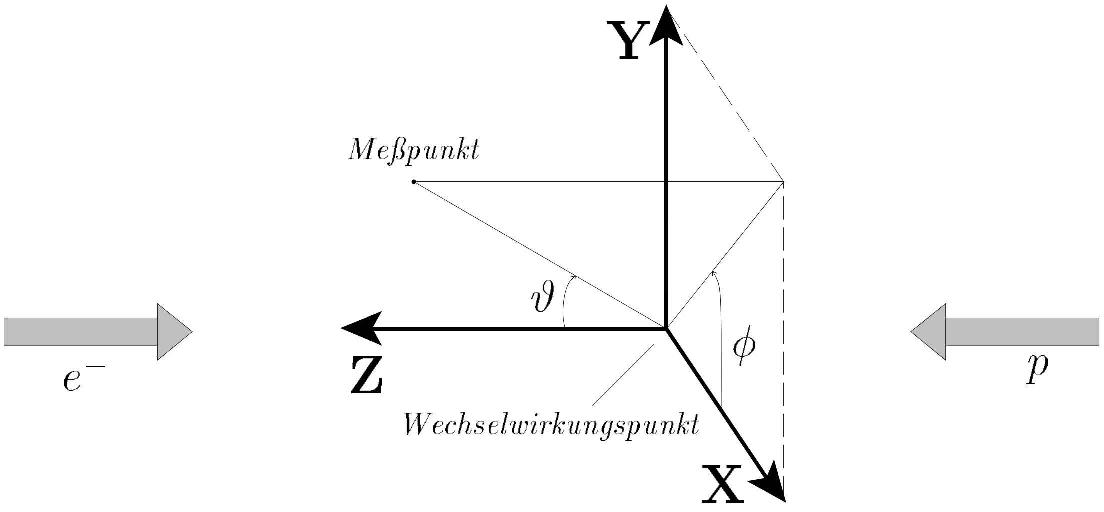

Abbildung 3.2: *Das H1-Koordinatensystem.*

Abbildung 3.3: *Der H1-Detektor.*

3.2.2 Die Spurkammern

Die Aufgaben der Detektoren des Spurkammersystemes sind die Messung von Richtung, Impuls und Energieverlust (Teilchenidentifikation) von geladenen Teilchen sowie die Erzeugung von Triggersignalen. Hauptbestandteil ist das zentrale Spurkammersystem [2], welches einen Polarwinkelbereich von $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ überdeckt. Es besteht zum einen aus zwei zylindrischen Driftkammern (*CJC1* und *CJC2*), zum anderen aus der inneren (*CIZ*) und äußeren (*COZ*) z-Kammer. Außerdem befinden sich im Zentralbereich noch innere (*CIP*) und äußere (*COP*) Vieldraht-Proportionalkammern, die ausschließlich Triggerzwecken dienen. Eine genaue Darstellung befindet sich in Abbildung 3.4.

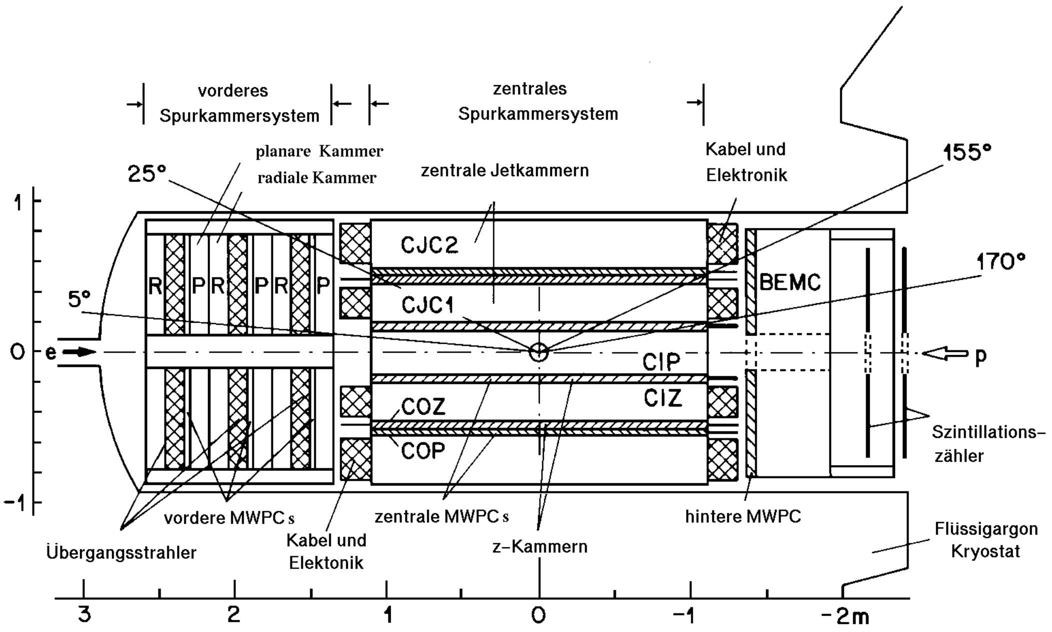

Abbildung 3.4: *Das Spurkammersystem.*

Das System von CJC1 und CJC2 dient zur Bestimmung von Raumpunkten einer Teilchenspur und besteht aus insgesamt 2640 Signaldrähten, die in 90 Zellen und 56 radialen Lagen angeordnet sind. Die Drähte sind in z-Richtung gespannt. Die Auflösung in der r-ϕ-Ebene betrug 1993 $\sigma_{r\phi} = 145\,\mu m$. Die z-Koordinate kann mit Hilfe von Ladungsteilung gemessen werden, die Auflösung betrug 1993 $\sigma_z = 25\,mm$. Außerdem werden die Signale der CJC1 und CJC2 im Trigger verwendet. Die angestrebte Genauigkeit der Impulsbestimmung ist $\sigma_p \,/\, p^2 \simeq 0.3\,\% \,/\, GeV^2$.

CIZ und COZ sind zwei zylindrische Driftkammern, deren Drähte in azimutaler Richtung gespannt sind und die 1993 ausschließlich zur Spurrekonstruktion benutzt worden sind. Die z-Koordinate kann mit einer Genauigkeit von bis zu $300\,\mu m$ gemessen werden.

Der Vorwärtsbereich $\boxed{3}$ ist in drei identische Module unterteilt, die wiederum jeweils vier Subdetektoren enthalten. Ein Teilchen durchquert vom Wechselwirkungspunkt kommend je Modul eine planare Driftkammer, eine Vieldraht-Proportionalkammer, ein Übergangsstrahlungsdetektor und eine radiale Driftkammer.

Die planaren Driftkammern enthalten parallele, senkrecht zur Strahlachse gespannte Drähte zur Messung der xy-Koordinaten. Die einzelnen Kammern sind gegeneinander verdreht. Die Auflösung beträgt bis zu $210\,\mu m$. Die Vieldraht-Proportionalkammern dienen der Erzeugung von schnellen Triggersignalen. Mit Hilfe der Übergangsstrahlungsdetektoren ist die Trennung von Pionen und Elektronen möglich. Sie enthalten Schichten aus Polypropylen, in denen ein Teilchen beim Durchgang weiche Röntgenstrahlung aussendet. Komplettiert wird ein Vorwärtsspurkammer-Modul durch eine Driftkammer, in der die Drähte radial zur Strahlachse gespannt sind, so daß die ϕ-Koordinate bestimmt werden kann. Die Kammer erreicht eine Auflösung von $\sigma_\phi = 170\mu m$.

Im hinteren Bereich des zentralen Spurkammersystemes schließt eine weitere Proportionalkammer an die zentrale Driftkammer an. Sie besteht aus vier gegeneinander verdrehte Ebenen mit Drähten, die senkrecht zur Strahlachse gespannt sind.

Die Impulsbestimmung geladener Teilchen wird durch eine supraleitende Spule $\boxed{6}$ ermöglicht, die einen Radius von etwa $3\,m$ hat und ein im Spurkammerbereich homogenes, axiales Magnetfeld von $1.2\ T$ erzeugt.

3.2.3 Das Kalorimeter

Die Spurkammern sind von einem System fein segmentierter Kalorimeter umgeben. Dieses System besteht aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, dem warmen elektromagnetischen Kalorimeter (*BEMC*) und einem Silizium-Kupfer-Kalorimeter (*PLUG*).

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \leq \vartheta \leq 153°$. Ein Teilchen durchquert, vom Wechselwirkungspunkt kommend, zunächst den elektromagnetischen Teil (*ECAL*) $\boxed{4}$ und erreicht dann die hadronischen Komponente (*HCAL*) $\boxed{5}$. Das ECAL besteht aus Bleiplatten als Absorbermaterial, die eine integrierte Dicke von 20-30 Strahlungslängen aufweisen. Das HCAL ist mit Stahlplatten ($3.5 - 7$ Wechselwirkungslängen) als Absorbermaterial bestückt. Die Auflösung für Elektronen liegt bei $\sigma_E/\,E\ =\ 12\,\%\,/\,\sqrt{E\,[GeV]}$, für Hadronen ist mit Wichtung eine Genauigkeit von $\sigma_E\,/\,E\ =\ 55\,\%\,/\,\sqrt{E}$ erreicht worden. Das Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$.

Das BEMC $\boxed{12}$ ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen, das einen Polarwinkelbereich von $151° \leq \vartheta \leq 177°$ abdeckt. Es wird vor allem zur Energiemessung des gestreuten Elektrons verwendet. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E \,/\, E \;=\; 10\,\% \,/\, \sqrt{E}$ für Elektronen.

Um die Akzeptanzlücke im extremen Vorwärtsbereich zu schließen, ist das PLUG-Kalorimeter $\boxed{13}$ um das Strahlrohr angebracht. Es deckt einen Polarwinkelbereich von $0.7^\circ \;\leq \vartheta \;\leq\; 3.3^\circ$ ab.

Eine genaue Beschreibung des H1-Kalorimetersystemes bietet Referenz [CAL93].

3.2.4 Der Myondetektor

Der Myondetektor $\boxed{10}$ besteht aus dem *instrumentierten Eisen* und dem *Vorwärts-Myonspektrometer*. Das Spektrometer $\boxed{11}$ überdeckt einen Polarwinkelbereich von $3^\circ \;\leq\; \vartheta \;\leq\; 17^\circ$ und wird zum Nachweis von hochenergetischen Myonen mit $P_\mu \;\geq\; 5\,GeV$ verwendet. Es besteht aus jeweils drei Driftkammerlagen vor und hinter einem Toroiden aus massivem Eisen, dessen Magnetfeld $1.6\,T$ beträgt.

Das instrumentierte Eisen (zentraler Myondetektor) hat zwei Funktionen: Der Fluß des Magnetfeldes, welches die supraleitenden Spule erzeugt, wird zurückgeführt, und gleichzeitig wird es als aktiver Detektor genutzt. Dazu ist das Eisenjoch in $7.5\,cm$ dicke Platten mit $2.5\,cm$ bzw. $3.5\,cm$ breiten Abständen unterteilt, in die Streamerrohrkammern eingeschoben sind. Diese dienen einerseits zur Identifizierung und Impulsbestimmung von Myonen und andererseits zur Energiemessung von hadronischen Teilchen, die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter entweichen und im Eisen aufschauern.

Eine detaillierte Beschreibung des zentralen Myondetektors befindet sich in Kapitel 4 sowie in Referenz [TUT91].

3.2.5 Die weiteren Komponenten des Detektors

Die Luminosität von HERA und die Energie von unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen wird mit dem Luminositätssystem (nicht abgebildet) gemessen. Es besteht aus einem Elektrondetektor (*ET*), der sich $34\,m$ in Richtung des auslaufenden Elektrons befindet, und einem Photondetektor (*PT*, $103\,m$). Beide sind Čerenkov-Kalorimeter mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen, bestehend aus TlCl/TlBr-Kristallen. Ihre Energieauflösungen betragen $\sigma_E \,/\, E \;=\; 10\,\% \,/\, \sqrt{E}$. Die Luminosität wird mit Hilfe des Bethe-Heitler-Prozesses $e \,+\, p \;\rightarrow\; e' \,+\, p \,+\, \gamma$ bestimmt. Das Elektron wird mit dem ET, das Photon mit dem PT identifiziert. Der ET in Antikoinzidenz mit dem PT dient zum Nachweis und zur Analyse von Photoproduktionsereignissen im kinematischen Bereich $0.2 \;\leq\; y \;\leq\; 0.8$.

Vom e-p-Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter dem BEMC ist zur Identifikation von protoninduziertem Untergrund ein aus zwei Lagen von Szintillatoren bestehender Flugzeit-Detektor (*TOF*) installiert. Es wird die Zeitdifferenz zwischen Signalen aus e-p-Kollisionen und Signalen aus Untergrundprozessen, die im Strahlrohr der einlaufenden Protonen vor dem H1-Detektor stattfinden, ausgenutzt.

Zur Identifikation von Protonfragmenten, die unter so kleinen Winkeln den Wechselwirkungspunkt verlassen, daß sie den H1-Detektor nicht erreichen, ist im HERA-Tunnel ein System von Szintillator-Paddeln (*Proton-Tagger*, nicht abgebildet) angebracht. Es befindet sich $24\,m$ vom Wechselwirkungspunkt entfernt in Richtung des auslaufenden Protons und besteht aus sieben Paddeln, die das Strahlrohr umgeben.

Hinter dem H1-Detektor, $4.4\,m$ in Richtung des auslaufenden Elektrons, befindet sich eine weitere supraleitende Spule zur Kompensation der longitudinalen Feldkomponente des H1-Magnetfeldes. Durch diesen Kompensationsmagneten $\boxed{7}$ wird der Einfluß des H1-Magnetfeldes auf den Elektronstrahl minimiert.

3.3 Das Trigger- und Datennahmesystem

Neben den zur physikalischen Auswertung verwendeten Daten müssen mit den registrierten elektronischen Signalen der einzelnen Detektorkomponenten Triggersignale gebildet werden, die darüber entscheiden, ob ein Ereignis gespeichert werden soll oder nicht. Bei HERA kann alle $96\,ns$ ($\hat{=}\,10.4\,MHz$) an den Wechselwirkungspunkten eine Reaktion stattfinden. Da jedoch die Ausleseelektronik, der Datentransfer und die Speicherkapazität die Rate auf 5-10 Ereignisse pro Sekunde beschränken, ist es die Aufgabe des Triggersystemes, Untergrundereignisse zu verwerfen und nur die physikalisch interessanten Ereignisse zu behalten. Die bei HERA dominierenden Untergrundquellen sind:

- Die Streuung von Protonen am Restgas des Strahlrohres (*Strahl-Gas-Ereignisse*), deren hoher Wirkungsquerschnitt bei geplantem Strahlstrom eine Rate von etwa $1\,kHz$ erwarten läßt. Die Topologie ähnelt der von Photoproduktionsereignissen mit kleinem Transversalimpuls.
- Die Wechselwirkung von Protonen mit der Wand des Strahlrohres (*Strahl-Wand-Ereignisse*), mit einer Rate von etwa $50\,kHz$.
- Die Synchrotonstrahlung von Elektronen, die zu Treffern in der zentralen Spurenkammer führt.
- Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die die Wechselwirkungszone durchqueren. Die Rate liegt bei etwa $2\,kHz$, ihre Topologie erinnert an die von Ereignissen mit zwei Myonen aus Photon-Photon-Reaktionen.

Durch die Verwendung eines *Pipeline-Systemes*, das eine Zwischenspeicherung zeitlich aufeinanderfolgender Ereignisse über einen Zeitraum von mindestens $2.7\,\mu s$

ermöglicht, ist bis zum Eintreffen eines Triggersignales innerhalb dieses Zeitraumes eine totzeitfreie Datennahme durchführbar.

Bei H1 ist ein fünfstufiges Triggersystem entwickelt worden. Die erste Triggerstufe (*L1*) muß ein Ereignis nach spätestens $2.4\,\mu s$ akzeptiert haben. Zu diesem Zeitpunkt beginnt das Auftreten von Totzeiten. Die Triggerstufe besteht aus neun verschiedenen Triggersystemen, die aus den 128 Triggersignalen aller Detektorkomponenten (Triggerelemente) Kombinationen von 128 verschiedenen Subtriggern bilden. Die L1-Entscheidung wird aus der logischen Veroderung aller Subtrigger gefällt.

Triggerstufe	L1	L2	L3	L4	L5
Entscheidungszeit	$2\,\mu s$	$20\,\mu s$	$800\,\mu s$	$100\,ms$	—
Rate von 1993	$20\,Hz$	—	—	$5\,-\,10\,Hz$	$\leq\,5\,Hz$
maximale Rate	$1\,kHz$	$200\,Hz$	$50\,Hz$	$5\,Hz$	$1\,Hz$
Datenrate	$1.2\,MB\,/\,s$	—	—	$1\,MB\,/\,s$	$0.3\,MB\,/\,s$
hauptsächliche Aufgabe	Anhalten der Pipeline	Start der Auslese	Ereignis komponieren	Ereignis speichern	POT + DST schreiben

Tabelle 3.2: *Einige Parameter des H1-Triggersystems.*

Die zweite Triggerstufe (*L2*) führt während der beginnenden Auslese eine erste Überprüfung der Daten aus und kann, ebenso wie alle nachfolgenden Triggerstufen, die von L1 gefällte Entscheidung verwerfen. Dies führt zu einem sofortigem Abbruch der Datenauslese und einem Neustart der Datennahme. L2 wird durch eine Hardware-Logik gebildet.

Die dritte Triggerstufe (*L3*) verwendet ein System von Mikroprozessoren zur weiteren Analyse der Daten. Es werden Kombinationen der Triggersignale von einzelnen Detektorkomponenten gebildet. In der Betriebsperiode von 1993 standen die Triggerstufen L2 und L3 nicht zur Verfügung.

Im Gegensatz zu den ersten drei Triggerstufen, die nur auf einen Teil der Daten zurückgreifen konnten, steht der vierten Triggerstufe (*L4*) die vollständige Information aller ausgelesenen Detektorkomponenten zur Verfügung. Auf einem Sytem von *RISC*[1]-Prozessoren (*Filter Farm*) wird durch schnelle Filteralgorithmen und eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion eine weitere Datenreduktion durchgeführt. Eine Beschreibung einiger Algorithmen erfolgt in Abschnitt 5.3.

Die von den ersten vier Triggerstufen akzeptierten Ereignisse werden bei einer Rate

---

[1] **R**educed **I**nstruction **S**et **C**omputer

von 5 Hz mit 7 $MB\ /\ s$ auf Magnetband-Kassetten (*Cartridges*) zwischengespeichert. Die Daten werden von einem System von 24 Prozessoren eines Workstation-Clusters unter Verwendung der auf L4 bestimmten Kalibrationskonstanten vollständig rekonstruiert. Eine Ereignisselektion (*L5-Klassifikation*) teilt die Daten in physikalische Ereignisklassen ein. Diese werden auf weiteren Cartridges (*POT*[1]) gespeichert und einer weiteren, verschärften Klassifikation und Reduktion unterworfen. Die so selektierten Ereignissen werden zur physikalischen Analyse auf Festplatten (*DST*[2]) gespeichert. Einige der für die POT- und DST-Selektion verwendeten Algorithmen sind in Abschnitt 5.4 beschrieben.

Die wichtigsten Parameter der Triggerstufen L1-L5 sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. Eine umfassende Beschreibung der Datennahme und des H1-Triggersystems befindet sich in Referenz [ELS93].

---

[1] **P**roduction **O**utput **T**ape

[2] **D**ata **S**ummary **T**ape

Kapitel 4

Die Rekonstruktion von Myonen

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion von Myonen im H1-Detektor vorgestellt. Dazu wird zunächst näher auf den zentralen Myondetektor eingegangen. Die Rekonstruktion von Myonen unterteilt sich in die Mustererkennung und die Spuranpassung, die weitgehend unabhängig voneinander sind. Beide Gebiete werden ausführlich vorgestellt. Abschließend wird kurz die Spurverbindung zwischen dem vorderen bzw. zentralen Spurdetektor und dem Myondetektor beschrieben.

4.1 Der zentrale Myondetektor

Zur Identifikation von Myonen wird bei H1 das instrumentierte Eisen benutzt. Der Myondetektor unterteilt sich in drei Bereiche: zum einen in den Zentralbereich (*Barrel*), der eine oktagonale Form hat und die supraleitende Spule umhüllt, zum anderen in eine vordere und eine hintere Endkappe, die den Detektor abschließen (siehe Abbildung 4.3). Er besteht aus zehn Eisenplatten mit einer Dicke von $7.5\,cm$ und enthält zehn Lagen Streamerrohrkammern (in dem vierten Eisenschlitz befindet sich eine Doppellage, siehe Abbildung 4.1). Verfolgt man die Bahn eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt, so kann dieses vor Erreichen des Eisens noch eine Myonbox durchqueren. Es handelt sich hierbei um einen Stahlbehälter, in den weitere drei Lagen Streamerrohrkammern befestigt sind. Zusätzlich sind solche Myonboxen auch außen am Eisen befestigt, so daß das Teilchen 16 Ebenen Streamerrohrkammern durchqueren kann (siehe Abbildung 4.1).

Streamerrohrkammern (siehe Abbildung 4.2) sind gasgefüllte Detektoren zum Nachweis von geladenen Teilchen die im selbstlöschenden Streamermodus betrieben werden. Sie bestehen aus Röhren mit einem quadratischen Querschnitt von $9\,mm \times 9\,mm$. In der Mitte jeder Röhre ist ein Kupfer-Beryllium-Draht gespannt. Die Röhren bestehen aus dem Kunststoff *LURANYL*, ihre Innenwände, die mit Graphit ($10\,k\Omega\,/\,\Box$) beschichtet sind, dienen als Kathode. Der Draht ist über einen nieder-

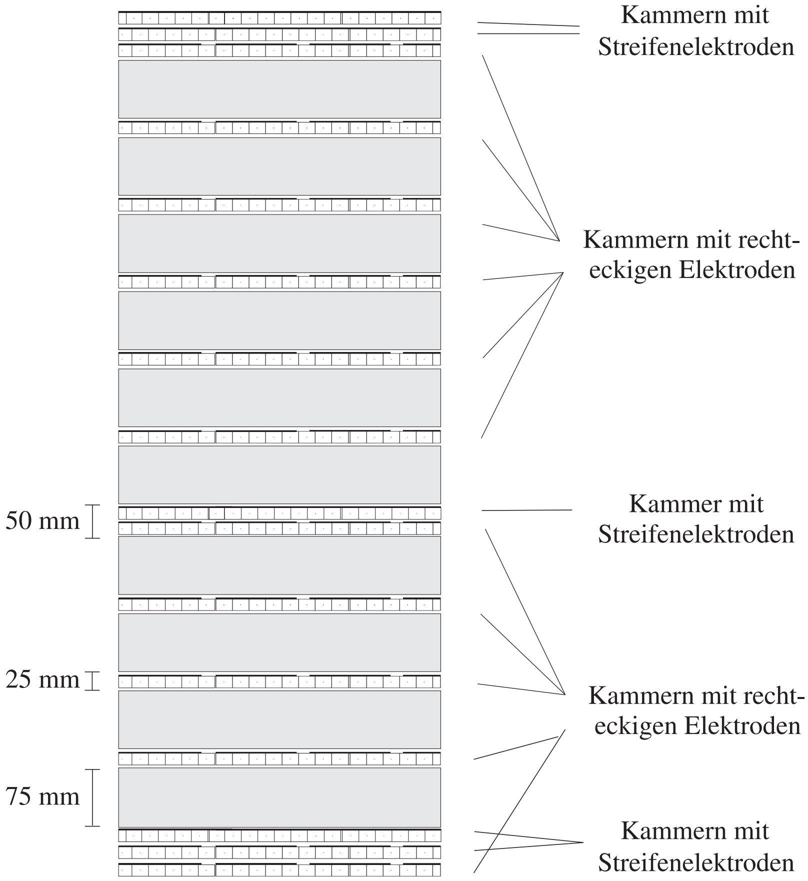

Abbildung 4.1: *Die Struktur des instrumentierten Eisens.*

ohmigen Widerstand mit Erdpotential verbunden, so daß er ohne die Verwendung von Koppelkondensatoren ausgelesen werden kann. Dazu ist der Draht an dem einen Ende mit der Ausleseelektronik verbunden, welche die Analogsignale der Drähte digitalisiert.

Die Stärke der Wände, welche die Zellen unten und an den Seiten umranden, beträgt $1\,mm$. Jeweils acht Röhren bilden ein Profil. Zwei Profile sind zu einem gasdicht verschlossenen Element zusammengefaßt. Mehrere der Elemente sind auf eine Aluminiumplatte geklebt. Die Elemente sind mit einem Deckel abgeschlossen, der mit einer hochohmigen ($3\,M\Omega\,/\,\Box$) Graphitschicht bestrichen ist. Auf den Deckel sind rechteckige bzw. streifenförmige Kupferelektroden geklebt, auf die eine meßbare Ladung influenziert werden kann. Die Streifen haben eine Breite von $17\,mm$ mit $3\,mm$ breiten Zwischenräumen, die rechteckigen Elektroden eine Fläche zwischen $25\,cm\,\times\,25\,cm$ in den Endkappen und $50\,cm\,\times\,40\,cm$ im Barrelbereich. Die Größe

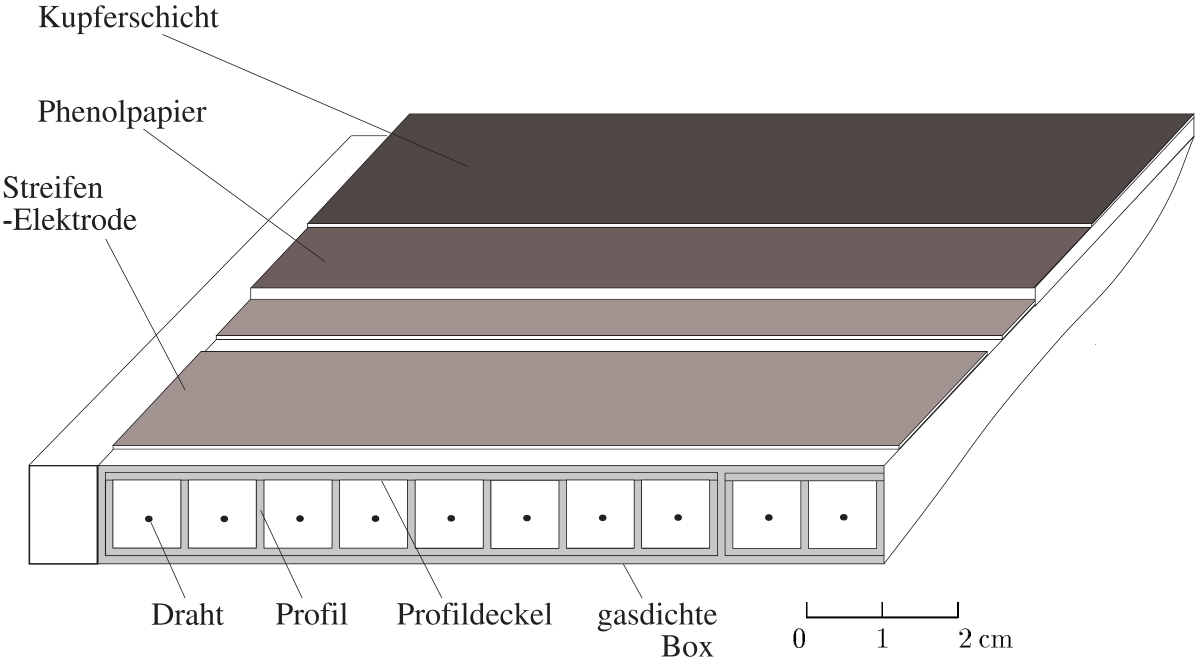

Abbildung 4.2: *Schematischer Aufbau einer Streamerrohrkammer (maßstabsgetreu).*

orientiert sich unter Berücksichtigung der Ortsauflösung an der Größe der Teilchenschauer. Neben den Drähten werden auch die streifenförmigen Elektroden digital ausgelesen. Die Streifenelektroden verlaufen senkrecht zu den Drähten, so daß eine zweidimensionale Ortsbestimmung ermöglicht wird. Die rechteckigen Elektroden werden dagegen analog ausgelesen und dienen zur Energiebestimmung.

Die Myonboxen enthalten jeweils eine Doppellage mit streifenförmigen Elektroden und eine Lage mit rechteckigen Elektroden. Die Ebenen in den Eisenschlitzen sind bis auf die Doppellage alle mit rechteckigen Elektroden ausgestattet. Die Doppellage enthält eine weitere Ebene mit Streifenelektroden, so daß von den 16 Ebenen Streamerrohrkammern insgesamt drei mit Streifenelektroden versehen sind. Die unteren fünf bzw. oberen sechs rechteckigen Elektroden werden jeweils zu Türmen zusammengefaßt, ihre Ladungssignale werden addiert.

Die Streamerrohrkammern sind auf die folgende Weise im H1-Detektor positioniert: In den Endkappen verlaufen die Drähte in Richtung der x-Achse (zur Definition des H1-Koordinatensystems siehe Kapitel 3) und die Streifenelektroden in Richtung der y-Achse. Im Barrelbereich verlaufen die Drähte parallel zum Protonstrahl, die Streifenelektroden liegen in der x-y-Ebene. Der Myondetektor ist in 64 einzelne *Module* unterteilt (siehe Abbildung 4.3).

Die beiden Endkappen sind in jeweils 16 Module segmentiert, jeweils acht überein-

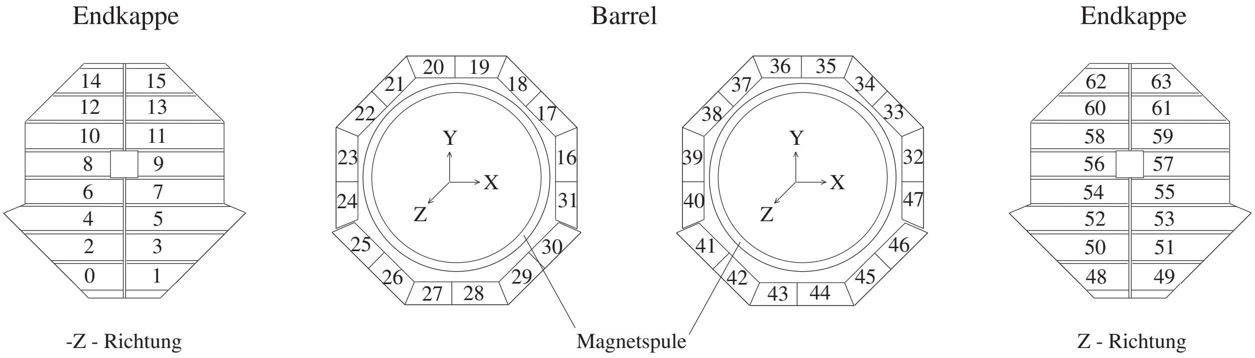

Abbildung 4.3: *Die Unterteilung des zentralen Myondetektors.*

anderliegend mit positiver bzw. negativer x-Koordinate. Der Barrel ist 16-fach in Richtung des Azimutwinkels φ und zweifach in der z-Koordinate unterteilt.

4.2 Die Mustererkennung im zentralen Myondetektor

Die Mustererkennung (*pattern recognition*) muß in der Lage sein, alle Treffer, die zu einer Teilchenspur gehören, zu sammeln. An alle so gefundenen Treffer wird dann anschließend eine Spur angepaßt. Folgende Anforderungen werden gestellt:

- Erkennung von einer oder mehrerer Spuren, die vom primären Elektron-Proton-Wechselwirkungspunkt kommen.
- Teilchen, deren Spur nicht auf den e-p-Vertex zeigt, da sie von einem sekundären Zerfallswechselwirkungspunkt stammen, müssen als Myonen bzw. nichtmyonischer Untergrund identifiziert werden.
- Es müssen zum Zwecke der Kalibration auch Spuren von kosmischen Myonen gefunden werden, die das Strahlrohr nicht direkt treffen, sondern nur in dessen Nähe den zentralen Spurdetektor durchqueren.
- Draht- und Streifentreffer eines Teilchendurchgangs müssen einander zugeordnet werden.
- Auflösung nahe beieinanderliegender Spuren.

- Die Treffer von hadronischen Teilchenschauern sollen keiner Spur zugeordnet werden.

Dazu werden Spurkandidaten getrennt für Draht- und Streifentreffer gebildet, so daß zunächst nicht eine Struktur im dreidimensionalen Raum gesucht wird, sondern jeweils eine Struktur aus Draht- und Streifentreffern im zweidimensionalen Raum. Da ein Teilchen bis zu 22 Drahtlagen (aufgrund möglicher Überlappung der Myonboxen), aber nur maximal drei Streifenlagen durchqueren kann, ist die Identifizierung von Spurkandidaten aus Streifentreffern nicht immer möglich. In diesem Fall kann die Analoginformation der Türme oder die z-Koordinate des e-p-Wechselwirkungspunktes hinzugezogen werden.

Die Strukturen werden dann so einander zugeordnet, daß die am besten passende Kombination verwendet und eine Spur im dreidimensionalem Raum gefunden wird. Falls dabei Mehrdeutigkeiten auftreten oder durch Fehlen eines Streifensignales die dritte Koordinate fehlt, können diese durch Zuhilfenahme der Türme aus der Analoginformation aufgelöst werden. Der schematische Ablauf der Mustererkennung ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Auswahl und Gruppierung

Es kann vorkommen, daß ein Draht oder Streifen der Streamerrohrkammern aufgrund von Defekten in der Ausleseelektronik entweder ständig oder niemals ein digitales Signal liefern. Diese sollen für die Mustererkennung nicht berücksichtigt werden und werden zuvor gekennzeichnet.

Außerdem kann aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Installation die aktuelle Position einer Streamerrohrkammer signifikant von der nominellen, in den Datenbanken gespeicherten Position abweichen. Dazu kann die Koordinate eines Drahtes bzw. Streifens durch eine Verschiebung in Richtung des Drahtes oder Streifen und durch eine Rotation in der Streifen- bzw. Drahtebene korrigiert werden.

Wenn ein Teilchen eine Streamerrohrkammer durchquert, ist es möglich, daß nicht nur ein, sondern gleich mehrere benachbarte Drähte ein Signal geben. Dieser Effekt hängt vor allem von dem Winkel der Teilchenspur bezüglich der Drahtebene und der Raumladungsverteilung in den Kammerröhren ab. Bei den Streifenelektroden tritt dieses Verhalten vor allem aufgrund des Übersprechens von Ladung auf benachbarte Streifen auf. Aus diesem Grund werden benachbarte Draht- und Streifentreffer zu einem „Supertreffer“ zusammengefaßt.

Zur Vorbereitung auf die Mustererkennung werden die Auslesekanäle der getroffenen Drähte und Streifen im folgenden auf die gegebenenfalls korrigierten Koordinaten umgerechnet. Die Draht- und Streifentreffer werden voneinander getrennt gruppiert.

Als nächster Schritt wird der Myondetektor in mehrere Bereiche unterteilt, in denen

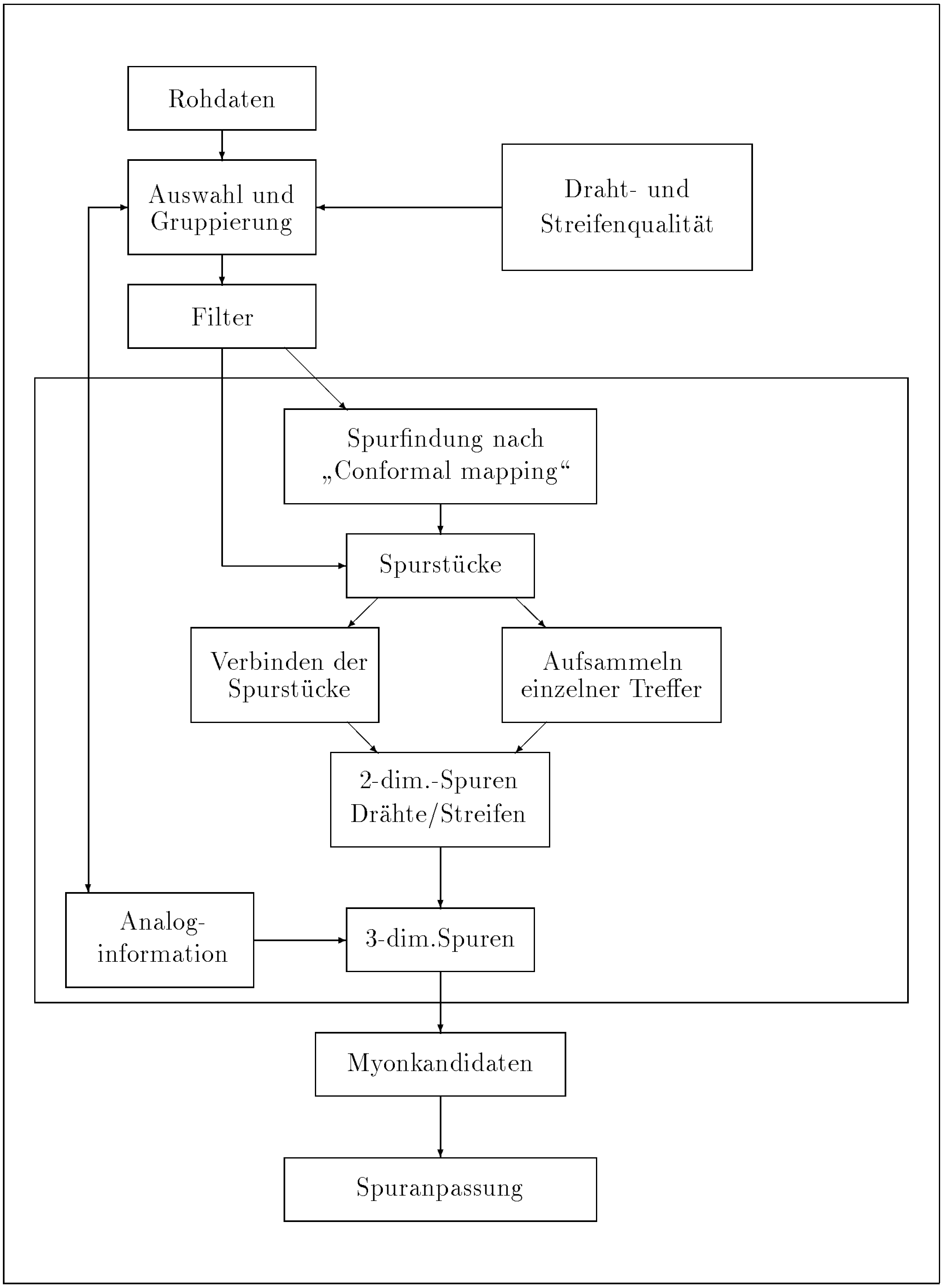

Abbildung 4.4: *Die Mustererkennung von Myonen im H1-Detektor.*

die Mustererkennung unabhängig voneinander vorgenommen wird. Die beiden Endkappen werden in zwei Hälften in Richtung der positiven und negativen x-Achse unterteilt, da die Zahl der Teilchen, die beide Hälften einer Endkappe durchqueren, vernachlässigbar ist. Im Barrelbereich werden alle (höchstens jedoch vier) in φ benachbarte Module, in denen mindestens ein Draht angesprochen hat, zu einem Bereich zusammengefaßt. Diese Gruppierung erfolgt aufgrund der Notwendigkeit, eine Koordinatentransformation derart vorzunehmen, daß die Richtung der x-Achse senkrecht zu den Drähten bzw. Streifen ist.

Jedes Modul, in dem eine Streifenelektrode angesprochen hat, bildet einen eigenen Bereich.

Filter

Nachdem die Auswahl und Gruppierung der Draht- und Streifentreffer vorgenommen worden ist, wird aus Gründen der Rechenzeitersparnis versucht, einfache Strukturen bereits vor der eigentlichen Mustererkennung zu finden. Dazu zählen isolierte Spuren, bei denen fast alle Lagen ein Signal gegeben haben, wie sie zum Beispiel von kosmischen Myonen verursacht werden. Außerdem sollen Teilchenschauer identifiziert werden, deren Signal eher eine flächige Verteilung von Treffern als eine klare Teilchenspur verursacht. Dazu wird eine vereinfachte Version des im nächsten Abschnitt beschriebenen *Conformal Mapping* verwendet, bei der alle nach der Auswahl und Gruppierung übriggebliebenen Draht- bzw. Streifentreffer verwendet werden.

„Conformal Mapping“

Das Prinzip der hier verwendeten Methode des *Conformal Mapping* [LAU84] wurde ursprünglich zur Mustererkennung bei Bildverarbeitungsverfahren angewendet und basiert auf der Transformation der Drahttreffer über die Vorschrift

$$\rho(\vartheta) = y \cos\vartheta + x \sin\vartheta \tag{4.1}$$

in einen zweidimensionalen Parameterraum. Jeder Punkt (x, y) entspricht damit einer sinusförmigen Kurve in diesem Parameterraum. Umgekehrt entspricht jeder Punkt (ρ, ϑ) des Parameterraumes einer Geraden im Raum der Spurtreffer. Es läßt sich zeigen, daß Punkte, die im Raum der Spurtreffer auf einer Geraden liegen, im Parameterraum Kurven entsprechen, die sich alle in dem Punkt schneiden, der die Spur repräsentiert. Das Problem der Mustererkennung reduziert sich damit auf die Erkennung einer Häufung von Punkten in dem Parameterraum.

Da nun im Myondetektor die Koordinaten der Drahttreffer nicht überall in der gleichen Ebene liegen (das gleiche gilt für die Streifen), ist es notwendig, für jeden Detektorbereich ein lokales zweidimensionales Koordiantensystem einzuführen. Die Koordinaten eines getroffenen Drahtes oder Streifens werden in diesem lokalen Koordinatensystem mit u und v bezeichnet. Es gilt (siehe Abbildung 4.5):

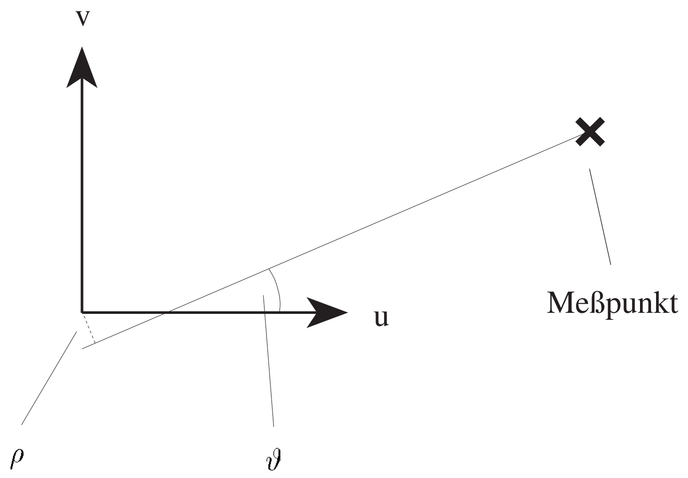

Abbildung 4.5: *Koordinatentransformation beim Conformal Mapping.*

- ρ = minimaler Abstand zum Ursprung der Verbindungsgeraden von einem beliebigen Punkt der u-Achse zu dem Meßpunkt,
- ϑ = Winkel zwischen dieser Verbindungsgeraden und der u-Achse.

Die lokalen Koordinaten u und v ergeben sich in den einzelnen Detektorbereichen für Drähte und Streifen sodann wie in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. In der Tabelle sind x,y,z,r und θ die H1-Koordinaten und x_{Okt}, y_{Okt} sowie φ_{Okt}, wie oben beschrieben, die lokalen Koordinaten eines Barrelmoduls.

lokale Koordinaten	Barrelbereich		Enkappen	
	Drähte	Streifen	Drähte	Streifen
u-Koordinate	x_{Okt}	x_{Okt}	z-Richtung	z-Richtung
v-Koordinate	y_{Okt}	z-Richtung	y-Richtung	x-Richtung
ϑ-Koordinate	φ_{Okt}	θ(H1)	$\mathrm{atan}(\frac{dy}{\lvert dz\rvert})$	$\mathrm{atan}(\frac{dx}{\lvert dz\rvert})$
ρ liegt in	r-φ-Ebene	r-z-Ebene	y-z-Ebene	x-z-Ebene

Tabelle 4.1: *Koordinatentransformationen für die Myonrekonstruktion.*

Es wird nun jeder Punkt in der u-v-Ebene wie oben beschrieben in eine Trajektorie in der ρ-ϑ-Ebene transformiert. Die Transformation entspricht der Hesse'schen

Normalform einer Geradengleichung in der Ebene:

Nachfolgend wird ϑ in Bins unterteilt, für jedes Bin wird $\rho(\vartheta)$ berechnet und ρ gegen ϑ in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Dieses Histogramm wird auch als *Hough-Plot* bezeichnet [HOU62]. Für die aktuelle Version der Mustererkennung wird ϑ in 200 Bins und ρ in 50 Bins unterteilt. In der rückwärtigen Endkappe liegt ϑ zwischen $-45°$ und $45°$, im Barrel zwischen $-70°$ und $70°$ und in der vorderen Endkappe zwischen $-50°$ und $50°$. ρ liegt zwischen $-200\,cm$ und $200\,cm$. Die Transformation liefert eine sinusförmige Struktur für jeden Treffer in der ρ-ϑ-Ebene. In den Endkappen erhält man durch Darstellung von $\tan(\vartheta)$ statt ϑ eine lineare Struktur, um bei der anschließenden Suche nach Maxima im zweidimensionalen ρ-$\tan\vartheta$-Raum ein vereinfachtes Verfahren anwenden zu können. Dazu wird zusätzlich noch eine Kippung des Histogrammes derart durchgeführt, daß die linearen Strukturen in etwa parallel zur Abszisse sind.

Für jeden Treffer kann diese lineare Struktur eine leicht unterschiedliche Steigung oder Verschiebung haben, so daß sich die Geraden einzelner Treffer in dem Histogramm kreuzen können. Dies führt an der Stelle der Kreuzung zu einer Häufung

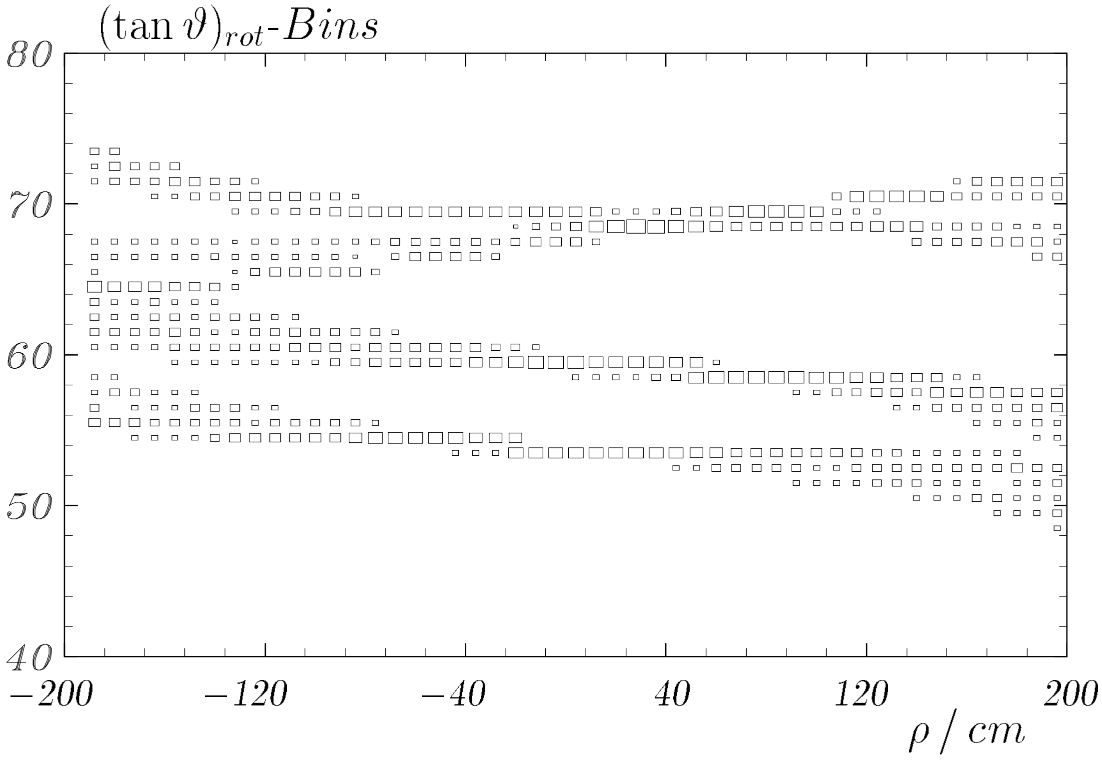

Abbildung 4.6: ρ-$\tan\vartheta$-*Histogramm des „Conformal Mappings“. Die Abszisse bezeichnet die* ρ-*Bins. 50 Bins entsprechen 200 cm. Die Ordinate bezeichnet die* ϑ-*Bins. 40 Bins entsprechen einer Winkeldifferenz von* 18°.

der Einträge. Stammen die Treffer alle von einer geraden oder leicht gekrümmten Teilchenspur, so sollten sich die Geraden dieser Treffer in der ρ-ϑ-Ebene alle an derselben Stelle kreuzen. Daher wird nach diesen Anhäufungen gesucht. Ein Beispiel für ein solches Histogramm ist in Abbildung 4.6 gegeben. Es ist ρ gegen $\tan\vartheta$ für die Drahttreffer der Spuren dreier Myonen in der vorderen Endkappe dargestellt. Das Histogramm ist zur Vereinfachung der Maximabestimmung um 45° gedreht. Man erkennt, daß sich die Polarwinkel der Spuren leicht voneinander unterscheiden. In den unteren Strukturen sind deutlich Häufungen bei etwa $\rho = 0$ bzw. $\rho = 30\,cm$ sichtbar. Bei der darüberliegenden Struktur ist die Häufung nicht so signifikant; sie liegt im Bereich von $\rho = 40\,cm$. Die Vorgehensweise der Mustererkennung ist es nun, zunächst das signifikanteste Maximum zu finden. Hierbei liegt die Priorität eher auf isolierten Maxima als auf Maxima mit vielen Einträgen. Daraufhin werden alle Treffer, die in diesen Bins eingetragen sind, aus allen Bins des Histogrammes entfernt. Alle Treffer, die zu einem Maximum gehören, sollten entweder zu einer Spur oder zumindest einem Spurstück gehören. Sie werden im folgenden *Assoziationen* genannt. Anschließend wird die Suche nach Maxima solange fortgesetzt, bis das Histogramm entweder leer ist oder die Einträge der übriggebliebenen Treffer keine signifikante Häufung mehr zeigen. Diese Treffer werden vorerst keiner Assoziation zugeordnet.

Qualitätsüberprüfung

Im weiteren Verlauf der Mustererkennung werden die Spurkandidaten, die mit der Methode des „Conformal Mapping“ und durch den Filter gefunden worden sind, einer Qualitätsprüfung unterzogen. Für Drahtassoziationen werden folgende Kriterien angewendet:

- Mindestens drei verschiedene Ebenen Streamerrohrkammern müssen in den Myonboxen oder im Eisen getroffen worden sein.

- Es darf höchstens eine Ebene mit mehr als einem Drahttreffer geben (benachbarte Drähte, die ein Signal gegeben haben, gelten als ein Treffer).

- Zwischen zwei getroffenen Kammerebenen dürfen maximal sechs Ebenen liegen, in denen kein Draht ein Signal gegeben hat. Dabei wird berücksichtigt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Drahtes bei etwa 80 % liegt, daß zwischen den Ebenen nicht mehr funktionsfähige Drähte sein können und daß es Detektorlücken gibt.

  Die Anzahl der getroffenen Drähte ist binomialverteilt. Es wird näherungsweise eine Gaußverteilung angenommen und aus der Zahl der getroffenen Drahtebenen sowie der Zahl der Ebenen, die ein Signal geliefert haben sollten, und der nominalen Ansprechwahrscheinlichkeit der Drahtebenen das χ^2_l berechnet.

- Für alle Kombinationen aus drei benachbarten getroffenen Drahtebenen wird die Triplettauflösung berechnet und zu einem χ_r^2 aufsummiert. Aus der Summe $\chi_l^2 + \chi_r^2$ wird die χ^2-Wahrscheinlichkeit berechnet. Der Wert sollte größer als 10 % sein.

Bleibt eine dieser Bedingungen unerfüllt, so werden die Treffer als Spurkandidat verworfen und wieder in das ρ-ϑ- Histogramm eingetragen. Für die Streifentreffer gelten die folgenden Bedingungen:

- Die Streifentreffer werden in drei Gruppen unterteilt: Treffer in den inneren und äußeren Myonboxen sowie in der Doppellage.

  Für alle Gruppen wird überprüft, ob die Streifen zu Drahtassoziationen gehören können, das heißt, ob zu jedem Streifentreffer auch ein Drahttreffer in derselben Ebene existiert. Wenn nicht alle Gruppen zu mindestens einer Drahtassoziation passen, wird die Streifenassoziation mit den meisten verknüpften Gruppen akzeptiert, und die nicht zugeordneten Streifen werden verworfen.

- Zu den Gruppen mit mehr als einem Streifentreffer werden passende Drahtassoziationen gesucht. Werden keine gefunden, so wird die Streifenassoziation verworfen.

Bleiben bei den Spurkandidaten, die akzeptiert worden sind, noch Ebenen mit mehr als einem Treffer übrig, so werden Treffer entfernt: Ist dies bei einer Ebene der Fall, wird nur der Treffer behalten, der den geringsten Abstand zur Spur hat. Bei zwei oder drei Ebenen werden nur die drei Treffer mit der besten Triplettauflösung behalten.

Verbindung von Spurstücken und Aufsammeln einzelner Treffer

Das Verfahren des „Conformal Mapping“ ist mit den gewählten Parametern ρ und ϑ für stark gekrümmte Spuren weniger geeignet, denn bei zu feinem Binning des ρ-ϑ-Histogrammes, welches die Auflösung benachbarter Spuren verbessert, liegen die Drahttreffer von Spuren mit großer Krümmung nicht in wenigen benachbarten Bins. Obwohl die Krümmung von Spuren im Myondetektor kleiner als die Bingröße sein sollte, kann es dennoch vorkommen, daß die Spur nicht als Ganzes, sondern in mehreren Stücken gefunden wird. Daher ist es notwendig, zu überprüfen, ob die gefundenen Spurkandidaten Teile einer Spur sind.

Nur Spurstücke, die in denselben oder in benachbarten Modulen zu finden sind, kommen als Teile einer Spur in Frage. Außerdem dürfen diese keine gemeinsamen Drahttreffer in einer Kammerebene besitzen. Bei den Kandidaten wird an die ersten und letzten drei Drahttreffer eine Gerade angepaßt und linear extrapoliert. Im folgenden werden die Schnittpunkte der Geraden zweier Spurstücke an dem Punkt, der in der Mitte zwischen den beiden Spurstücken liegt, berechnet. Liegt einer der beiden Spurstücke in der inneren bzw. äußeren Myonbox, so wird der Punkt am inneren bzw. äußeren Rand des Eisenmodules gebildet. Dabei müssen Spurstücke, die in den Myonboxen liegen, auch mindestens einen Drahttreffer im Eisen haben. Die Spurstücke, bei denen der Abstand zwischen den beiden Schnittpunkten am geringsten ist, werden verbunden, sofern dieser einen Maximalwert unterschreitet.

Sind noch einzelne Drahttreffer verblieben, die keiner Assoziation zugeordnet worden sind, so können diese noch einem Spurstück zugeordnet werden, sofern sie nicht zu weit von der extrapolierten Geraden entfernt sind.

Verbindung von Drähten, Streifen und Türmen

Um eine Spur im dreidimensionalen Raum zu erhalten, werden zunächst die Draht- und Streifenassoziationen miteinander verbunden. Dazu wird wie für die Qualitätsüberprüfung der Streifenassoziationen beschrieben vorgegangen.

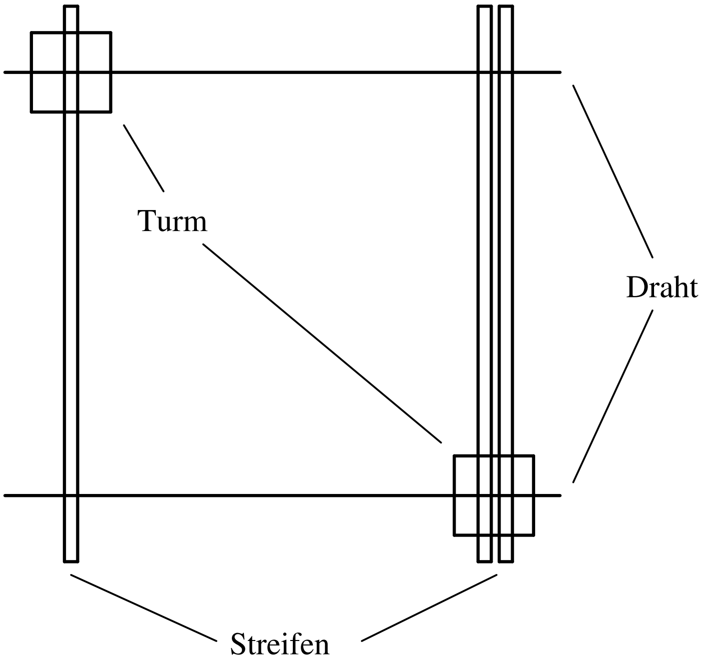

Abbildung 4.7: *Zur Auflösung von Mehrdeutigkeiten.*

Türme können Spuren zugeordnet werden, wenn aufgrund fehlender Streifentreffer nicht die volle dreidimensionale Information vorliegt. Dazu müssen die Spuren das Turmvolumen durchdringen und die Summe der Ladung des Turmes dividiert durch die Anzahl der angesprochenen Drähte einen bestimmten Wert überschreiten. Zunächst werden alle passenden Türme den Spuren zugeordnet, die aus Draht- und

Streifentreffern bestehen. Verbleibende Türme werden dann mit den Spuren assoziiert, die keine Streifentreffer enthalten. Ferner können die Türme zum Auflösen von Mehrdeutigkeiten benutzt werden. Ein Beispiel zur Funktionsweise ist in Abbildung 4.7 vorgestellt. Sie zeigt das Ansprechverhalten von Drähten, Streifen und Türmen für zwei Spuren von ihrem Ursprung aus gesehen. Ohne die Analoginformation gäbe es vier Möglichkeiten, Spuren zu finden, und zwar an den vier Kreuzungspunkten der Drähte und Streifen. Mit Hilfe der Analoginformation erhält man lediglich zwei mögliche Orte, welche die Teilchen durchquert haben können, im Bild links oben und rechts unten.

Identifikation von Myonen

Am Ende der Mustererkennung wird den gefundenen Assoziationen eine Qualität zugeordnet. Ziel ist es, Assoziationen mit guter Qualität als Myonen zu identifizieren und von Pionen und Kaonen, die ebenfalls im Myondetektor Signale hinterlassen können, zu separieren. Die Leistungsfähigkeit einer Myonidentifikation auf dem Niveau der Eisenrekonstruktion ohne Zuhilfenahme der Information aus der vorderen und zentralen Spurenkammern ist jedoch begrenzt.

Dazu wird jeder Assoziation, die die Mustererkennung gefunden hat, eine Qualität zugeordnet, die von der folgenden Art sein kann:

- Die Assoziation wird nicht als Spur gekennzeichnet. Dies kann für einzelne Draht- oder Streifentreffer der Fall sein, die im ρ-ϑ-Histogramm übriggeblieben sind und im darauffolgenden Schritt keiner Spur zugeordnet worden sind oder Teilchenschauer betreffen, die schon vor der Methode des „Conformal Mappings“ als solche identifiziert worden sind.

- Alle Assoziationen, bei denen zwischen der ersten und letzten getroffene Drahtebene weniger als drei Eisenplatten liegen, werden gesondert markiert, sofern es sich nicht um Treffer in den Myonboxen handelt.

- Alle Assoziationen, die unter keine der beiden obigen Klassen fallen, werden als Myonkandidaten markiert. Nur diese Spuren werden im weiteren Verlauf von der Spurrekonstruktion berücksichtigt.

4.3 Die Ergebnisse der Mustererkennung

In diesem Abschnitt sollen kurz die Ergebnisse der Mustererkennung für im H1-Detektor simulierte Myonen diskutiert werden.

Abbildung 4.8 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses am Wechselwirkungspunkt sowie in Abhängigkeit des Polarwinkels ϑ.

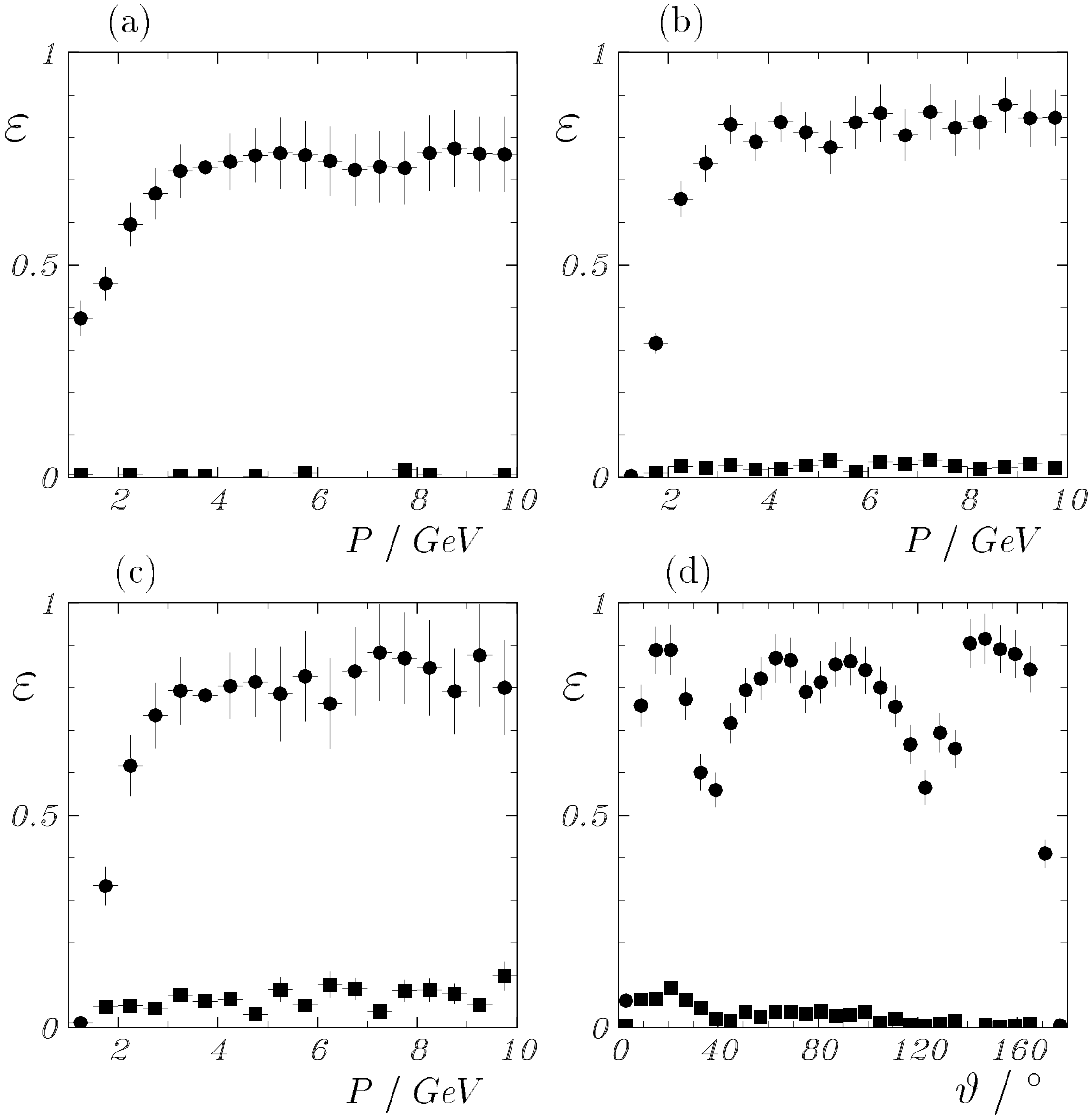

Abbildung 4.8: *Nachweiswahrscheinlichkeiten der Mustererkennung anhand von im H1-Detektor simulierten Myonen für Impulse zwischen* 1 *GeV und* 10 *GeV in der hinteren Endkappe (a), im Barrelbereich (b) und in der vorderen Endkappe (c). Bild (d) zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Polarwinkels* ϑ*. Die Kreise zeigen die Nachweiswahrscheinlichkeit für mindestens eine gefundene Spur pro simuliertem Myon, die Quadrate den Anteil an simulierten Myonen mit mehr als einem Spurkandidat.*

Man erkennt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für die drei Detektorbereiche vordere Endkappe, Barrel und hintere Endkappe bis zu einem Impuls von etwa $2\,GeV$ ansteigt und dann konstant bleibt. In der vorderen Endkappe erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 75 %, im Barrelbereich 85 % und in der hinteren Endkappe 80 %. Die geometrische Akzeptanz des Detektors ist in der Simulation berücksichtigt, nicht jedoch die von 100 % verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit der Streamerrohrkammern, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Mustererkennung etwa 10 % höher als bei den Meßdaten liegt.

Betrachtet man die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von ϑ, so erkennt man zwei Bereiche mit niedrigeren Werten bei $\vartheta \simeq 30°$ und $\vartheta \simeq 130°$. In diesen Regionen befindet sich der Übergangsbereich zwischen Barrel und vorderer bzw. hinterer Endkappe. Spurkandidaten, die zwei dieser Detektorbereiche durchqueren, werden von der Mustererkennung nicht verbunden.

4.4 Die Spuranpassung

In diesem Abschnitt wird das Verfahren zur Anpassung einer Spur an die von der Mustererkennung gelieferten Draht- und Streifensignale beschrieben. Diese hat die genaue Bestimmung von Richtung, Ladung, Impuls und Ort des Teilchens zum Ziel.

Um für die Spuranpassung in Betracht gezogen zu werden, müssen die Kandidaten die folgenden Bedingungen erfüllen:

- Sie müssen von der Mustererkennung als Myonkandidat gekennzeichnet sein (siehe dazu Abschnitt 4.2).
- Es müssen mindestens drei Drahtsignale und ein Streifen- oder Analogsignal vorhanden sein.
- Der Abstand zwischen dem ersten und letzten Drahttreffer eines Spurkandidaten muß mindestens $15\,cm$ betragen.

Die Spuranpassung wird im dreidimensionalen Raum vorgenommen. Dazu wird das Koordinatensystem so gewählt, daß die X-Achse orthogonal zu den Eisenplatten ist und die Y-Koordiate durch die Draht- bzw. Streifensignale gemessen wird. Benachbarte Draht- bzw. Streifentreffer werden wie bei der Mustererkennung zusammengefaßt.

Im folgenden soll die Richtung des Teilchens bestimmt werden, welche durch den Polarwinkel ϑ und den Azimutwinkel ϕ gegeben wird, ferner die Ortskoordinaten und der Parameter Q/P (Ladung des Teilchens, dividiert durch seinen Impuls) am Anfang der Spur im Eisen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß das Magnetfeld im instrumentierten Eisen inhomogen ist und seine Richtung wechselt, es liegt zwischen 15 Kilogauß in $-Z$-Richtung und 20 Kilogauß in Z-Richtung. Ferner wird ein Energieverlust von $90\,MeV$ (bei senkrechtem Teilchendurchgang) pro Eisenplatte angenommen. Die Vielfachstreuung, die im Eisen bei einem Impuls von $1\,GeV$ etwa $30\,mrad$ pro Platte beträgt, wird nur für die Berechnung der Fehlermatrix berücksichtigt.

Die Draht- und Streifensignale werden als unabhängige Meßpunkte, die mit einer konstanten Auflösung gaußverteilt sind, behandelt. Diese Auflösung beträgt etwa $0.4\,cm$ für die Drähte und etwa $1\,cm$ für die Streifenelektroden. Diese Werte sind experimentell bestimmt worden.

Um die Spur zu beschreiben, werden Parabeln benutzt. Aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes und des Energieverlustes ist die Krümmung nicht konstant, so daß das Eisen in 21 Bereiche unterteilt werden muß, in die zehn Eisenplatten, die neun dazwischenliegenden Spalten und den Bereich vor und hinter dem Eisen, in dem die Myonboxen liegen. In jedem dieser Bereiche wird ein mittleres Magnetfeld bestimmt und eine separate Parameterbestimmung vorgenommen:

$$Y^i(X_{fit}) \;=\; a^i \,+\, b^i\, X_{fit} \,+\, c^i\, X_{fit}^2 \tag{4.2}$$

Dieses Verfahren liefert $2*63$ freie Parameter für die Drähte und Streifenelektroden. An den zwanzig Grenzen zwischen den einzelnen Bereichen sollen die Parabeln in Ort und Steigung zusammenpassen. Diese Bedingung führt zu $2*40$ Randbedingungen. Die Krümmung steht mit dem Magnetfeld B^i und dem Parameter Q/P in folgender Beziehung:

$$c^i \;=\; \text{const}\, \frac{Q}{P_0}\, B^i\, \frac{P_0}{P_0 \,-\, dE_i} \tag{4.3}$$

Hierbei ist P_0 der Impuls des Teilchens am Anfang der Spur und dE_i der Energieverlust. Somit werden weitere $2*21$ Randbedingungen sowie ein freier Parameter Q/P_0 hinzugefügt. Damit verbleiben fünf (nämlich $2\,(63-40-21)+1$) freie Parameter $u_i \;=\; (\; a_0^{streifen},\, b_0^{streifen},\, a_0^{draht},\, b_0^{draht},\, Q/P_0\;)$. Um ein lineares Gleichungssystem für diese freien Parameter zu erhalten, wird eine χ^2-Minimierung nach der folgenden Formel durchgeführt, wobei der Energieverlust zunächst vernachlässigt ist:

$$\chi^2 \;=\; \sum_{Draht} \frac{1}{\sigma_d^2}\,(Y_d(X_{fit}) \,-\, Y_{fit})^2 \,+\, \sum_{Streifen} \frac{1}{\sigma_s^2}\,(Y_s(X_{fit}) \,-\, Y_{fit})^2 \tag{4.4}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial u_i} = 0 \tag{4.5}$$

Hierbei sind σ_d, σ_s die Auflösungen der Drähte und Streifen.

Die Spuranpassung wird in Form eines iterativen Prozesses durchgeführt, um die in Q/P_0 nichtlineare Korrektur für den Energieverlust zu berücksichtigen. Im ersten Schritt ist der Energieverlust vernachlässigt, in den darauffolgenden Schritten wird der zuvor ermittelte Wert für P_0 als Startwert benutzt. Zusätzlich wird das effektive Magnetfeld B_i neu berechnet. Wenn der Wert $\frac{1}{\sigma_d}(Y - Y_{fit})$ für einen einzelnen Meßpunkt zu groß wird, kann dieser bei dem iterativen Prozeß verworfen werden.

Es ist möglich, daß das Integral $\int B\, dl$ entlang des Weges der Teilchenspur einen Wert liefert, der nahe bei Null liegt. In diesem Fall kann der Parameter Q/P für die Spur nicht ermittelt werden, da $\Delta Q/P$ mit $(\int B\, dl)^{-1}$ anwächst und so eine Gerade an die Meßpunkte angepaßt wird. Dies geschieht auch, wenn Treffer in weniger als drei Lagen vorhanden sind.

Neben den bereits erwähnten Spurparametern liefert die Spuranpassung zwei Ma-

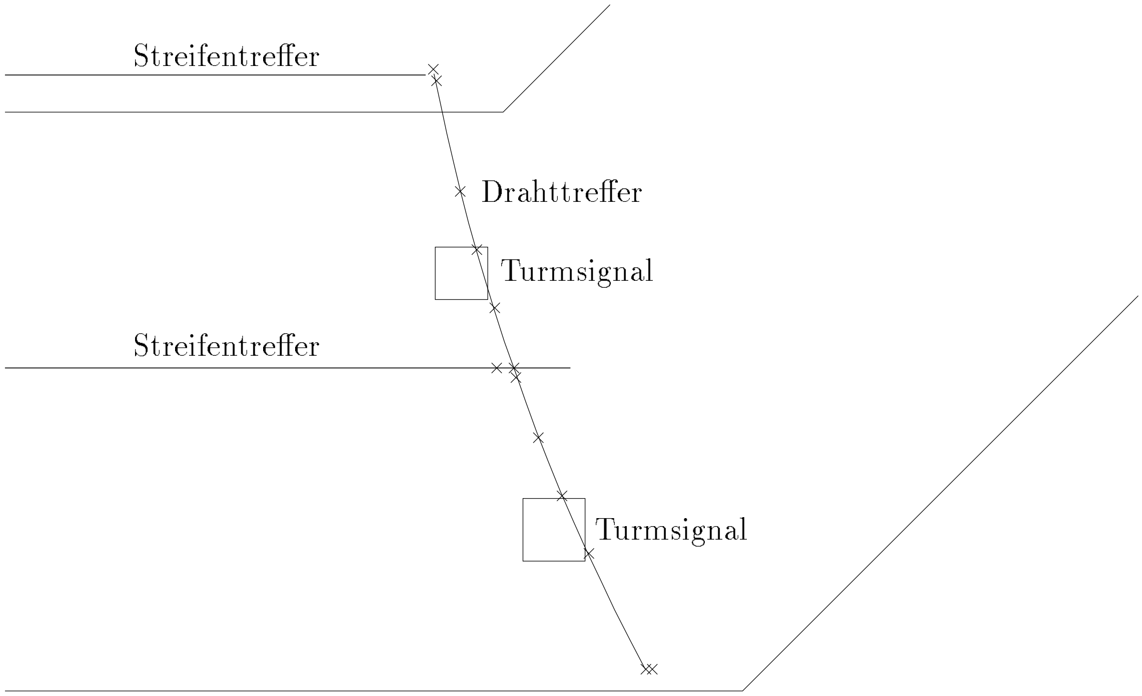

Abbildung 4.9: *Beispiel einer angepaßten Spur im Barrelbereich.*

trizen. Die erste, V_{sig}, berücksichtigt die Fehler der Messung, die für den χ^2-Ansatz benutzt worden sind. Die zweite, V_{ms}, berücksichtigt die Vielfachstreuung, welche proportional zu der mittleren Streuung Θ_0 innerhalb einer Eisenplatte der Dicke D ist. Die Kovarianzmatrix der Fehler ist dann die gewichtete Summe:

$$V = V_{sig} + \Theta_0^2 V_{ms} \tag{4.6}$$

$$\Theta_0 = \frac{13.6\, MeV/c}{p\,\beta} Z \sqrt{\frac{D}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \frac{D}{X_0} \right) \tag{4.7}$$

Hierbei ist p der Teilchenimpuls (in MeV/c), β die Geschwindigkeit (in Einheiten von c) und Z die Kernladungszahl. Zur Berechnung der Fehler wird vereinfachend angenommen, daß die Verteilung der Abweichungen zwischen Teilchendurchgang und Draht- bzw. Streifenkoordinate normalverteilt ist, während es sich tatsächlich um eine Gleichverteilung handelt. Außerdem sind die Abweichungen aufgrund der Vielfachstreuung korreliert.

In Abbildung 4.9 ist ein Beispiel für die Spuranpassung im Barrelbereich zu sehen. Die Signale sind Teil eines Ereignisses, das aus dem 1993 selektierten Datensatz stammt (siehe Kapitel 5). Man erkennt ein Teil des Oktanten, der den Barrel bildet. Das Teilchen entstand am e-p-Wechselwirkungspunkt, der oberhalb des im Bild zu sehenden Bereiches liegt, und durchquert das Eisen. Die Kreuze stellen die Koordinaten der Drahtsignale dar, die beiden Linien am oberen Bereich und in der Mitte der Spur zeigen die Signale der Streifenelektroden an. Die beiden Quadrate stehen für die aufsummierten Ladungen der Analogauslese, ihre Fläche ist proportional zur gemessenen Teilchenenergie. Die angepaßte Spur ist von der obersten Drahtkoordinate ausgehend dargestellt. In der mittleren Lage mit Streifensignal ist der Abstand der einen Drahtkoordinate zur Spur zu groß, sie wurde bei der Spuranpassung nicht berücksichtigt. In der untersten angesprochenen Drahtlage erkennt man einen Doppeltreffer.

Die Genauigkeit des Parameters Q/P liegt im Barrelbereich bei $\sim$ 30 % und kann sich in den Endkappen auf einige 100 % verschlechtern. Der Grund hierfür ist, daß in den Endkappen das Magnetfeld kleiner und inhomogener als im Barrelbereich ist.

4.5 Die Spurverbindung zwischen Myondetektor und Zentralbereich

In diesem Abschnitt wird kurz die Spurverbindung beschrieben. Eine genauere Erläuterung findet man in Referenz [SIK93].

Das Verfahren der Spurverbindung (Programm KMTREC [ROS91]) dient dazu, Spuren aus dem vorderen und zentralen Spurkammersystem (siehe dazu Kapitel 3) mit Spuren aus dem zentralen und vorderen Myondetektor miteinander zu verbinden und eine gemeinsame Parametrisierung zu finden. Dazu werden zunächst geeignete Spuren in den zentralen und vorderen Spurkammern selektiert, bis zum Eisen bzw. vorderen Myontoroiden extrapoliert und anschließend die χ^2-Wahrscheinlichkeit dazu berechnet, daß die Spuren zueinander passen.

Um als Kandidat für eine Extrapolation in Betracht gezogen zu werden, muß eine Spur im Spurkammersystem die folgenden drei Bedingungen erfüllen:

- Die Spurkrümmung darf nur so groß sein, daß das Teilchen aus geometrischen Gründen das Myonsystem erreichen kann.

  $$|\,\kappa\,| < \frac{0.003\,cm^{-1}}{\sin\theta_z}$$

  Hierbei ist κ die in der Spurkammer rekonstruierte Krümmung und θ_z der rekonstruierte Polarwinkel der Flugrichtung des Teilchens in der Spurkammer.

- Die Differenz der Polarwinkel der Flugrichtung im Myondetektor und im Eisen darf einen Maximalwert nicht überschreiten.

  $$|\,\theta_z \;-\; \theta_m\,| < \;0.2\,rad$$

  Der Index m bezeichnet den Polarwinkel im Myonsystem.

- Die Differenz der Azimutwinkel muß in einem bestimmten Bereich liegen. Dieser Bereich ist asymmetrisch, da berücksichtigt wird, daß geladene Teilchen unter dem Einfluß des Magnetfeldes eine gekrümmte Bahn durchlaufen.

  $$\begin{array}{l} -\frac{\pi}{2} \;<\; (\;\phi_m \;-\; \phi_z\;) \;<\; 0.2\,rad \quad (\kappa \;<\; 0) \\ -\frac{\pi}{2} \;<\; (\;\phi_z \;-\; \phi_m\;) \;<\; 0.2\,rad \quad (\kappa \;>\; 0) \end{array}$$

Im folgenden werden Teilchen, deren Spuren im Zentralbereich alle drei Kriterien erfüllen, bis zum Eisen bzw. vorderen Myonsystem extrapoliert. Hierbei wird angenommen, daß es sich bei dem Teilchen um ein Myon handelt, und somit nur Energieverlust durch Ionisation und die Vielfachstreuung berücksichtigt. Als Eingabeparameter für die Extrapolation werden die in der Spurkammer rekonstruierten Werte verwendet. Der Detektor wird in Volumina unterteilt, für die charakteristische Parameter bezüglich Energieverlust und Vielfachstreuung in einer Datenbank gespeichert worden sind. Die Extrapolation erfolgt in mehren Schritten mit variabler Länge. Bei jedem Schritt wird ein Fehler für die Ortskoordinaten, Winkel und

Impulse bestimmt.

Nachdem eine Spur zu dem Myondetektor extrapoliert worden ist, erfolgt die Berechnung von χ^2 nach folgender Gleichung:

$$\chi^2 = (\vec{X}_E - \vec{X}_M)^T V^{-1} (\vec{X}_E - \vec{X}_M) \tag{4.8}$$

Hierbei stehen $\vec{X}_{E,M}$ für die Parameter der extrapolierten Spur bzw. der rekonstruierten Parameter im Myondetektor. Die Matrix V ist die Summe $V = V_E + V_M$ aus den Kovarianzmatrizen der Extrapolation und der Spurrekonstruktion im Eisen. Für den Vektor $\vec{X}_M$ werden für die einzelnen Bereiche des instrumentierten Eisens unterschiedliche Parameter benutzt. Zur Zeit werden im Barrelbereich und in der vorderen Endkappe die Ortskoordinaten des ersten Punktes und die Winkel der Flugrichtung des Teilchens verwendet. In der hinteren Endkappe werden nur die Ortskoordinaten benutzt.

Für eine χ^2-Verteilung kann mit Hilfe der Dichtefunktion $\mathcal{F}(\chi^2, N)$ (N = Zahl der Freiheitsgrade) eine Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ berechnet werden [FRO78].

$$\mathcal{F}(\chi^2, N) = \frac{1}{2^{(N/2)}\,\Gamma(N/2)} (\chi^2)^{N/2-1} e^{-(\chi^2)/2} \tag{4.9}$$

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \mathcal{F}(Z, N)\, dZ \tag{4.10}$$

Dies ist die Wahrscheinlichkeit, beim nächsten Ereignis ein größeres χ^2 zu erhalten. Man erwartet für die χ^2-Wahrscheinlichkeit eine Gleichverteilung im Intervall von 0 bis 1 und somit einen Mittelwert von $\bar{x} = 0.5$ und ein $\sigma = 1/\sqrt{12}$. Spuren in der Spurkammer und dem Myonsystem werden dann verbunden, wenn die χ^2-Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ größer ist als 0.01.

Für die Datennahmeperiode des Jahres 1993 läßt sich zusammenfassen, daß die Myonrekonstruktion und Spurverbindung im Barrelbereich des instrumentierten Eisens zufriedenstellende Ergebnisse liefert. In den vorderen Endkappen befinden sich aufgrund von protoninduziertem Untergrund zufällig verteilte Drahttreffer, die häufig fälschlich als Spurpunktkandidaten eingestuft werden und somit eine gute Datenselektion verhindern. In der hinteren Endkappe wird die Spurverbindung dadurch erschwert, daß der rückwärtige Bereich durch das zentrale Spurkammersystem ungenügend abgedeckt wird.

Kapitel 5

Die Datenselektion

Während der HERA-Betriebsperiode des Jahres 1993 wurde bei H1 eine Datenmenge genommen, die einer integrierten Luminosität von $\int_{1993} \mathcal{L}\,dt \approx 500\,nb^{-1}$ entspricht. Die Ereignisrate nach dem Trigger der ersten Stufe betrug $\approx 20\,Hz$ und wurde vom L4-Trigger (siehe Kapitel 3) soweit reduziert, daß etwa 4×10^6 Ereignisse auf Band (POT, vergleiche Abschnitt 3.3) geschrieben worden sind. Diese Ereignisse wurden durch Einteilung in physikalische Klassen weiter reduziert. Eine dieser Klassen basiert auf der in diesem Kapitel erläuterte Selektion von Ereignissen mit mindestens einem Myon.

Außerdem wurde angestrebt, bei nur geringer Reduktion des Signals Ereignisse zu selektieren, die nur von drei unterschiedlichen L1-Algorithmen getriggert worden sind, da von jedem einzelnen Trigger getrennt die Akzeptanz bestimmt werden muß. Diese Trigger werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Es folgt eine kurze Beschreibung der für den L4-Trigger verwendeten Algorithmen. Daran schließt sich die Beschreibung der Ereignisklassifikation an. Zuletzt wird die Bestimmung der Akzeptanz von Trigger und Selektion beschrieben, die ebenso wie die genaue Kenntnis der integrierten Luminosität, die der Datenmenge entspricht, für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts notwendig ist.

5.1 Der L1-Trigger für Myonkandidaten

Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, wird die L1-Trigger-Entscheidung aus der Veroderung von verschiedenen Subtriggern gebildet. Diese werden wiederum aus verschiedenen Triggerelementen kombiniert, die im wesentlichen aus einem Subdetektorsystem stammen. In diesem Abschnitt werden kurz die für die Ereignisselektion relevanten Triggerelemente und Subtrigger beschrieben.

5.1.1 t0-Signal

Die von H1 genommenen Daten werden in einem *Pipeline-System* zwischengespeichert, um eine totzeitfreie Datennahme zu gewährleisten (siehe Abschnitt 3.3). Die eindeutige Zuordnung zwischen dem Triggersignal und derjenigen Zeitscheibe, in der das zugehörige Ereignis gespeichert ist, erfordert ein t0-Signal, welches von den meisten Subdetektoren geliefert werden kann. Es entspricht dem Zeitpunkt, zu dem das früheste Signal des Ereignisses auftritt. Für die selektierten Subtrigger wurden die t0-Signale der zentralen und vorderen Proportionalkammern oder des BEMC verlangt.

5.1.2 TOF-Trigger

Der Flugzeitzähler (*TOF*) wird zur Unterscheidung von e-p-Kollisionen und Untergrundreaktionen verwendet. Dazu wird die Tatsache ausgenutzt, daß die Teilchenfragmente, die aus Untergrundprozessen stammen, welche vor dem Wechselwirkungspunkt stattfinden, den Flugzeitzähler früher passieren als Teilchen aus e-p-Kollisionen. Diese Zeitdifferenz beträgt etwa $13\,ns$. In der Zeitverteilung werden nun zu Triggerzwecken zwei Zeitfenster gesetzt, die den Zeiträumen der Untergrundreaktionen und der e-p-Wechselwirkungen angepaßt sind. Sie bilden jeweils ein Triggerelement. Das Element für das Untergrundzeitfenster wird als *TOF_BG*, das des Wechselwirkungszeitfensters als *TOF_IA* bezeichnet. Element *!TOF_BG* (! bedeutet logische Negation) ist in allen für die Selektion verwendeten Subtriggern enthalten.

5.1.3 z-Vertex-Trigger

Der *z-Vertex-Trigger* wird aus den Signalen der zentralen Proportionalkammern (CIP, COP) und der Proportionalkammer des ersten Supermodules in Vorwärtsrichtung gebildet. Entlang der Strahlachse ist eine Unterteilung in 60 Signale und in der r-ϕ-Ebene in 16 Segmente möglich. Diese 16 Segmente werden getrennt betrachtet. Innerhalb eines dieser Segmente werden alle Kombinationen der Signale der drei Proportionalkammern gebildet und zu einer Spurrichtung zusammengefaßt. Die durch die Verlängerung dieser Spursegmente gewonnenen Schnittpunkte mit der z-Achse werden in ein Histogramm eingetragen, das in 16 Bins unterteilt ist und in z-Richtung einen Bereich von jeweils $44\,cm$ vor und hinter dem e-p-Wechselwirkungspunkt abdeckt. Die Histogramme der 16 r-ϕ-Segmente werden zu einem *z-Vertex-Histogramm* addiert. Spursegmente, die von einem von dem Wechselwirkungspunkt stammenden Ereignis herrühren, bilden in diesem Histogram ein Maximum an der z-Koordinate der Wechselwirkung.

Die wichtigsten aus dem z-Vertex-Histogramm gebildeten Triggerelemente sind das Element *z-Vertex_t0* (mindestens ein Eintrag im Histogramm), das Element *z-Ver-*

tex_small (höchstens fünf Einträge in einem Maximum und drei Einträge außerhalb), welches Ereignisse mit niedriger Spurmultiplizität identifiziert, und ein Triggerelement, in dem ein Maximum in dem z-Vertex-Histogramm durch folgenden Algorithmus identifiziert wird:

$$\sigma = \frac{n_{peak} - \frac{n_{back}}{15}}{\sqrt{n_{peak}}}, \tag{5.1}$$

wobei n_{peak} die Anzahl der Einträge im Peak und n_{back} die Summe der Einträge im restlichen Histogramm ist. Die Bedingung $\sigma > 1.5$ definiert das Triggerelement *z-Vertex_sig_1*. Dieses Triggerelement dient dazu, Ereignisse mit hoher Multiplizität zu triggern. Die logische Veroderung von *z-Vertex_small* und *z-Vertex_sig_1* bildet das Triggerelement *z-Vertex_mu*.

Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise des z-Vertex-Triggers ist in Referenz [EIB92] zu finden.

Ein weiteres für die Triggerselektion benutztes Triggerelement wird aus der logischen Veroderung des t0-Signals der zentralen und der vorderen Proportionalkammern gebildet. Es wird *ray_t0* genannt. Spuren, die von Untergrundwechselwirkungen aus Bereichen hinter dem Detektor ($-\,z$ - Richtung) stammen, durchqueren überwiegend den hinteren Bereich der CIP. Um diese Ereignisse zu verwerfen existiert ein Triggerelement, das ein Signal gibt, wenn keine Spuren aus diesen Bereichen stammen (*!CIP_bwd*). Schließlich existiert ein weiteres Triggerelement, um Untergrundereignisse mit hoher Spurmultiplizität zu verwerfen. Das Element *!zVtx_max* zeigt an, daß im z-Vertex-Histogramm weniger als 15 Einträge sind.

5.1.4 Driftkammer-Trigger

Der Driftkammer-Trigger wird aus den Signalen des zentralen Spurkammersystemes (CJC) gebildet. Da die Driftzellen der CJC geneigt sind, durchquert ein Teilchen mit einem Impuls $p > 100\,MeV$ mindestens eine Signaldrahtebene, so daß ein t0-Signal geliefert werden kann. Das dazugehörige Triggerelement wird als *DC_RPhi_t0* bezeichnet.

Die hauptsächliche Leistung des Driftkammer-Triggers besteht darin, Spuren von geladenen Teilchen mit einem Impuls $p \geq 450\,MeV$ zu identifizieren. Das Prinzip basiert auf einem Vergleich der gemessenen Signale mit Bitmasken und soll hier nicht näher vorgestellt werden. Eine genaue Beschreibung des Driftkammer-Triggers ist in Referenz [WOL92] zu finden. Da der Trigger Signale der CJC benutzt, können lediglich Spuren in der r-ϕ-Ebene identifiziert werden. Im folgenden wird das Triggerelement *DC_RPhi_thr_a* benutzt. Hierbei wird verlangt, daß mindestens eine Spur mit $p \geq 450\,MeV$ in der Driftkammer erkannt worden ist.

5.1.5 Zentraler Myontrigger

In jedem der 64 Module des instrumentierten Eisens (vergleiche Abschnitt 4.1) können fünf der 16 Lagen Streamerrohrkammern Triggersignale liefern. Von innen nach außen handelt sich es um die Lagen 3, 4, 5, 8 und 12. Aus den digitalisierten Signalen dieser Ebenen können Koinzidenzen gebildet werden. Für jeden der vier Subdetektoren des Eisens stehen zwei Triggerelemente zur Verfügung, eines für das Signal eines Myons, das zweite für das Signal von mehr als einem Myon. Die Myonen der Ereignisse, die selektiert werden sollen, werden aufgrund der Schnitte im Polarwinkel im Barrelbereich des instrumentierten Eisens erwartet, die zwei Triggerelemente des Barrels heißen *Mu_Bar* und *Mu_2_Bar*. Für jedes dieser beiden Elemente wird verlangt, daß ein oder mehrere Myonen in mindestens drei der fünf Ebenen eines Barrelmodules ein Signal ausgelöst hat.

Die logische Veroderung dieser beiden Triggerelemente ergibt das Element *Mu_Barrel_GE1*, welches ein Signal liefert, wenn mindestens ein Myon den Barrelbereich des zentralen Myondetektor durchquert hat.

Eine genaue Beschreibung des zentralen Myontriggers findet man in Referenz [TUT91].

5.1.6 Trigger des Elektrondetektors

Um Ereignisse der Photoproduktion zu identifizieren, steht der Trigger des Elektrondetektors (siehe Abschnitt 3.2.5) zur Verfügung. Er soll Elektronen nachweisen, die den H1-Detektor unter einem sehr kleinen Winkel verlassen. Diese benötigen zum Auslösen des Triggers eine Energie von mindestens $4\,GeV$. Ferner muß die Inelastizität y zwischen $0.2 \leq y \leq 0.8$ liegen. Ist diese Bedingung erfüllt, so gibt das Triggerelement *eTAG* ein Signal.

5.1.7 BEMC-Trigger

Auch der BEMC-Trigger dient zum Identifizieren des gestreuten Elektrons. Dieses muß unter einem Winkel von mindestens $\vartheta_e \geq 151°$ gestreut werden, so daß vor allem Ereignisse der tiefinelastischen Streuung getriggert werden. Hierbei existieren mehrere Triggerelemente, die eine unterschiedlich hohe Mindestenergie des Elektrons im BEMC (vergleiche Abschnitt 3.2.3) fordern. Im folgenden wird das Triggerelement *BSET_CL2* verwendet, das eine minimale Elektronenergie von $8\,GeV$ im BEMC verlangt.

5.1.8 Selektierte Subtrigger

Nachdem die in Abschnitt 5.4 vorgestellte Selektion durchgeführt worden ist, zeigte sich, daß die Daten zu 73 % von drei verschiedenen L1-Bedingungen getriggert worden sind. Diese drei Subtrigger sind die folgenden (das Zeichen „&“ bedeutet, daß die Triggerelemente in Koinzidenz ansprechen müssen):

- **Subtrigger 0**: *BSET_CL2* & *!TOF_BG*
- **Subtrigger 19**: *Mu_Barrel_GE1* & *z-Vertex_mu* & *!z-Vtx_max* & *!CIP_bwd* & *ray_t0* & *DC_RPhi_thr_a* & *!TOF_BG*
- **Subtrigger 83**: *eTAG* & *DC_RPhi_thr_a* & *z-Vertex_t0* & *!TOF_BG*

Da für jeden Subtrigger die Akzeptanz getrennt bestimmt werden muß, wurde der Datensatz auf Ereignisse reduziert, die von mindestens einem dieser drei Bedingungen getriggert worden sind.

5.2 Die Akzeptanz des L1-Triggers

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie die Akzeptanz der drei Subtrigger **0**, **19** und **83** bestimmt worden ist. Dazu wurden die 621 Ereignisse verwendet, die nach der im Abschnitt 5.4 beschriebenen Selektion verbleiben. Es handelt sich um diejenigen, von denen anschließend die Ereignisse selektiert worden sind, die von einem der drei Subtrigger akzeptiert worden sind.

Um die Triggerakzeptanz zu bestimmen, wurde die Datennahmeperiode des Jahres 1993 zunächst in fünf Zeiträume unterteilt. Dies war notwendig, da sich innerhalb des Jahres die Parameter und Funktionsfähigkeit der einzelnen Triggerelemente mehrfach änderten. Die Unterteilung in fünf war unter Berücksichtigung der Stabilität aller Triggerelemente innerhalb eines Zeitraumes die kleinstmögliche.

Die Berechnung der Triggerakzeptanz erfolgt nun in zwei Schritten. Zunächst wird die Akzeptanz für alle in den Subtriggern **S0, S19** und **S83** enthaltenen Triggerelemente getrennt berechnet. Das Triggerelement *!TOF_BG* ist in allen drei Subtriggern enthalten, seine Akzeptanz wird zu 100 % angesetzt. Das Triggerelement, dessen Akzeptanz bestimmt werden soll, wird im folgenden mit $\mathcal{T}_x$ bezeichnet. Die Zahl aller Ereignisse, die von einem das Triggerelement $\mathcal{T}_x$ enthaltenden Subtrigger **Si** akzeptiert worden sind und zusätzlich noch von einem weiteren Subtrigger **Sj** ($\mathbf{i \neq j}$), der das Triggerelement $\mathcal{T}_x$ nicht enthält, wird als $N_{trigger}$ bezeichnet. Die Zahl aller Ereignisse, die von Subtrigger **Sj** getriggert worden sind, wird als N_{total} bezeichnet. **Sj** kann auch ein anderer Subtrigger als **S0, S19** und **S83** sein. Die Akzeptanz eines Triggerelementes $\mathcal{T}_x$ ergibt sich dann folgendermaßen:

$$\varepsilon(\mathcal{T}_x) = \frac{N_{trigger}}{N_{total}} . \tag{5.2}$$

Das Verfahren wird für alle N in den drei Subtriggern enthaltenen Triggerelemente $\mathcal{T}_1 \ldots \mathcal{T}_N$ sukzessive durchgeführt.

Die Akzeptanz der drei Subtrigger wird unter Berücksichtigung der Koinzidenzen der einzelnen Triggerelemente aus deren Akzeptanzen berechnet. In Abbildung 5.1(a) ist der Energiefluß für die Ereignisse, die durch die Subtrigger **S0, S19** bzw. **S83** akzeptiert worden sind, dargestellt. Für die Ereignisse mit einem Elektron im BEMC ist der Energiefluß für große Polarwinkel höher, da sich hier der Akzeptanzbereich vom BEMC befindet und die Energie des gestreuten Elektrons bei den anderen beiden Ereignisklassen im H1-Detektor nicht nachgewiesen wird. Abbildung 5.1(b) zeigt die Multiplizität von Spuren aus dem zentralen Spurkammersystem mit Impuls $P \geq 200\,MeV$. Die Teilchenmultiplizität stimmt für Ereignisse mit mehr als zehn Spuren in etwa überein. Aus den beiden Verteilungen kann geschlossen werden, daß die Ereignistoplogie für die drei Triggerklassen so ähnlich ist, daß das oben beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Triggerakzeptanzen für die selektierten Ereignisse angewendet werden kann.

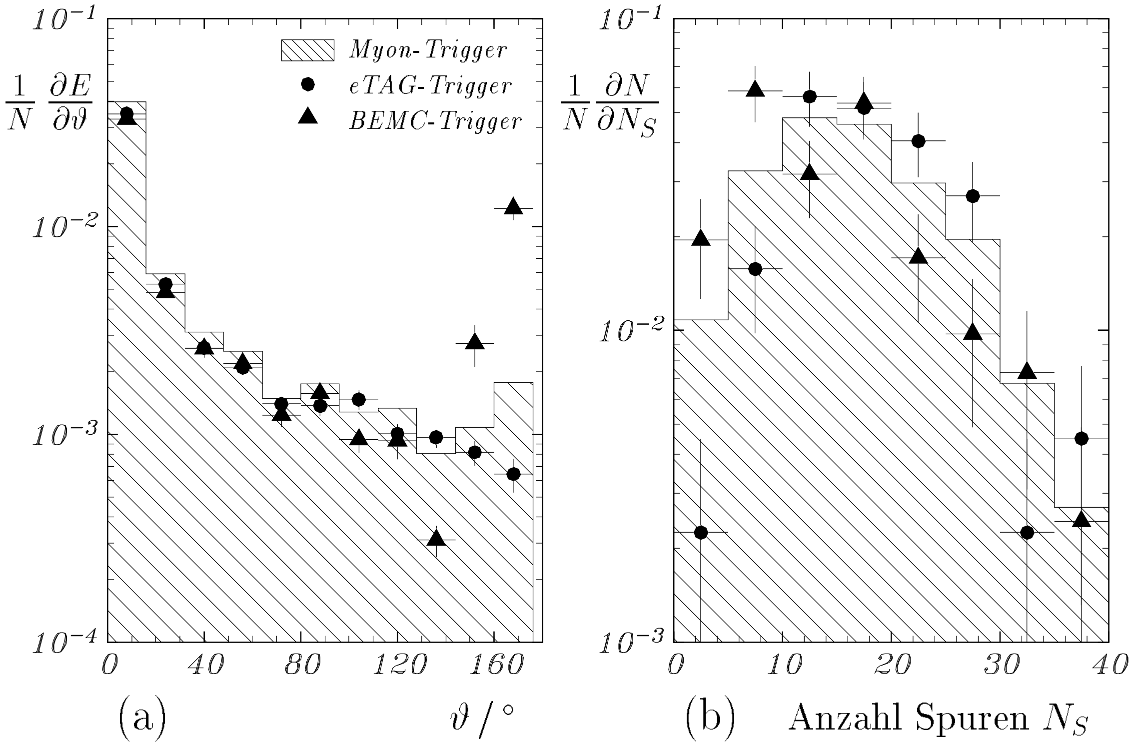

Abbildung 5.1: *Energiefluß (a) und Spurmultiplizität (b), aufgetragen gegen den Polarwinkel ϑ für die drei selektierten L1-Triggerbedingungen.*

Die Ergebnisse der Akzeptanzbestimmungen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die totale Akzeptanz wurde durch Gewichtung der Zeiträume mit der jeweiligen integrierten Luminosität ermittelt.

Die gleiche Methode zur Bestimmung der Triggerakzeptanz wurde auf Monte-Carlo-

Datennummern des Zeitraumes	$\int \mathcal{L}\, dt$ $[nb^{-1}]$	Subtriggerakzeptanz ε [%]			logisches Oder
		0	**19**	**83**	
50000 — 57235	25.4	11.1 ± 7.6	17.9 ± 7.2	3.7 ± 3.7	29.4 ± 9.1
57236 — 62574	70.5	10.5 ± 3.8	24.0 ± 4.8	10.0 ± 3.3	38.6 ± 5.2
62575 — 64476	122.2	7.8 ± 1.9	38.2 ± 3.5	10.9 ± 2.1	48.5 ± 3.3
64477 — 64610	8.0	0	21.9 ± 12.4	25.0 ± 16.5	25.8 ± 13.7
64611 — 66609	160.6	9.2 ± 1.8	39.9 ± 3.3	11.5 ± 1.9	50.7 ± 3.1
50000 — 66609	386.7	8.9 ± 1.3	34.7 ± 2.1	10.8 ± 1.3	45.9 ± 2.0

Tabelle 5.1: *Triggerakzeptanzen für die selektierten Daten.*

Myonen aus von	Subtriggerakzeptanz ε [%]			logisches Oder
	0	**19**	**83**	
$c\bar{c}$	5.7 ± 4.1	59.7 ± 3.8	18.2 ± 3.5	65.4 ± 4.0
$b\bar{b}$	4.9 ± 3.1	71.3 ± 2.6	20.7 ± 2.7	77.3 ± 2.6
Pionen und Kaonen	1.8 ± 9.4	60.5 ± 5.5	36.9 ± 5.8	71.9 ± 7.5

Tabelle 5.2: *Aus Monte-Carlo-Ereignissen ermittelte Triggerakzeptanzen.*

Ereignisse angewendet. Hierbei zeigt sich, daß die Akzeptanz des Subtriggers **S0** geringer, die Akzeptanz der drei veroderten Subtrigger höher als bei den selektierten Daten ist. Die einzelnen Werte befinden sich in Tabelle 5.2 für Myonen aus dem Zerfall von c- und b-Quarks und aus Hadronen, die aus leichten Quarks bestehen. Die Zahlen sind mit denjenigen zu vergleichen, die für die Datennummern 64611 — 66609 ermittelt worden sind, da das aktuelle Detektorverhalten dieses Zeitraumes simuliert worden ist. Die zu niedrige Zahl für die Akzeptanz des BEMC-Triggers ist möglicherweise dadurch zu erklären, daß bei den Daten der Trigger häufiger durch hadronischen Untergrund im BEMC ausgelöst wird, als bei Monte-Carlo-Ereignissen. Die zu hohen Zahlen erklären sich dadurch, daß in der Triggersimulation die Akzeptanzen der einzelnen Subdetektoren, die die Triggersignale liefern, überschätzt wird. Die Standardabweichung des Mittelwertes aus Datenakzeptanz und den Monte-Carlo-Berechnungen trägt zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts für die Produktion schwerer Quarks (Abschnitt 7.2) bei. Es ergibt sich ein Fehler von 20 %.

5.3 Der L4-Trigger für Myonkandidaten

In diesem Abschnitt wird der Teil des L4-Triggers beschrieben, der für die selektierten Daten relevant ist. Der L4-Trigger ist durch ein System von Prozessoren realisiert, auf dem eine vereinfachte Rekonstruktion der Daten durchgeführt wird. In Abhängigkeit der L1-Triggerbedingung wird anhand von bestimmten Rekonstruktionsergebnissen entschieden, ob das Ereignis verworfen oder akzeptiert wird. Somit muß die Akzeptanz des L4-Triggers für die drei L1-Triggerbedingungen, die Teil der Ereignisselektion waren, getrennt betrachtet werden.

Der Algorithmus für die Ereignisse, die mit dem zentralen Myonsystem getriggert wurden (Subtrigger **19**), basiert auf der Rekonstruktion von Spuren in dem zentralen Spurkammersystem (CJC) und dem instrumentierten Eisen. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- Das Ereignis wird nicht als kosmisches Myon identifiziert. Da die Signatur eines durch die Spurkammer fliegenden kosmischen Myons wie ein Spurpaar mit einer Azimutalwinkeldifferenz von 180° und einer Polarwinkelsumme von 180° aussieht, werden zur Identifikation Paare von CJC-Spuren gemeinsam angepaßt und auf diese Akollinearität hin untersucht.

- Das Ereignis hat mindestens eine rekonstruierte Spur im Barrelbereich des instrumentierten Eisens.

- Mindestens eine Spur in der zentralen Spurkammer mit einem Impuls $p \geq 900\,MeV$ existiert, und die Polar- und Azimutalwinkeldifferenz zu der Spur im Myonsystem beträgt höchstens $0.5\,rad$.

Die nächsten Bedingungen benutzen den Spurparameter *DCA* (**D***istance of* **C***losest* **A***pproach*) einer Spur. Das *DCA* ist in der x-y-Ebene der Abstand des Wechselwirkungspunktes von dem Punkt einer Spur, der dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt. Dabei wird die Spur gegebenenfalls bis zu diesem Punkt verlängert. Ferner sind die Parameter z_0 und R_{begin} einzuführen: z_0 ist der Schnittpunkt der Verlängerung einer in die r-z-Ebene projizierte Spur mit der z-Achse, R_{begin} der Abstand des ersten Punktes einer Spur vom Wechselwirkunkspunkt in der r-ϕ-Ebene.

- Der Parameter *DCA* der Spur im Barrelbereich des instrumentierten Eisens ist kleiner als $210\,cm$.

- Es gibt mindestens eine CJC-Spur, die die folgenden Kriterien erfüllt: $|DCA\,| \leq 2\,cm$, $|z_0| \leq 50\,cm$ und $R_{begin} \leq 30\,cm$. Ferner muß die Länge der Spur mindestens $15\,cm$ betragen. Eine solche Spur gilt als qualitativ gute Spur.

Die anderen beiden zur Selektion benutzten L1-Bedingungen dienten zur Identifikation des gestreuten Elektrons. Die so getriggerten Ereignisse können als weitgehend untergrundfrei angesehen werden, so daß die L4-Selektion diese Trigger lediglich verifiziert.

Untersuchungen mit Monte-Carlo-Ereignissen, die nach den in Abschnitt 5.4 vorgestellten Kriterien selektiert worden sind, haben ergeben, daß weniger als ein Prozent dieser Ereignisse durch L4 verworfen werden. Die Akzeptanz der L4-Bedingung wird daher im folgenden als 100 % angenommen.

5.4 Die Selektion von Ereignissen mit einem Myon

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Selektionskriterien vorgestellt. Die ersten sechs Selektionskriterien werden von der H1-Ereignisklassifikation (L5) beinhaltet, die festlegt, welche Ereignisse auf dem DST (siehe Abschnitt 3.3) gespeichert werden. Sie sind ein Teil der Ereignisklasse 16, die zur Selektion von Ereignissen mit schweren Quarks dient. Diese Klasse umfaßt neben der Klassifikation von Ereignissen mit Myonen noch die Klassifikation von Ereignissen mit Elektronen aus dem Zerfall schwerer Quarks und Algorithmen zur Identifikation von Ereignissen mit D^*-Mesonen. Die Myon-Klasse ist wiederum in zwei Bereiche unterteilt: Myonen im Barrelbereich und Myonen in den Endkappen. Die in diesem Kapitel vorgestellte Selektion ist nur für den Barrelbereich gültig.

Der größte Beitrag zum Untergrund sind kosmische Myonen. Diese besitzen eine klare Myonsignatur im instrumentierten Eisen und Spuren mit hohem Transversalimpuls in der zentralen Spurenkammer. Es treten auch Überlagerungen von kosmischen Myonen mit Ereignissen ohne myonische Aktivität auf. Diese Ereignisse besitzen häufig keine CJC-Spuren mit hohem Transversalimpuls. Aufgrund dessen setzen sich die Selektionskriterien neben der Anforderung an eine Myonsignatur vor allem aus Algorithmen zum Verwerfen von kosmischen Myonen zusammen. Ferner wird eine Spur mit hohem Transversalimpuls verlangt. Im einzelnen sind die folgenden Kriterien verwendet worden:

- **Kriterium 1:** Mindestens zwei Spuren in der zentralen Spurkammer.
- **Kriterium 2:** Mindestens eine CJC-Spur mit einem Transveralimpuls $P_t \geq 1.5\,GeV$.
- **Kriterium 3:** Mindestens eine „gute“ CJC-Spur mit den folgenden Parametern: $|z_0| \leq 50\,cm$, $|DCA\,| \leq 2\,cm$, $R_{begin} \leq 30\,cm$, Spurlänge $\geq 12\,cm$
- **Kriterium 4:** Mindestens 25 Drahttreffer im vorderen Spurkammersystem. Dieses Kriterium ist ein Schnitt gegen kosmische Myonen, die, wenn sie die CJC durchqueren, keine Signatur in den anderen Spurkammern hinterlassen.

- **Kriterium 5:** Schnitt gegen kosmische Myonen mit Hilfe der Akollinearität von zwei CJC-Spuren.

- **Kriterium 6:** Mindestens eine rekonstruierte Spur im Barrelbereich des instrumentierten Eisens.

Neben diesen Selektionsschnitten, die auf die Daten der POTs angewendet worden sind, sind zur endgültigen Selektion noch vier weitere Schnitte angewendet worden. Diese erfolgten nicht innerhalb der L5-Klassifikation, da die Programme in der benutzten Form zum Zeitpunkt der Entwicklung der Klassifikation noch nicht zur Verfügung standen.

- **Kriterium 7:** Schnitt gegen kosmische Myonen. In diesem Verfahren werden alle CJC-Spuren mit einer Spurkrümmung $\kappa \leq 0.015\,cm^{-1}$ und einer Spurlänge $L_s \geq 8\,cm$ benutzt, die an einen gemeinsamen Vertex angepaßt worden sind. Es werden nun alle Kombinationen aus zwei Spuren mit $\Delta\kappa \leq 0.2\,cm^{-1}$, $\Delta DCA \leq 2\,cm$ und $\Delta\phi \geq 2.9\,rad$ als Spurstücke einer einzigen Spur angesehen und gemeinsam angepaßt. Ist der Anpassungsparameter $\chi^2 \leq 100$, so ist das Spurpaar Kandidat für ein kosmisches Myon. Zusätzlich wird noch die t0-Information der Spuren ausgenutzt, um bei dieser Spuranpassung eine Korrektur auf die Flugrichtung des Kandidaten durchzuführen.

- **Kriterium 8:** Schnitt gegen kosmische Myonen. Hierbei werden kosmische Myonen mit Hilfe der Koplanarität der Spuren des zentralen Myonsystemes gefunden. Es wird die r-z-Ebene gewählt, da in dieser Ebene aufgrund des kleinen Wegintegrals des Magnetfeldes die Spuren kaum gekrümmt sind. Alle Spuren, zwischen denen der Öffnungswinkel mindestens $\Delta\phi = 90\,°$ beträgt, stammen von kosmischen Myonen, wenn die Summe der Polarwinkel bei mindestens $170\,°$ liegt.

- **Kriterium 9:** Es muß mindestens eine CJC-Spur mit der Spur im zentralen Myondetektor verbunden worden sein. Die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Spuranpassung muß größer als $1\,\%$ sein. Das Verfahren der Spurverbindung wird in Abschnitt 4.5 beschrieben.

- **Kriterium 10:** Visuelle Untersuchung der Ereignisse, die die ersten neun Kriterien erfüllt haben.

Einige dieser Selektionskriterien sind bereits in die L4-Algorithmen eingegangen. Da diese jedoch nicht für alle L1-Trigger in gleicher Weise benutzt werden, sind diese Kriterien nicht auf alle POT-Ereignisse schon angewendet worden.

In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen einiger Größen, in die geschnitten wurde, dargestellt. Die Verteilungen stammen von POT-Daten, also von Ereignissen, auf

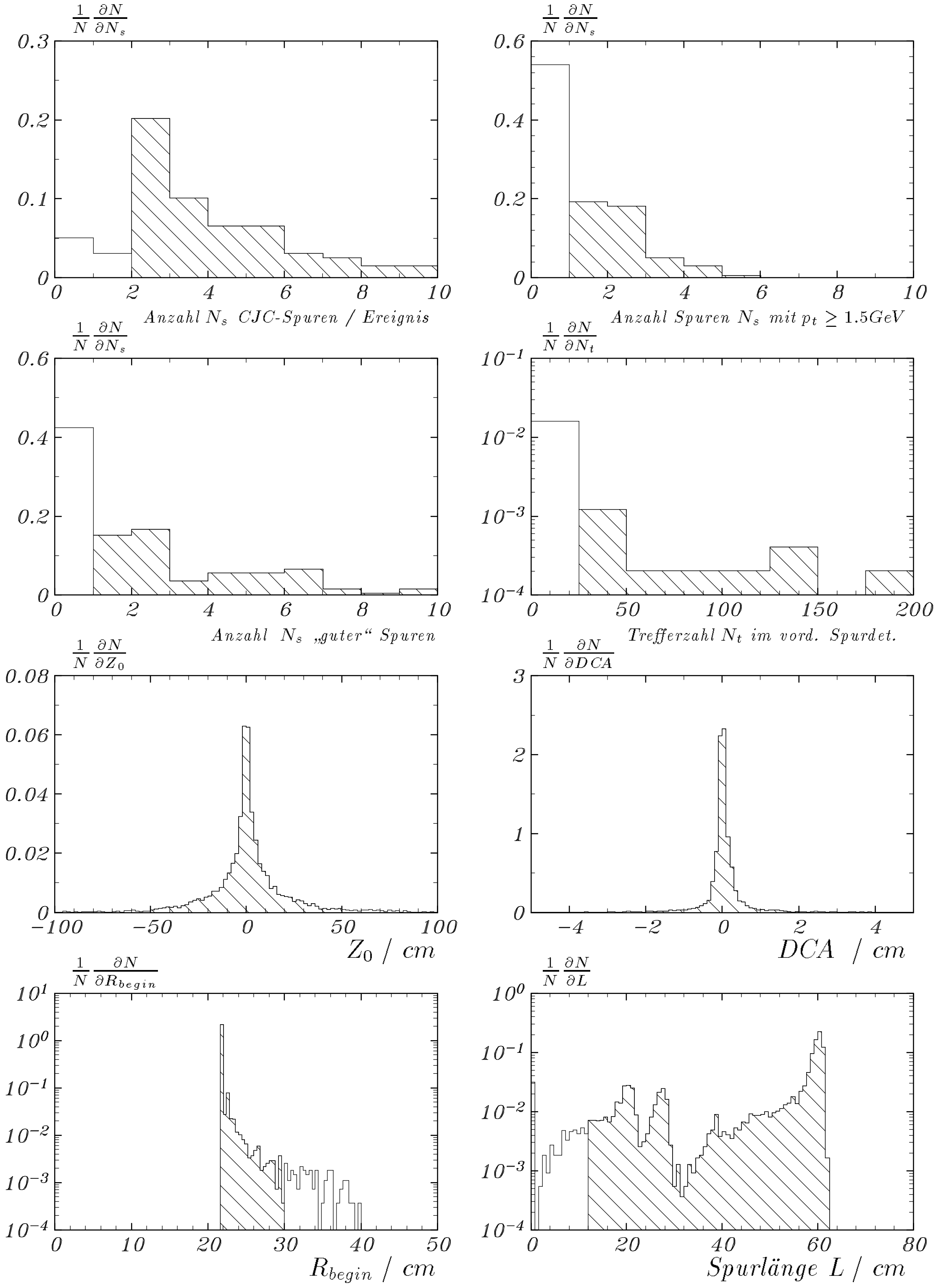

Abbildung 5.2: *Verteilungen der Größen, in die geschnitten wurde. Die Akzeptanzbereiche sind schraffiert dargestellt.*

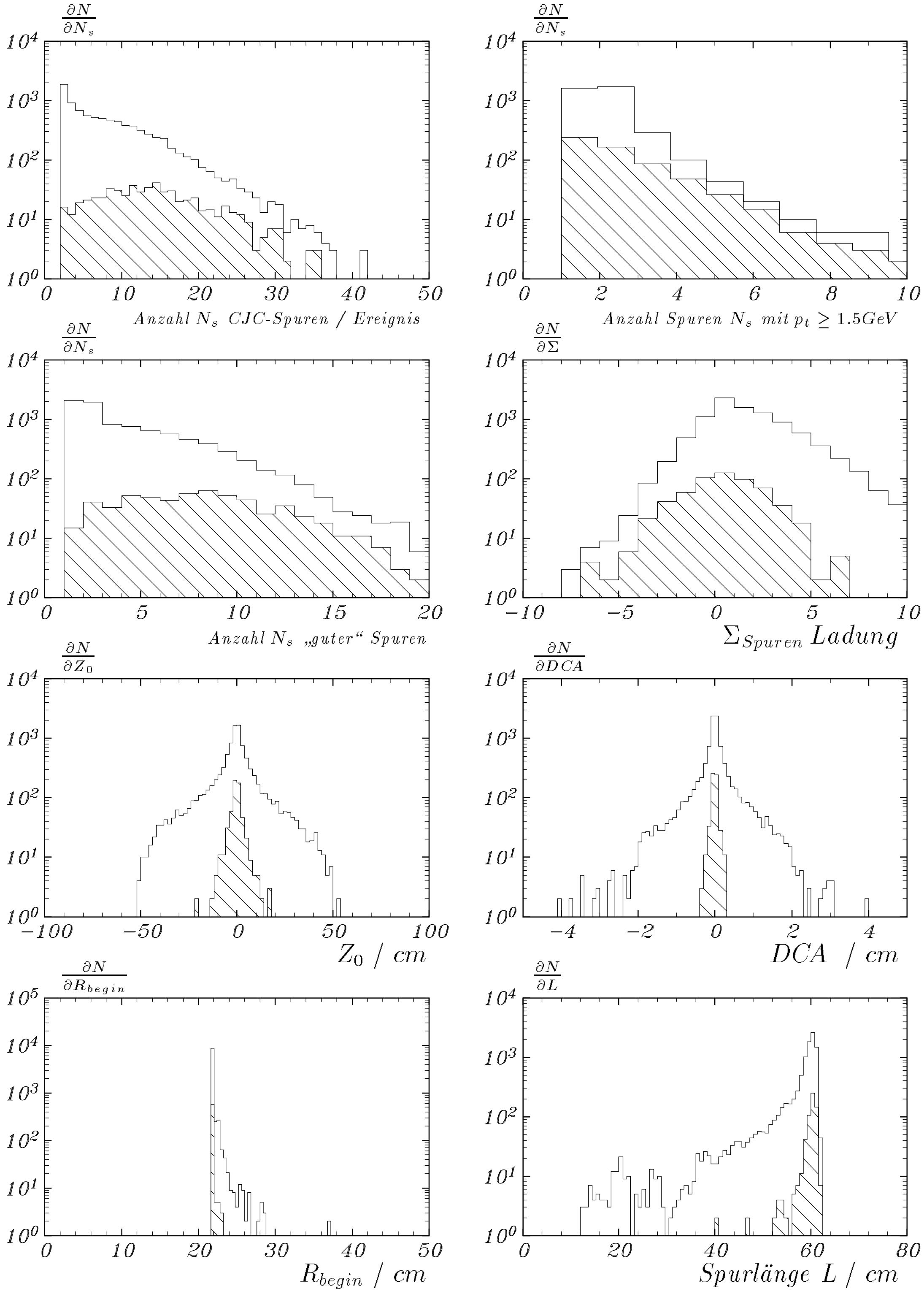

Abbildung 5.3: *Verteilungen der Größen vor und nach Anwendung der Selektionskriterien 7–10.*

welche die L5-Ereignisklassifikation angewendet wird. Man erkennt, daß die meisten Daten mehr als eine CJC-Spur besitzen und die Verteilungen der Parameter *DCA* und Z_0 am Nullpunkt maximal sind. Ferner haben eine große Anzahl an Ereignissen keine Treffer im vorderen Spurkammersystem. In den Verteilungen der Spurlänge findet sich die Struktur von CJC1 und CJC2 wieder. Ein großer Teil der Spuren beginnt erst in der CJC2.

In Abbildung 5.3 sind die Verteilungen einiger Größen vor und nach Anwendung der Selektionskriterien 7−10 dargestellt. Die Zahl der Eintragungen enspricht der absoluten Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Datensätzen. Die Parameter stellen ein Maß für die Qualität der Ereignisse dar. Man erkennt, daß sich auf dem Datensatz der endgültigen Selektion weniger Ereignisse mit geringer Spurmultiplizität (in den meisten Fällen kosmische Myonen) befinden. Die Zahl der Spuren mit hohem Transversalimpuls und „guter“ Spuren hat im Mittel zugenommen. Zusätzlich zu den Schnittparametern ist die Summe der Ladungsvorzeichen aller Teilchen in den zentralen Spurkammern dargestellt. In den DST-Ereignissen befinden sich mehr Ereignisse, bei denen mehr positiv geladenene Teilchen zu finden sind, was auf Strahl-Gas-Ereignisse hindeutet. Die Ladungssumme der endgültig selektierten

Selektions-kriterium	Reduktion [%]	Anzahl verbleibender Ereignisse	Akzeptanz [%]
POT	—	$\sim 4 \times 10^6$	—-
1	7.5	3.7×10^6	99.8 ± 0.1
2	67.5	1.3×10^6	97.2 ± 0.1
3	78.0	8.8×10^5	96.9 ± 0.1
4	80.5	7.8×10^5	96.9 ± 0.1
5	80.5	7.8×10^5	96.8 ± 0.1
6	99.7	10956	52.5 ± 1.2
7	99.8	9130	52.3 ± 1.2
8	99.8	8172	52.1 ± 1.2
9	99.98	794	46.4 ± 1.2
Visuelle Untersuchung	99.98	621	46.4 ± 1.2
nach Subtrigger **0,19,83**	99.99	456	21.3 ± 1.1

Tabelle 5.3: *Die Reduktion und Akzeptanz der Selektion.*

Ereignisse zeigt dagegen eine Gleichverteilung um den Nullpunkt. Ferner ist zu erkennen, daß die Verteilungen der Parameter DCA und z_0 um den Nullpunkt bei den endgültig selektierten Daten wesentlich schärfer sind und somit im Mittel mehr Spuren vom e-p-Wechselwirkungspunkt kommen.

In Tabelle 5.3 sind die Reduktionen der Daten und die Akzeptanzen der einzelnen Selektionskriterien dargestellt. Die Akzeptanzen der Schnitte wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt. Es handelt sich um Ereignisse mit einem $c\bar{c}$-Quarkpaar im Endzustand. Eines der beiden schweren Quarks zerfällt in ein Myon, welches den oben beschriebenen Schnitten im Polarwinkel und Transversalimpuls genügt. Die Ereignisse wurden mit dem Generatorprogramm PYTHIA 5.6 erzeugt. Die Reduktion durch die einzelnen Selektionskriterien bezieht sich auf die zugrundeliegende Zahl aller POT-Daten. Die Akzeptanzen ergeben sich, indem das betrachtete Selektionskriterium zusätzlich zu den vorhergehenden Kriterien verlangt wird.

Die Akzeptanz der visuellen Untersuchung wurde mit 100 % abgeschätzt. Für die visuelle Untersuchung wird jedoch ein systematischer Fehler ermittelt, der, zusammen mit allen anderen systematischen Fehlern, in Abschnitt 7.2 diskutiert wird.

Die Berechnung des Wertes der Triggerakzeptanz wurde in Abschnitt 5.2 hergeleitet. Die in der Tabelle angegebene Zahl ist die Triggerakzeptanz, multipliziert mit der Selektionsakzeptanz.

5.5 Die integrierte Luminosität

In diesem Abschnitt wird kurz die Bestimmung der integrierten Luminosität vorgestellt, die den selektierten Daten entspricht. Die Kenntnis der Luminosität ist zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts notwendig.

Die Datennahme bei H1 erfolgt in einzelnen Datennahmeperioden, die ein paar Sekunden bis zu wenigen Stunden dauern können. Die integrierte Luminosität ist für jeden einzelnen dieser Datennahmeperioden gemessen und gespeichert. Die verwendbare Luminosität ist jedoch niedriger, da nicht immer alle Subdetektoren an der Datennahme beteiligt sind.

Die vom H1-Detektor gemessene integrierte Luminosität $\int_{1993} \mathcal{L}\, dt$ betrug für alle selektierten Daten $525\, nb^{-1}$. Verlangt man, daß neben dem Triggersystem und der Datenauslese des Myonsystems auch diejenigen des zentralen und vorderen Spurkammersystems (aufgrund von Selektionskriterium **4**) an der Datennahme beteiligt waren, so erhält man eine integrierte Luminosität $\int_{1993} \mathcal{L}\, dt = 387\, nb^{-1}$. In Abbildung 5.4 ist die Anzahl selektierter Ereignisse gegen die integrierte Luminosität aufgetragen. Man erkennt, daß im Rahmen der statistischen Fehler die Anzahl der selektierten Ereignisse pro $10\, nb^{-1}$ innerhalb des Zeitraums der Datennahme in etwa

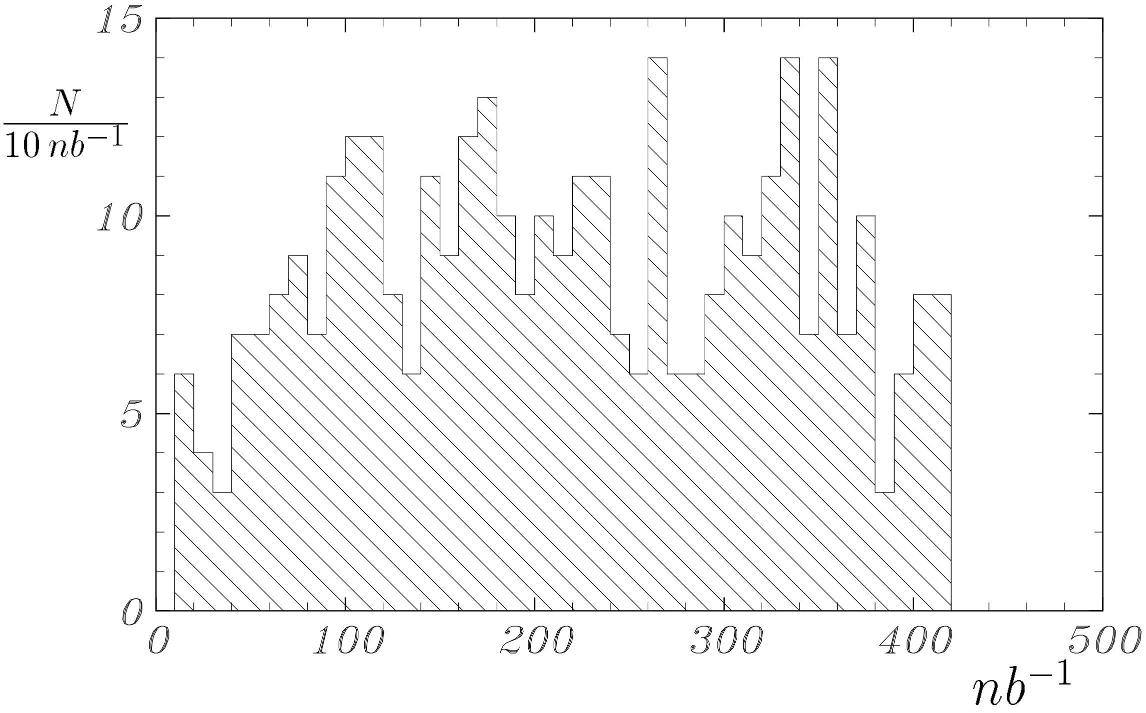

Abbildung 5.4: *Anzahl selektierter Ereignisse pro Luminositätsintervall.*

konstant war.

Kapitel 6

Die Untergrundprozesse

In diesem Kapitel werden die Untergrundprozesse vorgestellt, die zu den Ereignissen mit mindestens einem Myon beitragen. Zunächst wird der Beitrag von Ereignissen, die nicht aus e-p-Kollisionen stammen, untersucht. Dazu gehören Strahl-Gas-Ereignisse und kosmische Myonen.

Neben den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Ereignissen mit schweren Quarks, von denen eines oder beide in Myonen zerfallen können, kann ein $c\bar{c}$-Paar auch im gebundenen Zustand als J/ψ-Meson auftreten, welches in ein $\mu^+\mu^-$-Paar zerfallen kann.

Außerdem ist es möglich, daß ein Myonpaar bei Photon-Photon-Kollisionen erzeugt wird. Der größte Anteil am Untergrund ergibt sich jedoch aus dem Zerfall leichter Quarks in Myonen und Hadronen, die im zentralen Myondetektor eine Signatur zeigen und so Myonen vortäuschen können. Dieser Beitrag wird im letzten Abschnitt diskutiert.

6.1 Strahl-Gas-Ereignisse

Eine der beiden Klassen von Untergrundreaktionen, die nicht von e-p-Kollisionen stammen, ist die der Strahl-Gas-Ereignisse (Abschnitt 3.3). Hierbei wechselwirkt das einlaufende Proton nicht mit einem Elektron, sondern mit einem Teilchen aus dem sich im Strahlrohr befindenden Restgas. Ereignisse dieser Art können eine ähnliche Topologie wie e-p-Reaktionen mit kleinem Transversalimpuls haben und somit auch von dem H1-Triggersystem und der L5-Klassifikation akzeptiert werden. Man kann ihren Beitrag in einem Datensatz mit Hilfe der *pilot bunche* abschätzen (vergleiche Abschnitt 3.1). Bei einem Ereignis mit einem Proton-pilot-bunch kann es sich nur um eine Strahl-Gas-Wechselwirkung handeln.

Die 621 Ereignisse der Selektion wurden auf Anteile von pilot-bunch-Ereignissen untersucht, es wurde kein Ereignis gefunden. Da es 1993 sechs Proton-pilot-bunche und 84 kollidierende Teilchenpakete gab, gibt es in dem Datensatz mit 90 % Konfidenzlevel weniger als 5 % Strahl-Gas-Ereignisse. Der Untergrundanteil durch diese Ereignisklasse kann somit in den folgenden Rechnungen vernachlässigt werden.

6.2 Kosmische Myonen

Der H1-Detektor wird mit einer Rate von etwa $2\,kHz$ von kosmischen Myonen getroffen. Ein Teil davon durchquert das Spurkammersystem oder deponiert so viel Energie im Kalorimeter, daß die Ereignisse vom H1-Triggersystem akzeptiert werden. Ihre Signatur ähnelt der von Reaktionen, bei denen Myonpaare in Photon-Photon-Kollisisonen produziert werden, so daß kosmische Myonen auch von der Ereignisklassifikation erfaßt werden können. Um ihren Anteil zu minimieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Algorithmen zur Erkennung von kosmischen Myonen verwendet.

Um auch die kosmischen Myonen zu finden, die dennoch verbleiben, und diejenigen, die eine Überlagerung von kosmischen Myonen mit einer e-p-Wechselwirkung darstellen, wurden die selektierten Ereignisse einer visuellen Untersuchung unterzogen.

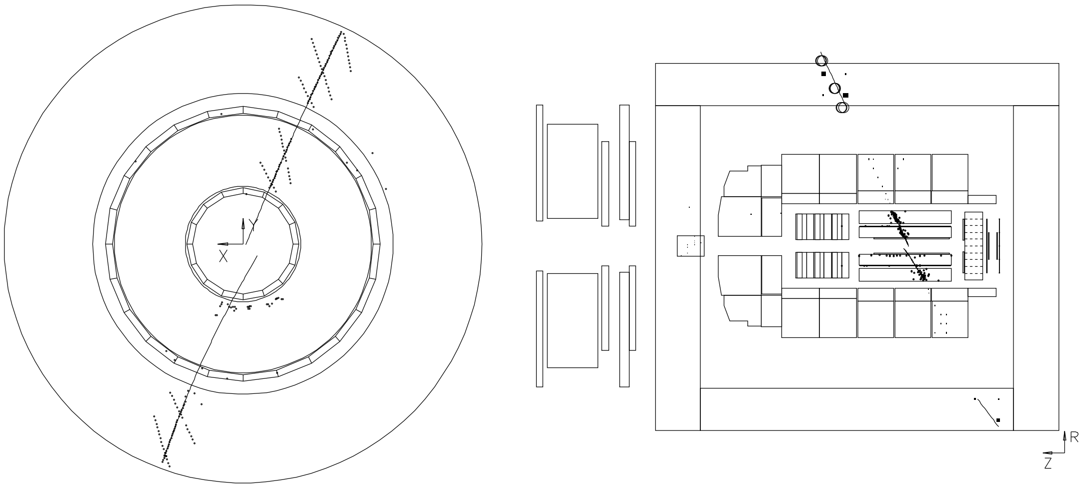

Abbildung 6.1: *Beispiel eines kosmischen Myons.*

In Abbildung 6.1 ist ein Beispiel für ein kosmisches Myon gegeben, das von den entsprechenden Algorithmen nicht verworfen worden ist. Dies liegt daran, daß aufgrund fehlender Drahttreffer im unteren Bereich der zentralen Spurkammer die untere Spur nicht auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Auch die Spuren im zentralen Myondetektor sind nicht koplanar.

Die visuelle Untersuchung ergab einen Anteil kosmischer Myonen in den 794 Ereignissen von etwa 22 % (Tabelle 5.3), wobei die verworfenen Ereignisse zu gleichen Anteilen aus den beiden oben vorgestellten Klassen kosmischer Myonen stammen. Die Anzahl verbleibender kosmischer Myonen in dem selektierten Datensatz wird im folgenden vernachlässigt.

6.3 Myonen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen

In diesem Abschnitt wird der Anteil der Ereignisse am selektierten Datensatz diskutiert, der aus der Produktion von J/ψ-Mesonen stammt. Diese zerfallen zu etwa 6 % in ein $\mu^+\mu^-$-Paar. Wird mindestens eines dieser beiden Myonen im instrumentierten Eisen nachgewiesen, so kann das J/ψ-Ereignis selektiert werden und zum Untergrund beitragen.

Man kann bei HERA hauptsächlich zwei Mechanismen der J/ψ-Produktion unterscheiden: diffraktive und inelastische J/ψ-Produktion. Bei der diffraktiven Streuung wird das Photon als Superposition eines „reinen“ Photons mit einem Vektormeson — in diesem Fall dem J/ψ — betrachtet. Das virtuelle J/ψ-Meson wird von einem Pomeron auf die Massenschale gehoben. Die zugrundeliegenden Theorien des

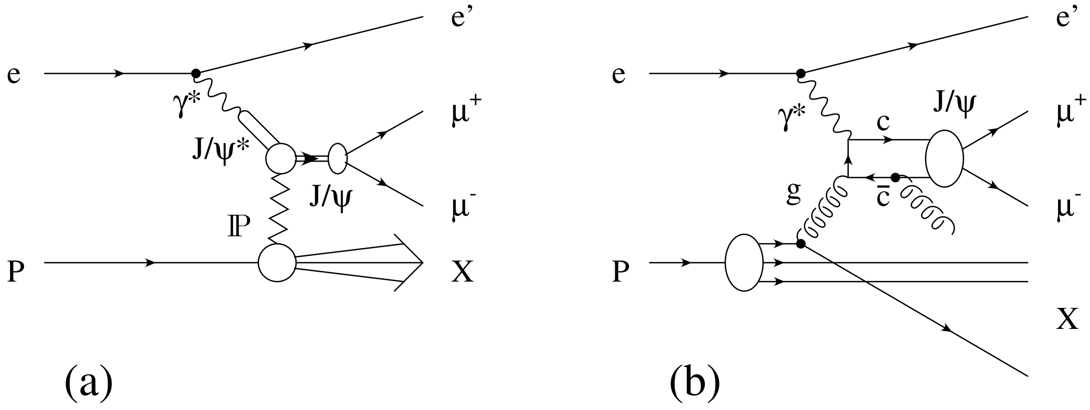

Abbildung 6.2: *Feynman-Graph für die Produktion von J/ψ-Mesonen.*

Vektormeson-Dominanz-Modelles (VDM) und der diffraktiven Streuung sind in den Referenzen [SAK60] bzw. [GOU83] zu finden. In Abbildung 6.2(a) ist der Feynman-Graph der diffraktiven J/ψ-Produktion dargestellt. Diese Ereignisklasse zeichnet sich durch eine geringe Teilchenmultiplizität aus, da trotz der möglichen diffraktiven Dissoziation des Protons das Proton selbst oder seine Fragmente meistens unter kleinen Polarwinkeln den Wechselwirkungsbereich verlassen und vom H1-Detektor nicht nachgewiesen werden.

Die inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen basiert auf der $c\bar{c}$-Erzeugung durch die Photon-Gluon-Fusion. Der zugehörige Feynman-Graph ist in Abbildung 6.2(b) abgebildet, eine genaue Beschreibung ist in Referenz [BER81] zu finden. Das einlaufende Photon koppelt über ein $c\bar{c}$-Quark-Paar an ein Gluon aus dem Proton. Damit aus diesem farbgeladenen ein farbloser, gebundener Zustand werden kann, muß eines der Quarks ein weiteres Gluon abstrahlen. Diese Ereignisklasse zeichnet eine höhere Teilchenmultiplizität aus. Das J/ψ-Meson verläßt den Ort der Wechselwirkung meist unter kleinen oder großen Polarwinkeln.

In Abbildung 6.3 ist ein Beispiel für ein Ereignis mit einem J/ψ-Meson, welches in ein Myonpaar zerfällt, gezeigt. Es stammt aus den selektierten Daten und wurde anhand der invarianten Masse von $3.09\,GeV$ identifiziert. Dies gelingt jedoch nicht

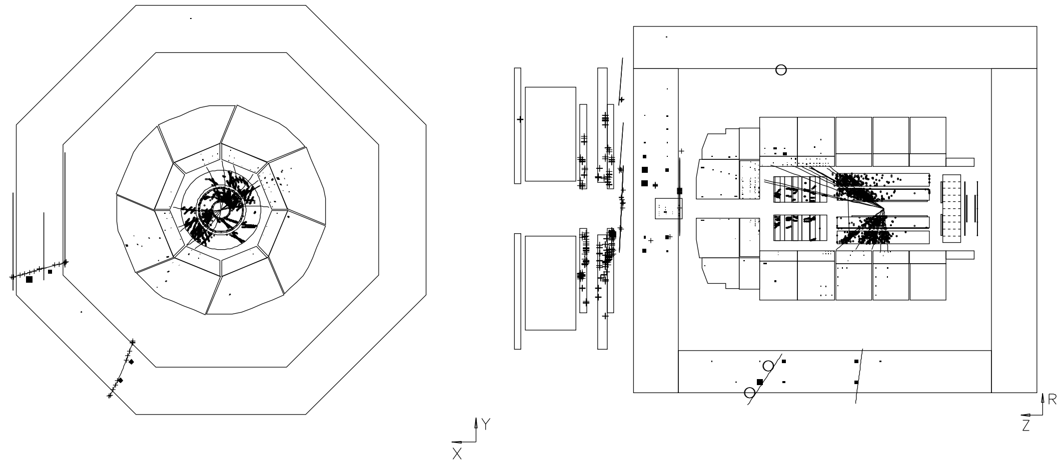

Abbildung 6.3: *Beispiel für ein Ereignis mit einem J/ψ-Meson.*

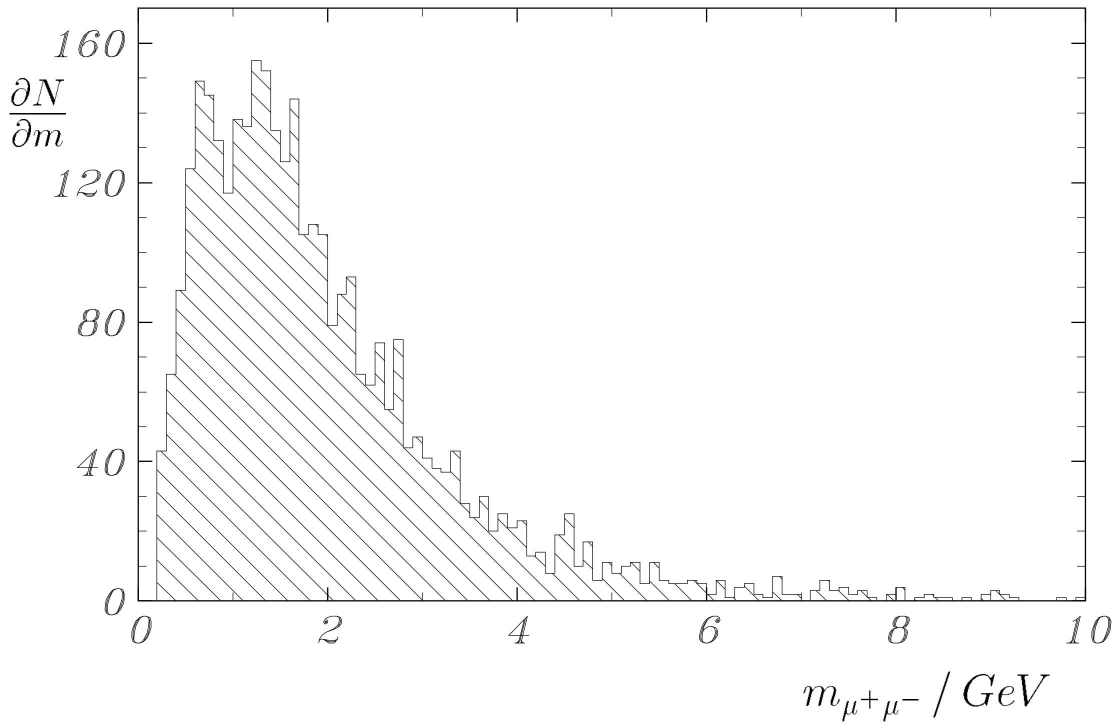

Abbildung 6.4: *Verteilung der invarianten Massen von Kombinationen des Myons im Barrel mit allen Spuren, die ein ungleiches Ladungsvorzeichen haben.*

bei allen Ereignissen aus den selektierten Daten, denn die Spuren müssen zu diesem Zweck in den zentralen und vorderen Spurkammersystemen mit hoher Qualität rekonstruiert worden sein. In Abbildung 6.4 ist die Verteilung der invarianten Massen für Kombinationen von Myonen aus dem Barrel mit allen Spuren, die ein anderes Ladungsvorzeichen als das Myon besitzen, gezeigt. Man erkennt keine Anhäufung bei der Masse des J/ψ-Mesons.

Um eine Abschätzung des Anteils von Untergrundereignissen am selektierten Datensatz zu erhalten, wurde die in Referenz [SEL94] beschriebene J/ψ-Selektion auf die 456 Ereignisse angewendet. Dabei wurde nur nach Ereignissen gesucht, bei denen das eine Myon μ_1 im Barrelbereich des Myondetektors nachgewiesen wird, das andere Myon μ_2 einen Transversalimpuls von $P_t(\mu_2) \geq 1\,GeV$ besitzt und der Polarwinkel in einem Bereich von $30° \leq \vartheta(\mu_2) \leq 130°$ liegt. Für diese Bedingungen liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit der J/ψ-Selektion näherungsweise bei 100 %. Es wurden fünf Ereigniskandidaten mit einem J/ψ-Meson gefunden. Aus dieser Zahl wurde nun mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen, die mit dem Generator EPJPSI [JUN92] erzeugt worden sind, die Gesamtzahl der Ereignisse mit J/ψ-Mesonen in den 456 selektierten Ereignissen hochgerechnet. Dies geschah unter der Voraussetzung, daß der Generator die Impuls- und Winkelverteilungen der Myonen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen korrekt beschreibt. Es ergibt sich ein Untergrundanteil von 13.0 ± 5.8 J/ψ-Ereignissen.

6.4 Myonen aus Photon-Photon-Kollisionen

Die andere Ereignisklasse mit genau zwei Myonen im Endzustand ist die der Photon-Photon-Kollisionen. Hierbei bildet das vom Elektron abgestrahlte Photon mit einem weiteren Photon, welches vom Proton bzw. einem seiner Quarkkonstituenten abgestrahlt wird, ein Myonpaar. Die Feynman-Graphen dieser Prozesse sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß läßt sich störungstheoretisch berechnen, er beträgt etwa $104\,nb$ [DUE94]. Der Untergrund für diese Ereignisse wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen abgeschätzt. Hierzu wurde der Monte-Carlo-Generator LPair [BAR91] benutzt. Als Ergebnis wird kein Ereignis mit einem Myonpaar aus Photon-Photon-Kollisionen in den selektierten Daten erwartet, da die Ereignisse, wie auch die meisten Ereignisse der J/ψ-Produktion mit geringer Teilchenmultiplizität, durch das Selektionskriterium 4 verworfen werden.

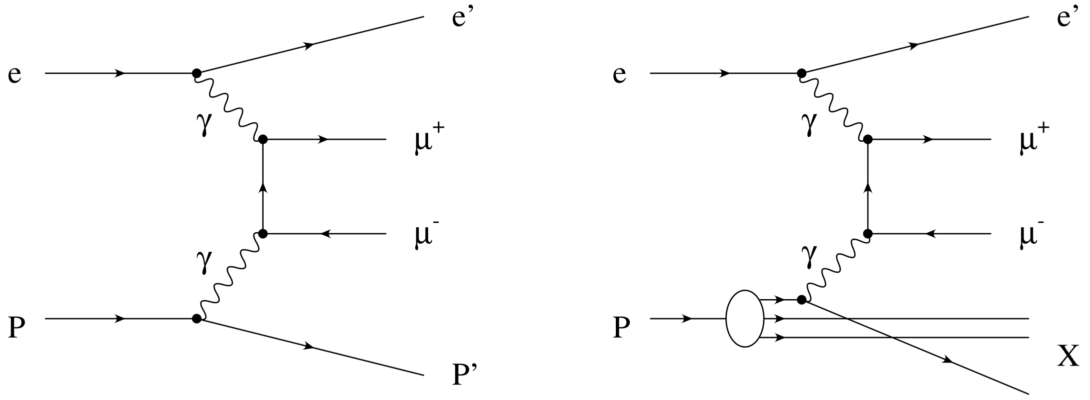

Abbildung 6.5: *Feynman-Graphen für die Produktion von Myonpaaren durch die Photon-Photon-Kollision.*

6.5 Myonen aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen

Der dominierende Untergrund in den selektierten Daten ist der Anteil von Ereignissen mit Spuren im zentralen Myondetektor, die entweder von Myonen aus dem

Zerfall von Pionen und Kaonen stammen, oder von Pionen oder Kaonen selbst, die das Kalorimeter durchdringen, ohne aufzuschauern, oder so hohe Energien haben, daß ihre Restenergie im instrumentierten Eisen deponiert wird. Zwar werden Hadronen im Myonsystem weniger häufig rekonstruiert und mit einer Spur aus den Spurkammersystemen verbunden, da der Winkel zwischen dem Hadron und dem Myon in den meisten Fällen deutlich mehr als 0° beträgt, aber der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung leichter Quarks ist um etwa zwei Größenordnungen höher als der zur Erzeugung schwerer Quarks (Abschnitt 2.4).

Um den Anteil dieser Untergrundklasse an den Daten abzuschätzen, wurde folgendermaßen vorgegangen: Es wurden zwei Datensätze aus der Datennahmeperiode von 1993 verwendet, deren Klassifikationseinteilung auch auf einen Teil der im Rahmen dieser Arbeit selektierten Daten zutrifft. Hierbei handelte es sich um Datensätze, bei denen das Elektron im BEMC bzw. im Elektrondetektor nachgewiesen wurde, also um Ereignisse der tiefinelastischen Streuung bzw. der Photoproduktion. Aus diesen beiden Datensätzen wurden diejenigen Ereignisse selektiert, die zum einen keine Spur im Barrelbereich des zentralen Myondetektors hinterließen und zum anderen mindestens eine Spur im zentralen Spurdetektor mit einem Transversalimpuls $P_t \geq 1.5\,GeV$ besaßen. Für alle diese Ereignisse wurde angenommen, daß diese Spuren entweder geladenen Pionen oder Kaonen zuzuordnen sind. Es wird ein hadronisches Verhältnis von

$$\frac{N(Kaonen)}{N(Pionen)} = \frac{1}{3} \tag{6.1}$$

angesetzt. Das Verhältnis wurde aufgrund von Messungen der *European Muon Collaboration (EMC)* gewählt, die in Referenz [NAG86] ein Verhältnis von $0.25 - 0.35$ angeben.

Für jede Spur mit genügend hohem Transversalimpuls wurde nun nach dem Zufallsprinzip ein Pion oder Kaon festgelegt und dann die vollständige Detektorantwort des Ereignisses simuliert. Anschließend wurden die Ereignisse rekonstruiert und den in Abschnitt 5.4 beschriebenen Selektionskriterien 2 – 10 unterzogen. Als Ergebnis erhält man eine Abschätzung darüber, wie groß der Anteil der durch Elektrondetektor bzw. BEMC getriggerten Ereignisse in den selektierten Daten ist, der ein Hadron oder Myon aus dem Zerfall eines Pions oder Kaons oder ein Hadron enthält, welches den Myondetektor erreicht. Abbildung 5.1 in Abschnitt 5.2 zeigt, daß die Topologie dieser Ereignisse mit nachgewiesenem Elektron mit der Topologie der Ereignisse ohne nachgewiesenes Elektron, also der Ereignisse mit Myontrigger, übereinstimmt. Das heißt, daß die oben beschriebene Methode auch für Ereignisse, bei denen lediglich das Myon einen Trigger ausgelöst hat, gerechtfertigt ist.

In Tabelle 6.1 sind die Ereigniszahlen, die aus den beiden zur Untergrundbestimmung herangezogenen Datensätzen stammen, zusammengefaßt. Die einzelnen Zahlen erklären sich wie folgt: In der ersten Zeile ist die Anzahl aller verwendeten

	Anzahl der Ereignisse	
	eTAG-getriggert	BEMC getriggert
Gesamtzahl der POT -Daten	469123	88746
Ereignisse mit Spuren, die $P_t \geq 1.5\,GeV$ haben	7446	8404
Ereignisse mit Myonspuren im Akzeptanzbereich nach der Simulation	27	50
nach Multiplikation der Akzeptanzen	22 ± 4	42 ± 6
daraus skalierter Untergrundanteil am selektierten Datensatz	242 ± 46	231 ± 33
Untergrundanteil aus beiden Triggerselektionen gemittelt	237 ± 28	

Tabelle 6.1: *Untergrundereignisse aus leichten Quarks.*

Ereignisse eingetragen. Davon wurden noch die Ereignisse verworfen, die eine Spur im zentralen Myonsystem besaßen (etwa 1 %).

In der zweiten Zeile befindet sich die Anzahl der Ereignisse, in denen mindestens eine Spur im zentralen Spurkammersystem mit $p_t \geq 1.5\,GeV$ vorhanden ist, die also Kandidaten für Spuren im instrumentierten Eisen sind.

In der dritten Zeile steht die Anzahl der Ereignisse, die nach der Simulation als Pionen oder Kaonen tatsächlich eine Spur im Eisen hinterlassen haben. Diese Zahlen werden anschließend mit der Wahrscheinlichkeit ε_{link}, eine Spurverbindung zum zentralen Myondetektor zu erhalten, multipliziert. Der Wert wurde durch Monte-Carlo-Rechnungen für Hadronen im Barrelbereich mit $p_t \geq 1.5\,GeV$ ermittelt. Nur bei 92.5 % der Ereignisse des BEMC- und eTAG-Datensatzes wurden die Daten des Myonsystems ausgelesen. Durch zusätzliche Multiplikation mit diesem Wert ergibt sich ein Reduktionsfaktor für die Ereignisse:

$$\varepsilon_{link} \cdot \varepsilon_{muon} = 0.9 \times 0.925 = 0.83 \qquad (6.2)$$

Das Ergebnis der Multiplikation ist mit statistischem Fehler in der vierten Zeile von Tabelle 6.1 eingetragen.

In der fünften Zeile sind die Zahlen eingetragen, die sich durch das Hochrechnen auf den gesamten im Rahmen dieser Arbeit selektierten Datensatz ergeben. Dazu wurde ausgenutzt, daß von den 465 Ereignissen 81 Ereignisse die Selektionsbedingungen der eTAG-getriggerten Daten erfüllen und 82 diejenigen der BEMC-getriggerten Daten. Die Zahl, die sich aus den eTAG-getriggerten Daten ergibt, wurde zusätzlich auf die gesamte Datenperiode des Jahres 1993 hochgerechnet, da diese Selektion nur an einem Teil der Daten vorgenommen wurde.

Schließlich folgt in der letzten Zeile die abgeschätzte Zahl aus dem hadronischen Untergrund, gebildet aus dem arithmetischen Mittel der beiden vorherigen Zahlen. Alle in Tabelle 6.1 angegebenen Fehler sind statistischer Natur.

Untersuchungen der simulierten Untergrunddaten haben ergeben, daß die 237 Untergrundereignisse etwa 84 Ereignissen beinhalten, bei denen ein Myon aus dem Zerfall eines Pions oder Kaons die Signatur im instrumentierten Eisen hinterläßt. Die übrigen 153 Ereignisse enthalten dagegen ein Pion oder Kaon, welches das instrumentierten Eisen vor dem Zerfall erreicht. Das erwartete Verhältnis von Hadronen zu Zerfallsmyonen im Barrelbereich des zentralen Myondetektors liegt also bei etwa $N(Hadron)\,/\,N(\mu) \;\approx\; 1.8$.

Die Qualität dieses Verfahrens wurde mit Monte-Carlo-Ereignissen aus der Produktion leichter Quarks abgeschätzt, indem auf diese das gleiche Verfahren angewendet und das Ergebnis mit der in Monte-Carlo-Ereignissen bekannten Zahl von Myonen aus dem Zerfall von aus leichten Quarks bestehenden Hadronen verglichen wurde. Es ist N_{bgr} die Anzahl der Ereignisse, die tatsächlich zum Untergrund beitragen und N_{test} die Anzahl der mit dem oben beschriebenen Verfahren gefundenen Ereignisse. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse betrug $N_{MC} = 608205$ gewichtete Ereignisse. Die Untersuchung lieferte:

$$\frac{N_{bgr}}{N_{test}} = \frac{2686}{2615} = 1.03 \pm 0.26 = f_{corr}\,. \tag{6.3}$$

Der große Fehler kommt dadurch zustande, daß die Gewichte der einzelnen Ereignisse signifikant voneinander abweichen. f_{corr} wurde im weiteren Verlauf der Rechnungen gleich Eins gesetzt.

Untergrund	Zahl der Ereignisse
aus J/ψ-Zerfällen	13 ± 6
aus Pion- und Kaonzerfällen	237 ± 28
Gesamtzahl	250 ± 29

Tabelle 6.2: *Beiträge aller Untergrundprozesse.*

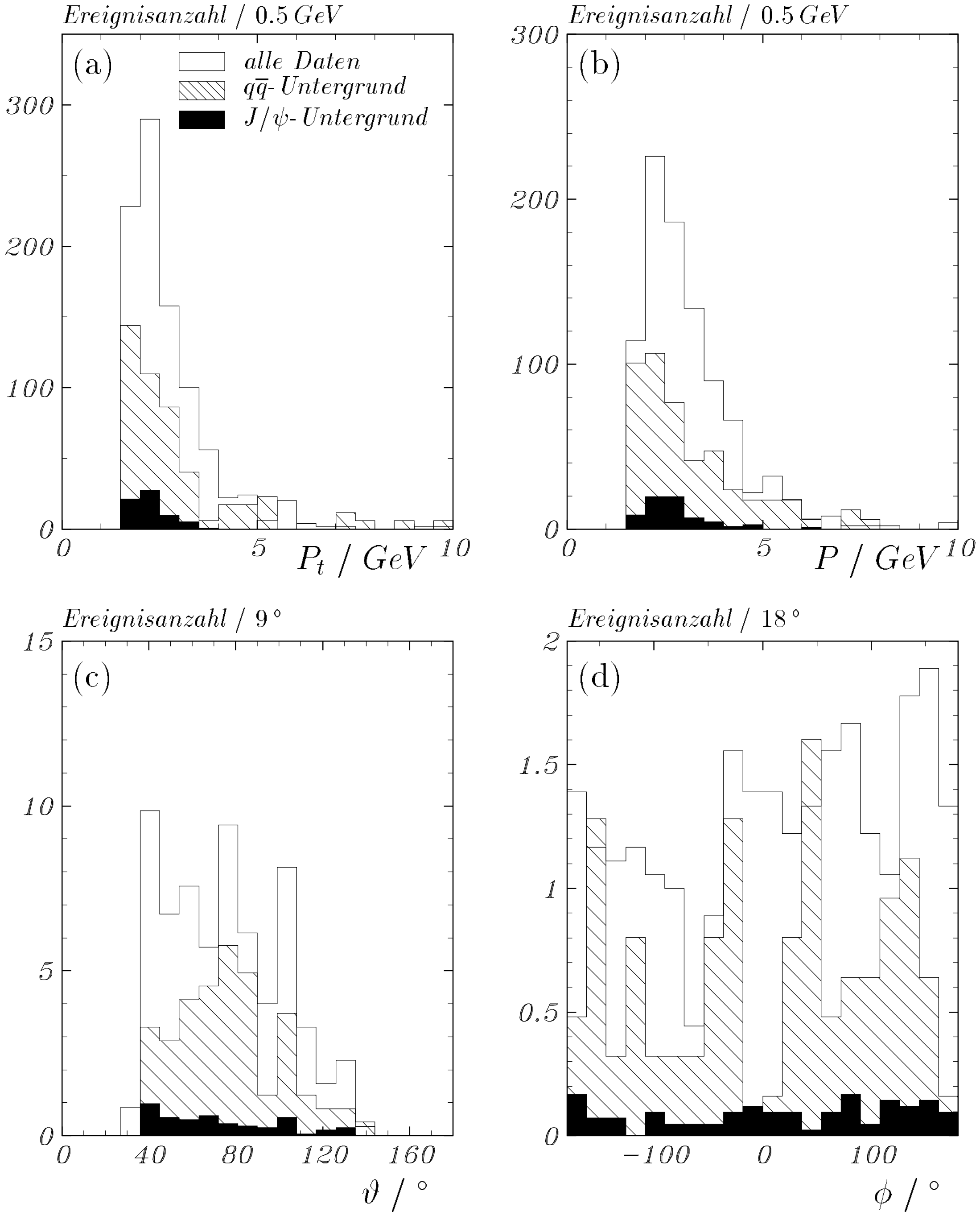

Abbildung 6.6: *Kinematische und topologische Verteilungen von gemessenen Ereignissen und den Ereignissen der beiden Untergrundklassen. In (a) ist die Verteilung des Myon-Transversalimpulses P_t, in (b) des Myonimpulses P, in (c) des Polarwinkels ϑ und in (d) des Azimutwinkels ϕ gezeigt.*

In Abbildung 6.6 ist der Transversalimpuls P_t, der Impuls P, der Polarwinkel ϑ und der Azimutwinkel ϕ der Myonen aller selektierter Daten sowie der einzelnen Untergrundklassen aus dem Zerfall von Hadronen mit leichten Quarks und J/ψ-Mesonen auf die jeweilige erwartete Anzahl von Ereignissen normiert dargestellt. Man erkennt, daß sich die Formen der Verteilungen der Untergrundereignisse im Rahmen der statistischen Fluktuationen ähneln, die Myonen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen jedoch im Mittel weniger Impuls und Transversalimpuls besitzen.

Die erwarteten Ereigniszahlen aus den einzelnen Untergrundprozessen sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Der sytematische Fehler dieser Untergrundabschätzung ergibt sich durch Variation des des Verhältnisses von Pionen zu Kaonen in dem hadronischen Untergrund zwischen 0.25 und 0.5 zu 20 %.

Kapitel 7

Die Ereignisse mit prompten Myonen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die aus den Ereignissen mit prompten Myonen gewonnen werden. Hierbei handelt es sich um die Daten, die nach Selektion und Untergrundreduktion verbleiben. Als „prompt“ werden Myonen dann bezeichnet, wenn diese bereits innerhalb einer kurzen Wegstrecke entstanden sind, bei H1 also schon vor dem inneren Rand der Spurenkammer.

Zunächst wird die Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts und dessen systematischer Fehler vorgestellt. Danach werden einige kinematische und topologische Verteilungen der Daten mit den aus Monte-Carlo-Programmen gewonnenen Verteilungen verglichen. Es folgt die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(ep \rightarrow Q\overline{Q})$ und eine Abschätzung von $\sigma(\gamma p \rightarrow Q\overline{Q})$. Anschließend wird der systematische Fehler der totalen Wirkungsquerschnitte diskutiert.

Das Kapitel schließt mit der kurzen Diskussion über Möglichkeiten zur Trennung von Ereignissen mit b-Quarks von solchen mit c-Quarks.

7.1 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}(ep \rightarrow Q\overline{Q} \rightarrow \mu X)$

Mit der in Kapitel 6 vorgenommenen Untergrundabschätzung ist es möglich, die Anzahl der Ereignisse mit prompten Myonen in den selektierten Daten von 1993 zu ermitteln und mit deren Hilfe den Wirkungsquerschnitt σ^{vis} für die Erzeugung schwerer Quarks, von denen mindestens eines in ein Myon mit einem Transversalimpuls $P_t(\mu) \geq 1.5\,GeV$ und einem Polarwinkel $30° \leq \vartheta(\mu) \leq 130°$ zerfällt, anzugeben.

Subtrahiert man 250 ± 29 Untergrundereignisse statistisch von der Gesamtzahl von

456 ± 21 Ereignissen, so erhält man 206 ± 36 Ereignisse mit prompten Myonen. Daraus läßt sich mit Hilfe der folgenden Formel der sichtbare Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$\sigma^{vis}(ep \to Q\overline{Q} \to \mu X) = \frac{N_{Ereignisse}}{\int \mathcal{L}dt \cdot \varepsilon_{sel} \cdot \varepsilon_{trig}} . \tag{7.1}$$

Hierbei ist $\varepsilon_{sel} = 0.46 \pm 0.01$ die aus Monte-Carlo-Studien für c-Quarks gewonnene Akzeptanz der Ereignisselektion und $\varepsilon_{trig} = 0.46 \pm 0.02$ die aus den Daten gewonnene Akzeptanz des L1-Triggers.

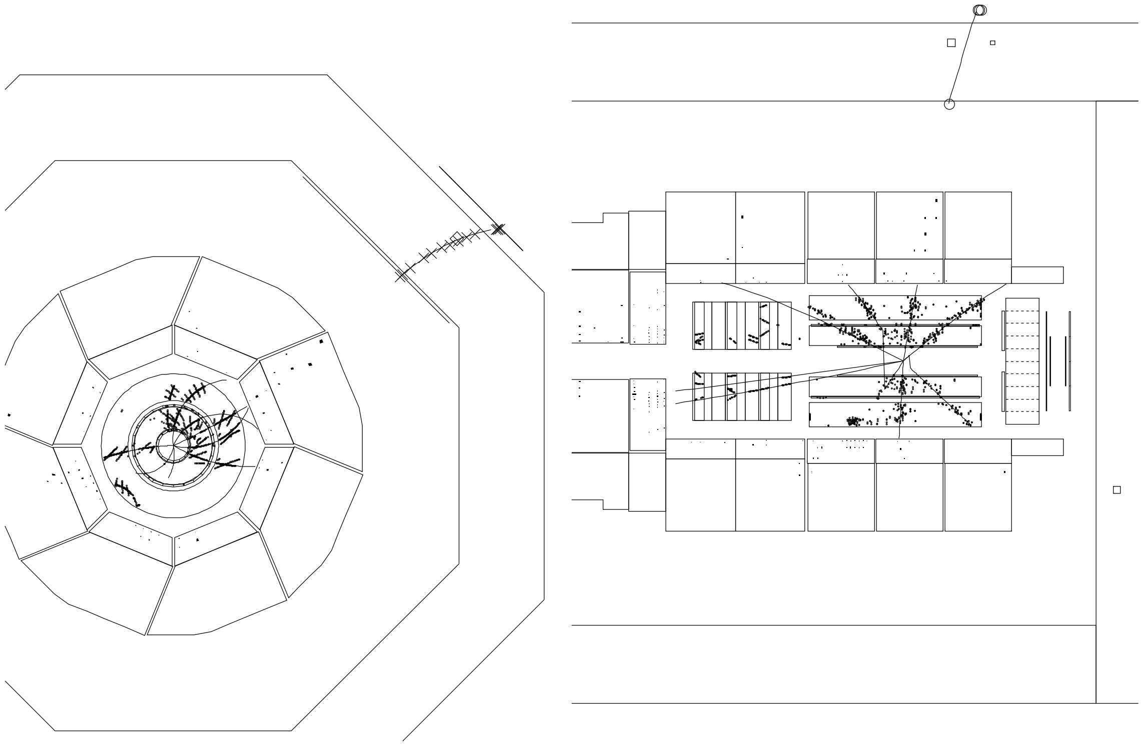

Abbildung 7.1: *Beispiel eines Kandidaten für ein Ereignis mit einem prompten Myon.*

Setzt man die Werte ein, die wie in Kapitel 5 beschrieben ermittelt worden sind, so erhält man:

$$\sigma^{vis}(ep \to Q\overline{Q} \to \mu X) = (\ 2.50 \pm 0.45\,(stat.) \pm 0.88\,(syst.)\ )\ nb. \tag{7.2}$$

Der systematische Fehler von 35 % wird in Abschnitt 7.2 hergeleitet.

In Abbildung 7.1 ist das Beispiel eines Kandidaten für ein Ereignis mit einem prompten Myon gezeigt. Man erkennt ein Myon mit einem Transversalimpuls $P_t(\mu^+) = 2.8\,GeV$.

7.2 Der sytematische Fehler von σ^{vis}

In diesem Abschnitt sind die Beiträge zum systematischen Fehler, der sich bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma^{vis}(ep \rightarrow Q\overline{Q} \rightarrow \mu X)$ ergibt, zusammengefaßt. Neben dem systematischen Fehler der Selektion sind dies vor allem die Fehler in der Untergrundabschätzung, Spurverbindung, Spurrekonstruktion, Bestimmung der Triggerakzeptanz und Luminositätsmessung. Der systematische Fehler der visuellen Untersuchung folgt aus der Differenz in der Zahl selektierter Daten, die sich durch drei voneinander unabhängige Untersuchungen ergibt.

Selektion: visuelle Untersuchung	14 %
Untergrundabschätzung	20 %
Spurverbindung	10 %
Spurrekonstruktion	8 %
Luminositätsbestimmung	5 %
Triggerakzeptanz	20 %
quadratische Summe	34 %

Tabelle 7.1: *Die systematischen Fehler für* σ^{vis}.

Der Fehler der Untergrundabschätzung wurde durch die Variation des Verhältnisses von Pionen zu Kaonen (Abschnitt 6.5) ermittelt.

Die Fehler der Spurverbindung und -rekonstruktion ergaben sich durch die Untersuchung von kosmischen Myonen und sind in Referenz [SEL94] bestimmt worden.

Der sytematische Fehler der Luminositätsbestimmung der Daten des Jahres 1993 wurde Referenz [H1C94] entnommen.

Der systematische Fehler der Triggerakzeptanz ist die Standardabweichung des Mittelwertes der Akzeptanzen aus Daten und Monte-Carlo-Ereignissen.(Abschnitt 5.2). Dieser Fehler dominiert zusammen mit demjenigen der visuellen Untersuchung den gesamten systematischen Fehler. Der systematische Fehler kann möglicherweise verkleinert werden indem die Akzeptanz der für die Triggersignale zuständigen Subdetektoren in der Detektorsimulation besser berücksichtigt wird. Außerdem könnte durch eine Verschärfung der Selektionsalgorithmen bei größerer Statistik auf die visuelle Inspektion verzichtet werden.

7.3 Vergleich mit Monte-Carlo-Rechnungen

In diesem Abschnitt werden die aus Monte-Carlo-Rechnungen erwarteten totalen und sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnitte angegeben. Um diese zu erhalten wurden die Monte-Carlo-Programme PYTHIA, JETSET und IJRAY verwendet. Hierbei wurde nicht der im Programmpaket implementierte, sondern der durch Gleichung 1.7 in Abschnitt 1.1.3 beschriebene transversale Photonfluß verwendet, da die in IJRAY benutzte Formel nur für den Teil der Daten, bei dem das Elektron mit dem Elektrondetektor gemessen wurde, gültig ist. Als untere Grenze der Schwerpunktsenergie des γ-p-Systems wurde $W_{\gamma p} \geq 5\,GeV$ bzw. $W_{\gamma p} \geq 10\,GeV$ gewählt (vergleiche Abschnitt 2.4). Dies entspricht ungefähr dem Mindestwert zur Erzeugung eines $c\bar{c}$- bzw. $b\bar{b}$-Paares. Es wurden keine Grenzen für Q^2 gewählt.

Um eine Abschätzung über die Variation der Zahlen durch unterschiedliche Proton- und Photon-Strukturfunktion zu erhalten, wurden, wie in Abschnitt 2.5 beschriebern, die Parametrisierungen GRV, $MRSD^0$ und $MRSD^-$ für das Proton sowie GRV, LAC-1 und GS für die Strukturfunktion des Photons verwendet. Die verschiedenen Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte aller Ereignisse und der Ereignisse, die den Akzeptanzschnitten genügen, sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt. Die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle schwerer Quarks in Myonen sind in PYTHIA

Strukturfunktion für		Wirkungsquerschnitte			
		aller Ereignisse		...nach Schnitten	
Proton	Photon	$c\,\bar{c}$ $[nb]$	$b\,\bar{b}$ $[nb]$	$c\,\bar{c}$ $[nb]$	$b\,\bar{b}$ $[pb]$
GRV	GRV	1335.2	5.4	2.9	115.2
GRV	LAC-1	2169.8	6.3	3.0	117.4
GRV	GS	1290.5	5.4	2.9	114.7
$MRSD^-$	GRV	1259.3	4.8	2.7	94.2
$MRSD^-$	LAC-1	2093.9	5.6	2.8	106.4
$MRSD^-$	GS	1214.6	4.7	2.7	93.7
$MRSD^0$	GRV	751.2	4.7	1.1	92.1
$MRSD^0$	LAC-1	1585.8	5.6	1.2	94.3
$MRSD^0$	GS	706.5	4.7	1.1	91.6

Tabelle 7.2: *Erwartete Wirkungsquerschnitte.*

durch $BR(c \rightarrow \mu) = 0.08$ bzw. $BR(b \rightarrow \mu) = 0.11$ festgelegt. Die in der Tabelle beschriebenen Strukturfunktionen wurden so gewählt, daß die Gluondichteverteilungen und damit die Wirkungsquerschnitte extrem unterschiedlich sind, so daß der gesamte Bereich, in dem der Wirkungsquerschnitt liegen kann, abgedeckt wird.

Die statistischen Fehler der einzelnen Werte sind nicht in der Tabelle eingetragen, da sie gegenüber der Abweichung der Werte voneinander vernachlässigt werden können.

Es zeigt sich, daß der aus Monte-Carlo-Rechnungen gewonnene sichtbare Wirkungsquerschnitt zwischen $1\,nb$ und $3\,nb$ liegt, so daß mit höherer Statistik auch Aussagen über die Gluondichte im Proton gemacht werden können. Die Abhängigkeit von der Strukturfunktion des Photons ist jedoch für eine genaue Untersuchung zu gering. Von den hier verwendeten Parametrisierungen für die Gluonstrukturfunktion des Protons zeigt die von Glück, Reya und Vogt (GRV) angegebene die beste Übereinstimmung mit den Daten der tiefinelastischen Streuung zur Bestimmung von $\mathcal{F}_2$ [H1C93a]. Ebenso liefert die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt für die Strukturfunktion des Photons die beste Kongruenz für Ereignisse der Photoproduktion [HUF94]. Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für $c\overline{c}$- und $b\overline{b}$-Ereignisse, die nach Anwendung der Schnitte verbleiben, zu $(3.0 \pm 0.1\,(stat.))\,nb$. Der gemessenen Wert von $(2.5 \pm 0.5 \pm 0.9)\,nb$ stimmt hiermit im Rahmen der Fehler überein.

7.4 Kinematische und topologische Verteilungen

In diesem Abschnitt werden einige kinematische und topologische Größen der gemessenen und generierten Daten miteinander verglichen. Hierbei wurde der aus Pion- und Kaon-Zerfällen sowie aus J/ψ-Zerfällen in Myonen bestehende Untergrund von den Meßdaten statistisch abgezogen, das heißt, die Verteilungen der jeweiligen Untergrunddaten wurden von den Verteilungen der selektierten Daten subtrahiert. Dargestellt ist die Verteilung des Transversalimpulses P_t, des Impulses P, des Polarwinkels ϑ und des Azimutwinkels ϕ für ein Myon, welches aus dem Zerfall eines schweren Quarks oder Antiquarks stammt. Die Zahl der Eintragungen entspricht der Anzahl selektierter Ereignisse mit prompten Myonen bzw. der in Abschnitt 7.3 angegebenen Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen mit $c\overline{c}$- und $b\overline{b}$-Quarkpaaren. Die Detektorantwort der Monte-Carlo-Ereignisse wurde simuliert und die Information rekonstruiert.

Man erkennt, daß die P_t-Verteilung der Daten von den Monte-Carlo-Ereignissen wiedergegeben wird, während die Verteilung des Impulses P für Monte-Carlo-Ereignisse bei höheren Werten weniger beiträgt. Dies ist möglicherweise mit Ungenauigkeiten in der Bestimmung des Impulses zu erklären, da hierfür nur die Informationen der zentralen Spurenkammern CJC1 und CJC2 benutzt wurden und nicht die der

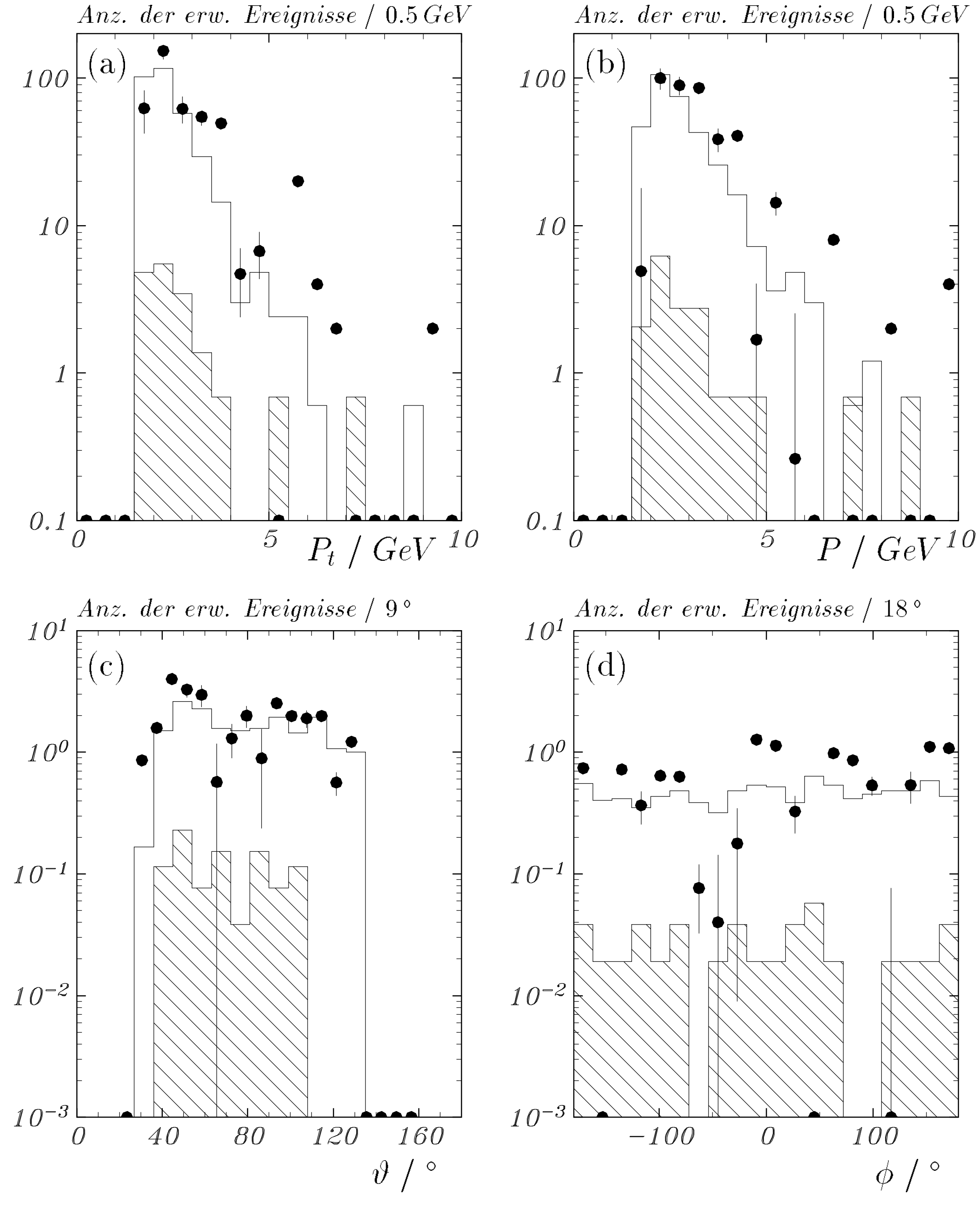

Abbildung 7.2: *Kinematische und topologische Verteilungen von gemessenen Ereignissen mit prompten Myonen, verglichen mit Monte-Carlo-Ereignissen. Die Daten sind als Symbole,* $c\bar{c}$*-Monte-Carlo-Ereignisse weiß,* $b\bar{b}$*-Monte-Carlo-Ereignisse schraffiert dargestellt. Die Untergrundereignisse sind statistisch abgezogen. In (a) ist die Verteilung des Myon-Transversalimpulses* P_t*, in (b) des Myonimpulses* P*, in (c) des Polarwinkels* ϑ *und in (d) des Azimutwinkels* ϕ *gezeigt.*

z-Kammern CIZ und COZ, deren Funktionsweise 1993 eingeschränkt war. Die z-Kammern hätten jedoch die Bestimmung des Polarwinkels ϑ und damit des Impulses P verbessert. Die Verteilungen des Polarwinkels ϑ stimmen gut überein, bei den Verteilungen des Azimutwinkels ϕ erkennt man, daß der Bereich mit geringerer Akzeptanz der zentralen Spurenkammern bei $-80\,°$, der während der Datennahmeperiode von 1993 auftrat, unzureichend simuliert wird.

7.5 Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}(ep \rightarrow Q\overline{Q})$

Mit Hilfe der myonischen Verzweigungsverhältnisse schwerer Quarks und der aus Monte-Carlo-Studien bekannten Reduktion der Ereignisse durch die angewendeten Schnitte kann nun aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks, von denen mindestens eines in ein Myon zerfällt, der totale Wirkungsquerschnitt der Produktion von $Q\overline{Q}(=c\overline{c}+b\overline{b})$ berechnet werden. Dazu wird die folgende Formel verwendet:

$$\sigma^{tot}(ep \rightarrow Q\overline{Q}) = \frac{1}{1+f_\sigma}\,\sigma^{vis}(ep \rightarrow Q\overline{Q} \rightarrow \mu X)\left(\frac{1}{BR_{c\overline{c}}}\,\frac{1}{f^c_{cut}}\,f_\sigma + \frac{1}{BR_{b\overline{b}}}\,\frac{1}{f^b_{cut}}\right) \quad (7.3)$$

Die in der Formel verwendeten Parameter haben die folgenden Bedeutungen:

f_σ ist das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts der $c\overline{c}$-Erzeugung zu dem der $b\overline{b}$-Erzeugung für Ereignisse mit prompten Myonen, die von den Schnitten akzeptiert worden sind. f_σ wurde durch Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt.

$BR_{Q\overline{Q}}$ gibt das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall mindestens eines der beiden schweren Quarks in ein Myon an. Es folgt aus dem myonischen Verzweigungsverhältnis schwerer Quarks: $BR_{Q\overline{Q}} = 1 - (1 - BR_Q)^2$. BR_c ist Referenz [OPA93] entnommen, BR_b stammt aus Referenz [PDG92].

f^Q_{cut} ist der Anteil der Ereignisse nach Anwendung der Schnitte an der Gesamtzahl. Die Werte für f^Q_{cut} stammen aus Monte-Carlo-Rechnungen (Tabelle 7.2). Es ergeben sich für diese Parameter die folgenden Werte:

$$f_\sigma = 22.5 \pm 9.3\,,$$

$$f^c_{cut} = 0.011 \pm 0.002\,, \qquad BR_{c\overline{c}} = 0.18 \pm 0.02\,,$$

$$f^b_{cut} = 0.104 \pm 0.003\,, \qquad BR_{b\overline{b}} = 0.21 \pm 0.01\,,$$

Die angegebenen Fehler sind systematischer Natur und werden in Abschnitt 7.6 näher erläutert.

Durch Einsetzen der Werte in die Gleichung 7.3 erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q})$. Der erwartete Anteil der $b\overline{b}$-Produktion beträgt weniger als 1 % (Tabelle 7.2) und kann vernachlässigt werden:

$$\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q}) \;=\; (1.21 \;\pm\; 0.22\,(stat.) \;\pm\; 0.50\,(syst.))\;\mu b \;\simeq\; \sigma^{tot}(ep \to c\overline{c})\,.$$

Bei H1 wurde der totale Wirkungsquerschnitt der $c\overline{c}$-Erzeugung bereits mit Hilfe des Zefalls von D^*-Mesonen bestimmt [GEL94]. Es ergab sich ein Wert von $\sigma^{tot}(ep \to c\overline{c}) = (1.1 \pm 0.9)\,nb$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert überein.

7.6 Abschätzung des systematischen Fehlers des totalen Wirkungsquerschnitts

In diesem Abschnitt sind die Beiträge zum systematischen Fehler zusammengefaßt, der sich bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q})$ ergibt. Es handelt sich hierbei um die Fehler bei der Bestimmung der Reduktion durch die Schnitte, des Verzweigungsverhältnisses schwerer Quarks in Myonen und des Verhältnisses der totalen Wirkungsquerschnitte der b- und c-Quark-Erzeugung. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 7.3 zusammengefaßt. Die Werte werden folgendermaßen bestimmt: Der Fehler in der Bestimmung der Reduktion durch die angewendeten Schnitte im Transversalimpuls und im Polarwinkel erfolgt mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien verschiedener Strukturfunktionen. Das Gleiche gilt für die

Reduktion durch Impuls- und Winkelschnitte:	
f^c_{cut}	18 %
f^b_{cut}	0.01 %
Verzweigungsverhältnis des Zerfalls in Myonen:	
$BR_{c\overline{c}}$	11 %
$BR_{b\overline{b}}$	0.02 %
Verhältnis der Wirkungsquerschnitte f_σ	1.6 %
quadratische Summe	23 %

Tabelle 7.3: *Die systematischen Fehler für* $\sigma^{tot}(\gamma p \to Q\overline{Q})$.

Bestimmung des Verhältnisses des totalen Wirkungsquerschnittes für die Produktion von c-Quarks und die Produktion von b-Quarks, die in mindestens ein Myon zerfallen, welches nach den oben beschriebenen Schnitten akzeptiert wird. Hierbei wurden die Strukturfunktionen des Protons und Photons mit den in Abschnitt 2.5 beschriebenen Parametrisierungen variiert.

Der Fehler in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses wurde Referenz [PDG92] entnommen.

Die quadratische Addition dieser Fehler liefert einen Wert von 23 %, der systematische Fehler des totalen e-p-Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch quadratische Addition mit dem Fehler des sichtbaren Wirkungsquerschnittes (Abschnitt 7.2) zu 41 %. Weiterhin wurden Migrationseffekte untersucht, das heißt, Verschiebungen zwischen der Zahl der von einem Schnitt verworfenen und akzeptierten Ereignisse, die durch unterschiedliche Formen der Verteilungen entstehen. Dieser systematische Fehler liegt jedoch im Prozentbereich und wurde vernachlässigt.

7.7 Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}(\gamma p \to Q\overline{Q})$

Mit Hilfe des Wirkungsquerschnitts für die e-p-Wechselwirkung kann eine Abschätzung desjenigen für γ-p-Kollisionen erfolgen, indem man das Spektrum des transversalen Photonflusses über y und Q^2 nach Gleichung 1.6 aus Abschnitt 1.1.3 integriert:

$$\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q}) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}(y)}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma^{tot}(\gamma p \to Q\overline{Q})\,. \tag{7.4}$$

Es gilt:

$$y = \frac{W_{\gamma p}^2 + Q^2 - M_p^2}{s}\,. \tag{7.5}$$

Da für die selektierten Daten in den meisten Fällen das gestreute Elektron nicht im H1-Detektor nachgewiesen wurde und ein Teil der Hadronen den Akzeptanzbereich im vorderen Bereich des H1-Detektors nicht erreicht, können die kinematischen Größen nicht bestimmt werden. Daher wurde die untere Grenze der Schwerpunktsenergie des γ-p-Systems $W_{\gamma p}$ anhand von Monte-Carlo-Ereignissen der $c\overline{c}$-Produktion, bei denen das Myon die Akzeptanzbedingungen erfüllt, zu $W_{\gamma p}^{min} = 40\,GeV$ bestimmt (vergleiche Abbildung 2.2). Der Mittelwert von $W_{\gamma p}$ ergab sich zu $\langle W_{\gamma p}\rangle = 173\,GeV$. Das Integral über den Photonenfluß $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ nach Gleichung 1.7 liefert einen Wert von 0.18, wobei der dominierende Beitrag aufgrund der $1\,/\,Q^2$-Abhängigkeit für kleine Werte von Q^2 auftritt. Das Integral wurde innerhalb

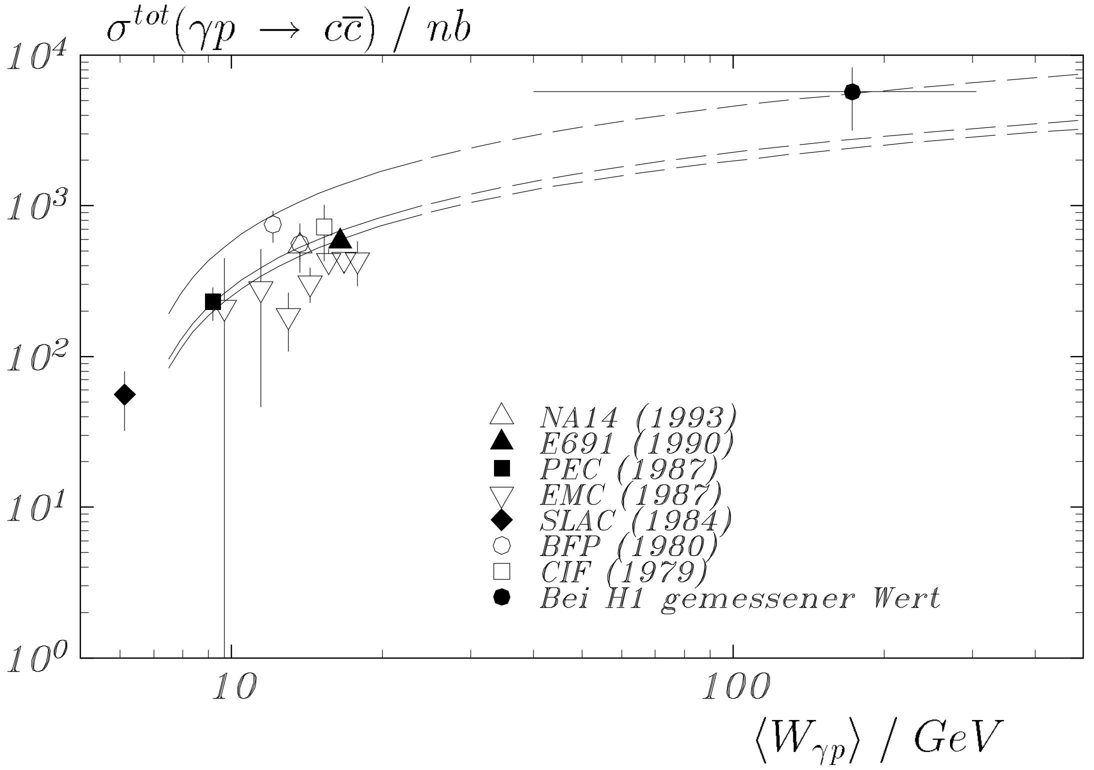

Abbildung 7.3: *Der totale Wirkunsquerschnitt* $\sigma^{tot}(\gamma p \to c\overline{c})$ *im Vergleich mit anderen experimentellen Daten. Die drei durchgezogenen Kurven geben die in Referenz [ELI89] angegebenen theoretischen Berechnungen für eine Quarkmasse* $m_c = 1.5\,GeV$ *wieder. Sie unterscheiden sich in der Variation der Parameter der Gleichung 1.16 aus Abschnitt 1.2.3. Die gestrichelten Kurven sind zu höheren Energien extrapoliert.*

der Grenzen von $0 \leq Q^2 \leq s$ und $40\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq \sqrt{s}$ berechnet. Aus Gleichung 7.4 lassen sich folgende Werte für die γ-p-Wirkungsquerschnitte errechnen:

$$\sigma^{tot}(\gamma p \to Q\overline{Q}) = (5.7 \pm 1.0\,(stat.) \pm 2.3\,(syst.))\ \mu b \simeq \sigma^{tot}(\gamma p \to c\overline{c})\,.$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von c-Quarks $\sigma^{tot}(\gamma p \to c\overline{c})$ ist, zusammen mit anderen experimentellen Werten und den theoretischen Vorhersagen, in Abbildung 7.3 gezeigt. Man erkennt, daß der gemessene Wert mit der Extrapolation der theoretischen Vorhersagen übereinstimmt.

In Tabelle 7.4 sind einige Ergebnisse der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $c\overline{c}$-Paaren in der γ-p-Streuung zusammengefaßt, die auch in Abbildung 7.3 zu sehen sind. Es handelt sich hierbei ausschließlich um Fixed-Target-Experimente. Der Wirkungsquerschnitt wird bei allen Experimenten außer bei dem der European Muon Collaboration für eine Virtualität $Q^2 = 0$ angegeben. Bei EMC sind die in der Tabelle zusammengefaßten Wirkungsquerschnitte für

Koll.	Jahr	Reaktion	$E_\gamma\,[GeV]$	$\overline{E_\gamma}\,[GeV]$	$\sigma^{tot}\,[nb]$	Referenz
NA14	1993	$\gamma\, N \rightarrow c\bar{c}X$	40 - 160	100	$540 \pm 60 \pm 100$	[ALV93]
E691	1990	$\gamma\, p \rightarrow c\bar{c}X$	80 - 230	145	$580 \pm 10 \pm 60$	[ANJ90]
PEC	1987	$\gamma\, N \rightarrow c\bar{c}X$	20 - 70	45	230 ± 57	[PEC87]
EMC	1987	$\gamma^*\, Fe \rightarrow c\bar{c}X$	40 - 60 60 - 80 80 - 100 100 - 120 120 - 140 140 - 160 160 - 180	50 70 90 110 130 150 170	212 ± 236 281 ± 235 187 ± 79 307 ± 80 433 ± 82 441 ± 76 437 ± 144	[EMC87]
SLAC	1984	$\gamma\, N \rightarrow c\bar{c}X$	20	20	$56 \pm {}^{24}_{23}$	[SLA84]
WA4	1980	$\gamma\, p \rightarrow D^0\,\overline{D^0}$	40 - 70	55	< 410	[WA480]
BFP	1980	$\gamma^*\, N \rightarrow c\bar{c}X$	178 100	78 100	$750 \pm {}^{180}_{130}$ $560 \pm {}^{200}_{120}$	[BFP80]
CIF	1979	$\gamma\, N \rightarrow D^0\,\overline{D^0}$	125	125	720 ± 290	[CIF79]

Tabelle 7.4: *Experimentelle Ergebnisse des totalen Wirkungsquerschnitts für die $c\bar{c}$-Produktion in der γ-p-Streuung.*

$3.16\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5.62\,GeV^2$ ermittelt worden. Die mittlere Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wurde mit Hilfe von $\langle W_{\gamma p}\rangle = \sqrt{2\,\overline{E_\gamma}\,M_P}$ berechnet.

7.8 Möglichkeiten zur Trennung von Ereignissen mit *b*-Quarks von denen mit *c*-Quarks

In diesem Abschnitt werden kurz Möglichkeiten zur Separation von Ereignissen mit b-Quarks diskutiert. Sie wurde im Rahmen dieser Arbeit nur mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen untersucht, da die erwartete Anzahl von Ereignissen mit b-Quarks in der Datennahmeperiode von 1993 mit etwa neun Ereignissen (siehe Abschnitt 7.1, 7.3) zu gering war, um das b-Signal erfolgreich zu trennen. Da jedoch die systematischen Fehler der Akzeptanzschnitte und des Einflusses der Strukturfunktionen auf den totalen Wirkungsquerschnitt bei Ereignissen mit b-Quarks im Vergleich zu denen mit c-Quarks gering sind, wäre eine Unterscheidung von schweren Quarks möglich, wenn die Luminosität und damit die Zahl der Ereignisse etwa eine Größenordnung höher ist, als 1993.

Monte-Carlo-Studien ergeben, daß die beste Trennung der Ereignisse durch die Ausnutzung der hohen Masse des b-Quarks ($m_b \approx 5\,GeV$) möglich ist. Dadurch erhält das Zerfallsmyon einen hohen Transversalimpuls, der zur Flugrichtung des Quarks bzw. des Teilchenjets aus der Fragmentation gemessen wird. In Abbildung 7.4(a) ist der Transversalimpuls des Myons, gemessen gegen die Jetachse, gezeigt. Der Teilchenjet wurde mit Hilfe des JADE-Algorithmus [JAD86] rekonstruiert, auf dessen Funktionsweise hier nicht näher eingegangen wird.

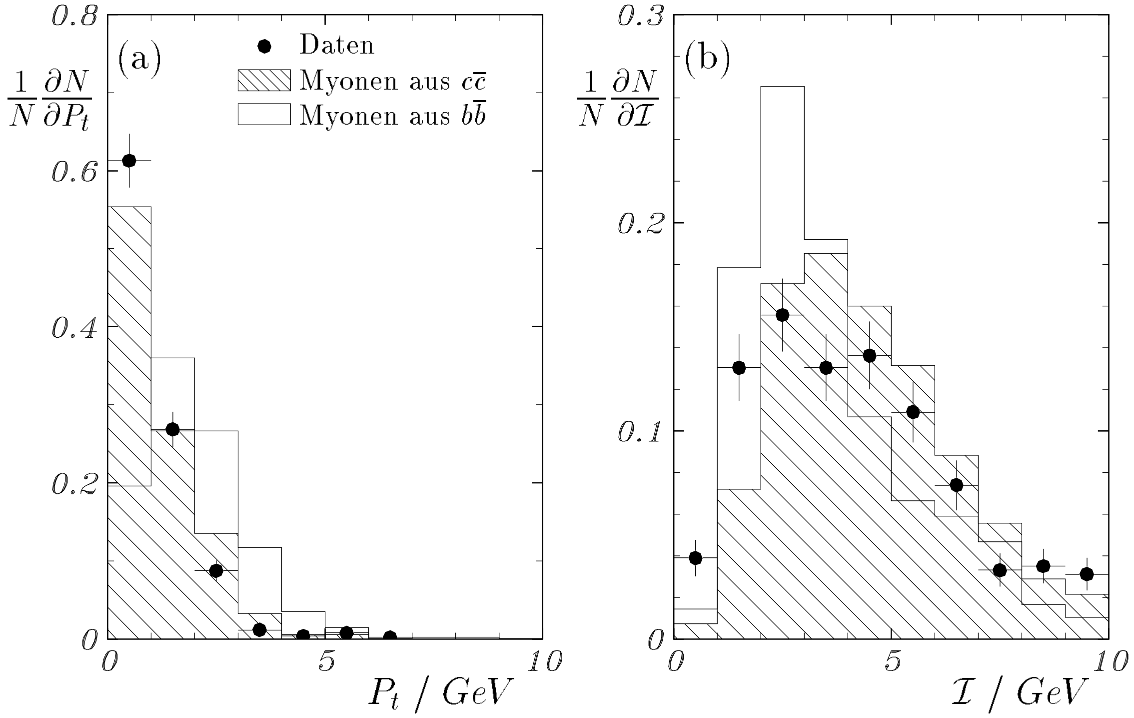

Abbildung 7.4: *Transversalimpuls P_t des Myons gegen die Jetachse (a) und Isolation des Myons (b) .*

Man erkennt, daß das Spektrum für Myonen aus dem Zerfall von b-Quarks mehr Einträge bei höheren Werten für P_t enthält, als die Spektren für Myonen der Daten und Myonen aus c-Quarks. Durch einen Schnitt in dieser Variablen lassen sich somit Ereignisse mit b-Quarks separieren.

Eine weitere Größe, die mit der Masse der Quarks und dem Transversalimpuls des Zerfallsmyons zusammenhängt, ist die Myonisolation $\mathcal{I}$. Sie ist ein Maß für die Energie und somit die Teilchenanzahl, die sich in der Umgebung des Myons befindet. $\mathcal{I}$

ist definiert durch:

$$\mathcal{I} = \sqrt{(\sum_{Spuren} P_t)^2 + (\sum_{Zellen} E_t)^2} \; . \tag{7.6}$$

Hierbei werden die transversalen Impulse P_t und Energien E_t in einem Kegel um die Flugrichtungsachse mit einem Öffnungswinkel von $\alpha = 0.1\,rad$ aufsummiert. In Abbildung 7.4(b) ist die Isolation der Myonen aus den gemessenen Daten sowie $c\overline{c}$- und $b\overline{b}$-Monte-Carlo-Ereignissen aufgetragen. Man erkennt, daß in der Umgebung von Myonen aus dem Zerfall von b-Quarks weniger Teilchen zu finden sind, als in der Umgebung von Myonen aus c-Quarks und den gemessenen Daten.

Mit der Installation und Inbetriebnahme eine Vertexdetektors (für Ende 1995 geplant) ließen sich Ereignisse mit b-Quarks von denen mit c-Quarks möglicherweise durch Bestimmung des Sekundärvertex unterscheiden.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Produktion schwerer Quarks in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA mit Hilfe ihres Zerfalls in Myonen untersucht.

Die c- und b-Quarks zerfallen zu etwa 10 % in Myonen. Diese wurden in der vorliegenden Arbeit mit dem zentralen Myonsystems des H1-Experimentes nachgewiesen. Damit das Myon das instrumentierte Eisen erreicht, ist ein $P_t(\mu)$ von mindestens $1.5\,GeV$ nötig. Außerdem wurde zur Reduktion des Untergrundes verlangt, daß die Myonen einen Polarwinkel $\vartheta(\mu)$ zwischen $30\,°$ und $130\,°$ besitzen.

Ausgehend von einer Datenmenge von etwa $4 \cdot 10^6$ Ereignissen konnten durch verschiedene Selektionskriterien 456 Ereignisse ausgewählt werden. Diese Ereignisse enthielten noch Beiträge mehrerer Untergrundklassen. Abschätzungen ergaben, daß keine Ereignisse aus Strahl-Gas-Prozessen, kosmischen Myonen und Photon-Photon-Kollisionen in dem selektierten Datensatz erwartet werden. Aus der Produktion von J/ψ-Mesonen, die in ein Myonpaar zerfallen, resultieren 13 ± 6 Ereignisse. Der Untergrund, der aus Ereignissen mit einem Zerfall von Hadronen, bestehend aus leichten Quarks, in Myonen stammt, wurde mit Hilfe von Daten der tiefinelastischen Streuung und Photoproduktion abgeschätzt. Es werden 237 ± 28 Ereignisse erwartet, so daß die Anzahl von Ereignissen mit Myonen aus dem Zerfall schwerer Quarks bei 206 ± 36 liegt.

Schwere Quarks werden hauptsächlich in der Photoproduktion erzeugt, das heißt, das Quadrat des Impulsübertrages des vom Elektron ausgestrahlten Photons ist etwa Null. Der Prozeß zur Erzeugung schwerer Quarks wird als Boson-Gluon-Fusion bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung schwerer Quarks hängt unter anderem von der Masse der schweren Quarks und der Dichteverteilung der Gluonen des Protons ab. Er ist für die Produktion von c-Quarks etwa zwei Größenordnungen höher als für die Produktion von b-Quarks.

Aufgrund der geringeren Masse der c-Quarks entstehen diese und somit auch die Zerfallsmyonen zumeist unter sehr kleinen oder sehr großen Polarwinkeln und haben im Mittel einen kleineren Transversalimpuls als b-Quarks, so daß der Wirkungsquerschnitt für Myonen aus dem Zerfall von c-Quarks nach den Akzeptanzschnitten nur noch etwa zwanzig mal so groß ist wie der Wirkungsquerschnitt für Myonen aus dem Zerfall von b-Quarks.

Der resultierende Wirkungsquerschnitt für die Produktion von schweren Quarks, die in ein Myon zerfallen, welches den Akzeptanzschnitten genügt, lautet:

$$\sigma^{vis}(ep \to Q\overline{Q} \to \mu X) \; = \; (\,2.5 \;\pm\; 0.5\,(stat.) \;\pm\; 0.9\,(syst.)\,)\; nb\,. \tag{7.7}$$

Monte-Carlo-Rechnungen ergeben für Myonen aus dem Zerfall von schweren Quarks, die nach Anwendung der Schnitte verbleiben, einen Wirkungsquerschnitt von $(3.0 \pm 0.1)\,nb$. Dabei wurden die Parametrisierungen für die Strukturfunktionen des Protons und des Photons von Glück, Reya und Vogt verwendet, die bei H1 für Daten der tiefinelastischen Streuung bzw. Photoproduktion die beste Übereinstimmung ergaben. Eine Gluonverteilung im Proton, die bei kleinen Werten für x_g stark ansteigt, ist mit dem hier vorgestellten Ergebnis im Rahmen der Fehler verträglich.

Mit Hilfe des aus Monte-Carlo-Studien ermittelten Reduktionsfaktors für die Akzeptanzschnitte wurden aus der Ereigniszahl der totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks ermittelt:

$$\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q}) \;\;=\;\; (\,1.21 \;\pm\; 0.22\,(stat.) \;\pm\; 0.50\,(syst.)\,)\;\mu b\,.$$

Da der Anteil des $b\overline{b}$-Wirkungsquerschnitts weniger als 1 % beträgt, gilt $\sigma^{tot}(ep \to Q\overline{Q} \simeq \sigma^{tot}(ep \to c\overline{c})$. Bei H1 wurde dieser Wirkungsquerschnitt mit Hilfe des Zerfalls von D^*-Mesonen bestimmt. Es ergab sich $\sigma(ep \to c\overline{c}) = (1.1 \pm 0.9)\,\mu b$, in guter Übereinstimmung mit dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert.

Aus $\sigma^{tot}(ep)$ kann der totale Wirkungsquerschnitt der γ-p-Produktion schwerer Quarks mit Hilfe des integrierten Flusses transversal polarisierter Photonen bei einer mittleren Schwerpunktsenergie des γ-p-Systemes $\langle W_{\gamma p}\rangle = 173\,GeV$ abgeschätzt werden:

$$\sigma(\gamma p \to Q\overline{Q}) \;\;=\;\; (\,5.7 \;\pm\; 1.0\,(stat.) \;\pm\; 2.3\,(syst.)\,)\;\mu b\,.$$

Dieser Wert wurden mit den Ergebnissen anderer Experimente und der Extrapolation theoretischer Vorhersagen verglichen. Es wurde eine gute Übereinstimmung gefunden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[ABT92] I. Abt, J. R. Smith,
MC Upgrades to Study Untagged Events.
internal H1-Note **H1-10/92-249**, *(1992)*

[ABT93] I. Abt,
Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce e p events for H1.
internal H1-Note **H1-05/93-290**, *(1993).*

[ALE93] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al.,
Heavy flavor production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector.
Z. Phys. **C57** *(1993) 17.*

[ALI93] A. Ali,
Heavy Quark Physics in Photo- and Leptoproduction Processes at HERA and Lower Energies.
DESY preprint **93-105** *(1993).*

[ALV93] NA14 Collaboration, M. P. Alvarez et al.,
Study of charm photoproduction mechanisms.
Z. Phys. **C60** *(1993) 53.*

[AND83] B. Andersson et. al.,
Lepton decay of heavy flavours.
Phys. Rep. **97** *(1983) 31.*

[ANJ90] E691 Collaboration, J. C. Anjos et al.,
Photon-gluon fusion analysis of charm photoproduction.
Phys. Rev. Lett. **65** *(1990) 2503.*

[ARG92] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al.,
A Measurement of the inclusive semileptonic decay fraction of charmed hadrons.
Phys. Lett. **B278** *(1992) 202.*

[ARG93] ARGUS Collaboration, H. Albrecht et al.,
A Model-Independent Determination of the Inclusive Semileptonic Decay Fraction of B Mesons.
Phys. Lett. **B318** *(1993) 397.*

[BAR91] S. Baranov, O. Dünger, H. Shooshtari, J. A. M. Vermaseren,
LPair: a generator for lepton pair production.
in: Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg (1991).

[BAU78] T. H. Bauer et. al.,
The hadronic properties of the photon in high-energy interactions.
Rev. Mod. Phys. **50** *(1978) 261.*

[BER81] E. L. Berger, D. Jones,
Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons.
Phys. Rev. **D23** *(1981) 1521.*

[BFP80] A. R. Clark et al.,
Cross-Section Measurements for Charm Production by 209-GeV Muons.
Phys. Rev. Lett. **45** *(1980) 682.*

[CAB63] N. Cabibbo,
Unitary symmetry and leptonic decays.
Phys. Rev. Lett. **10** *(1963) 531.*

[CAL93] H1 Calorimeter group,
The H1 Liquid Argon Calorimeter System.
Nucl. Inst. & Meth. **A336** *(1993) 460.*

[CEL83] CELLO Collaboration, H. J. Behrend et al.,
Inclusive production of electrons and muons in multi-hadronic events at PETRA.
Z. Phys. **C19** *(1983) 291.*

[CHE76] M.-S. Chen, P. Zerwas,
Equivalent-particle approximations in electron and photon processes of higher-order QED.
Phys. Rev. **D12** *(1976) 187.*

[CIF79] M. S. Atiya et al.,
Evidence for the High-Energy Photoproduction of Charmed Mesons.
Phys. Rev. Lett. **43** *(1979) 414.*

[CLE92] CLEO COLLABORATION, S. HENDERSON ET AL.,
Measurements of semileptonic branching fractions of B Mesons at the $\Upsilon(4S)$ resonance.
Phys. Rev. **D45** *(1992) 2212.*

[CRB89] CRYSTAL BALL COLLABORATION, K. WACHS ET AL.,
The electron spectrum from B meson decays.
Z. Phys. **C42** *(1989) 33.*

[CUS91] C. YANAGISAWA ET AL.,
B Semileptonic Decays at the $\Upsilon(4S)$ and the $\Upsilon(5S)$.
Phys. Rev. Lett. **66** *(1991) 2436.*

[DUE94] O. DÜNGER,
Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA.
Dissertation, Interner Bericht DESY F11/F22-94-01 Hamburg (1994).

[EIB92] S. EICHENBERGER,
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA based on Multiwire Proportional Chamber Signals.
internal H1-Note **H1-02/92-214**, *(1992).*

[EIC86] E. EICHTEN ET AL.,
Super Collider Physics.
Rev. Mod. Phys. **56** *(1984) 579.*

[EIN75] M. B. EINHORN, S. D. ELLIS,
Hadronic production of the new resonances: Probing gluon distributions.
Phys Rev. **D12** *(1975) 2007.*

[EKU88] R. A. EICHLER, Z. KUNSZT ET AL.,
Charm, bottom and top production in high energy electron proton collisions.
Nucl. Phys. **B303** *(1988) 791.*

[ELS93] E. ELSEN,
The H1 Trigger and Data Acquisition System.
internal H1-Note **H1-01/93-262** *(1993),*
Proc. of the Int. Symp. Electronic Instrumentation in Physics, Dubna (1991).

[ELI88] R. K. ELLIS, Z. KUNSZT,
Photoproduction and electroproduction of heavy flavours with gluon

bremsstrahlung.
Nucl. Phys. **B303** *(1988) 653.*

[ELI89] R. K. Ellis, P. Nason,
QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks.
Nucl. Phys. **B312** *(1989) 551.*

[EMC87] European Muon Collaboration, M. Arneodo et al.,
Charm Production in Deep Inelastic Muon-Iron Interactions at 200 *GeV/c.*
Z. Phys. **C35** *(1987) 1.*

[FRO78] A.G. Frodesen, O. Skjeggestad, H. Tøfte,
Probability and Statistics in Particle Physics.
Universitetsforlaget Bergen-Oslo-Tromsø(1978).

[GEL94] A. Gellrich,
Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA.
Dissertation, Interner Bericht DESY FH1T-94-02 Hamburg (1994).

[GHR82] M. Glück, E. Hoffman und E. Reya,
Charmed-particle production by photon-gluon fusion.
Z. Phys. **C13** *(1982) 119.*

[GOU83] K. Goulianos,
Diffractive interactions of hadrons at high energies.
Phys. Rep. **101** *(1983) 169.*

[GRV90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt,
Radiatively generated parton distributions for high energy collisions.
Z. Phys. **C48** *(1990) 471.*

[GRV92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt,
Photonic parton distributions.
Phys. Rev. **D46** *(1992) 1973.*

[GST92] L. E. Gordon and J. K. Storrow,
The parton distribution functions of the photon and the structure function $F_2^\gamma(x, Q^2)$.
Z. Phys. **C56** *(1992) 307.*

[H1C93] H1 Collaboration, I. Abt et. al.,
Total Photoproduction Cross Section measurement at HERA Energies.
Phys. Lett. **B299** *(1993) 374.*

[H1C93a] H1 COLLABORATION, I. ABT ET. AL.,
Measurement of the Proton Structure Funktion $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA.
Nucl. Phys. **B407** *(1993) 515.*

[H1C94] H1 COLLABORATION, T. AHMED ET. AL.,
Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA.
DESY preprint **94-153** *(1994) submitted to Phys. Lett. B.*

[H1D93] H1 COLLABORATION, I. ABT ET. AL.,
The H1 Detector at HERA.
DESY preprint **93-078** *(1993) to be submitted to Nucl. Inst. & Meth.*

[HOU62] P. V. C. HOUGH,
Method and Means for Recognizing Complex Patterns.
U.S. Patent 3,069,654 December 18. (1962).

[HUF94] H. HUFNAGEL,
Jets in Photoproduction at HERA.
in: Proceedings of the 27th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow (1994).

[ING87] G. INGELMAN ET AL.,
Deep Inelastic Physics and Simulation.
in: Proceedings of the HERA workshop Vol. 1, Hamburg (1987).

[ING88] G. INGELMAN, G. A. SCHULER,
Characteristics of heavy flavour production in ep collisions.
Z. Phys. **C40** *(1988) 299.*

[JAD86] JADE COLLABORATION, W. BARTEL ET AL.,
Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies.
Z. Phys. **C33** *(1986) 23.*
JADE COLLABORATION, S. BETHGE ET AL.,
Experimental Investigation of the Energy Dependence of the Strong Coupling Strength.
Phys.Lett. **B213** *(1988) 235.*

[JAD87] JADE COLLABORATION, W. BARTEL ET AL.,
Determination of semimuonic branching ratios and fragmentation functions of heavy quarks in e^+-e^--annihilation at $\sqrt{s} = 34.6\,GeV$.
Z. Phys. **C33** *(1987) 339.*

[JON78] L. M. Jones, H. W. Wyld,
Charmed-particle production by photon-gluon fusion.
Phys. Rev. **D17** *(1978) 759.*

[JUN92] H. Jung,
The Monte Carlo Generator EPJPSI for J/ψ-Mesons in High Energy Electron Proton Collisions.
AACHEN preprint **PITHA 92/10** *(1992)*

[KOB73] M. Kobayashi, T. Maskawa,
CP Violation in the renormalizable theory of weak interaction.
Prog. Theor. Phys. **49** *(1973) 652.*

[KUN89] Z. Kunszt,
General Properties of pertubative QCD.
in: Physics for a new generation, Proc., 28th Internationale Universitätswochen für Kernphysik, Schladming (1989).

[LAC91] H. Abramowicz, K. Charchula, A. Levy,
Parametrisation of parton distributions in the photon.
Phys. Lett. **B269** *(1991) 458.*

[LAU84] P. Laurikainen,
The JPATH filter algorithm for JADE track triggers.
JADE Note 112 (1984).

[LEP91] L3 Collaboration, B. Adeva et al.,
Measurements of $Z^0 \to b\bar{b}$ decays and the semileptonic branching ratio BR(b → l + X).
Phys. Lett. **B261** *(1991) 177.*

[MAJ83] MARK J Collaboration, B. Adeva et al.,
Experimental study of inclusive muon spectra at PETRA.
Phys. Rev. Lett. **51** *(1983) 443.*

[MAR88] MARK II Collaboration, R. A. Ong et al.,
Inclusive lepton production in e+ e− annihilation at $29\,GeV$.
Phys. Rev. Lett. **60** *(1988) 2587.*

[MRS93] A. D. Martin, W. J. Stirling and R. G. Roberts,
New information on parton distributions.
Phys. Rev. **D47** *(1993) 867.*

[MTB91] J. G. Morfin, W. K. Tung,
Parton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic scattering and lepton-pair production.
Z. Phys. **C52** *(1991) 13.*

[NAC86] O. Nachtmann,
Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte.
Vieweg Verlag, Braunschweig (1991).

[NAG86] E. Nagy,
Recent results of the European Muon Collaboration (EMC) on fragmentation.
Proceedings of the XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkley (1986) 1139.

[NAS88] P. Nason et al.,
The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions.
Nucl. Phys. **B303** *(1988) 607.*

[NEE92] W. L. van Neerven,
Deep Inelastic Scattering.
in: Proc. of 1992 Zeuthen Workshop on Elementary Particle Theory: Deep Inelastic Scattering, Teupitz/Brandenburg, Germany, and:
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **29A** *(1992) 199.*

[OPA93] The OPAL Collaboration, P. D. Acton et al.,
Measurement of $\Gamma(Z_0 \rightarrow b\,\overline{b})/\Gamma(Z_0 \rightarrow \text{hadrons})$ using Leptons.
Z. Phys. **C58** *(1993) 523.*

[PAU85] E. Paul,
Photoproduction of Vector Mesons.
Nucl. Phys. **A446** *(1985) 203.*

[PDG92] Particle data group,
Review of Particle Properties.
Phys Rev. **D45** *(1992) No.11 part II 1.*

[PEC87] Photon Emulsion Collaboration, M. Adamovich et al.,
Cross sections and some features of charm photoproduction at γ Energies of 20-70 *GeV*.
Phys. Lett. **B187** *(1987) 437.*

[PYT92] T. Sjöstrand,
Pythia 5.6 and Jetset 7.3. Physics and Manual.
CERN-TH.6488.92 (1992).

[REG59] T. Regge,
Introduction to Complex Orbital Momenta.
Nuovo Cim. **14** *No. 5 (1959) 951.*

[ROS91] A. Rostovtsev,
H1-KMTREC.
H1-Software, Hamburg (1991)

[ROS93] A. Rostovtsev, V. Soloshenko,
Corrections to the Weizsäcker-Williams-Approximation of Photon Flux in *ep* Collisions.
internal H1-Note **H1-08/93-309**, *(1993)*

[SAK60] J. J. Sakurai,
Theory of strong interactions.
Ann. Phys. (NY) **11** *(1960) 1.*

[SCH88] G. A .Schuler,
Heavy flavour production at HERA.
Nucl.Phys. **B299** *(1988) 21.*

[SCH91] G. A .Schuler,
Theoretical aspects of low-Q^2 physics at HERA.
in: Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg (1991).

[SEL94] R. Sell,
Dissertation, Hamburg (1994, in Vorbereitung).

[SIK93] S. Schiek,
Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern.
Diplomarbeit, Hamburg (1993, nicht veröffentlicht).

[SLA84] K. Abe et al.,
Charm photoproduction at 20 *GeV*.
Phys. Rev. **D30** *(1984) 1.*

[SMN92] J. Smith, W. L. van Neerven,
QCD corrections to heavy flavor photoproduction and electroproduction.
Nucl. Phys. **B374** *(1992) 36.*

[TAS84] TASSO Collaboration, M. Althoff et al.,
Production and muonic decay of heavy quarks in e+ e− annihilation at 34.5 *GeV*.
Z. Phys. **C22** *(1984) 219.*

[TUT91] J. Tutas,
Myonen im H1-Detektor.
Dissertation, Aachen preprint **PITHA 91/10** *(1991).*

[WA480] D. Aston et al.,
Photoproduction of charmed D Mesons at γ Energies of 40-70 *GeV*.
Phys. Lett. **B94** *(1980) 113.*

[WEI34] C. F. von Weizsäcker,
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen.
Z. Phys. **88** *(1934) 612.*

[WII91] B. H. Wiik,
HERA Status.
in: Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg (1991).

[WIL34] E. J. Williams,
Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae.
Phys. Rev. **45** *(1934) 729.*

[WOL92] T. Wolff,
Entwicklung, Bau und erste Ergebnisse eines totzeitfreien Spurfinders für das H1-Experiment an HERA.
internal H1-Note **H1-02/92-213**, *(1992).*

[WOU91] R. van Woudenberg et al.,
Gluon density determination from open charm events at HERA.
in: Proc. of the workshop on physics at HERA, Hamburg (1991).

[ZEU94] ZEUS Collaboration, M. Derrik et. al.,
Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180 *GeV* Center of mass Energy.
DESY preprint **94-032** *(1994).*

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Rolf Felst für die interessante Aufgabenstellung und die hervorragende Betreuung während meiner Doktorandenzeit sowie Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann für die Übernahme der Betreuung von Seiten der Universität Hamburg.
Allen Physikern, Technikern und Ingenieuren der Arbeitsgruppen F11 und F22 sei für die Arbeit am zentralen Myonsystem des H1-Detektors gedankt, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.
Für die fruchtbare Zusammenarbeit innerhalb der „Heavy-Quark“-Arbeitsgruppe bedanke ich mich hier stellvertretend bei Frau Prof. Dr. Beate Naroska, Herrn Dr. Ralf Gerhards und Herrn Dr. Hannes Jung.
Speziell möchte ich Herrn Dr. Claus Kleinwort für die angenehme Zusammenarbeit bei der Myonrekonstruktion und ihm sowie Hanna Mahlke und Benno List für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken.
Abschließend ein herzliches Dankeschön allen Mitgliedern der Myongruppe, die in den drei Jahren auch mit vielen über die Arbeitszeit hinausgehenden Abwechslungen für eine angenehme Atmosphäre gesorgt haben.