Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Malte Ellerbrock

aus Hamburg

Mai 1999

Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms

bei höchsten Impulsüberträgen

in der $e^- p$-Streuung

Die Diplomarbeit wurde von Malte Ellerbrock ausgeführt am

Physikalischen Institut

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Franz Eisele

Zusammenfassung

In den Jahren 1998/99 wurden am HERA-Speicherring des Deutschen Elektronen-Synchrotrons erstmals e^-p-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 320 GeV erzeugt. In der vorliegenden Arbeit wurden die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ und $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ der tiefunelastischen Streuung $e^-p \longrightarrow e^-X$ mit den Daten des H1-Experimentes gemessen.
Im Bereich großer Viererimpulsüberträge Q^2 sind diese Daten insbesondere im Hinblick auf die Beobachtung einer zu hohen Ereignisrate in der e^+p-Streuung bei HERA interessant. Dementgegen wurde in dieser Analyse eine gute Übereinstimmung zwischen den e^-p-Daten und der Erwartung für tiefunelastische Streuung innerhalb des Standardmodells gefunden.
Ein Vergleich der beiden Datensätze erlaubt hier zum ersten Mal die Beobachtung des Effektes der Strukturfunktion xF_3 durch die γZ^0-Interferenz.

Abstract

In the years 1998/99 first e^-p collisions at a center of mass energy of 320 GeV were produced at the HERA storage ring at the Deutsches Elektronen-Synchrotron. Using data collected by the H1 experiment, the cross sections for deep inelastic $e^-p \longrightarrow e^-X$ scattering $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$, and $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ were measured in this thesis project.
In the region of high four-momentum transfer Q^2, these data are interesting especially in view of the observation of an unexpectedly high event yield in e^+p scattering at HERA. In comparison to this, good agreement between the e^-p data and the prediction by standard model deep inelastic scattering were found in this analysis.
The comparison of the two data sets allow for the first time for the observation of the structure function xF_3 induced by γZ^0 interference.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung von Streureaktionen, bei denen ein hoher Impulsübertrag stattfindet, hat seit einem Jahrhundert eine bemerkenswerte und erfolgreiche Entwicklung genommen. Sie sind die Basis der Strukturuntersuchung von Materie, da die erreichbare räumliche Auflösung wie 1/Energie skaliert.

Eines der ersten Experimente dazu wurde von Rutherford durchgeführt, der Heliumkerne an einer Goldfolie streute. Die Beobachtung von mitunter auch großen Ablenkwinkeln, die einem hohen Impulsübertrag entsprechen, bewirkten einen Durchbruch bei der Entwicklung der Atommodelle. Um in den subatomaren Bereich vorzudringen, sind kleinere Wellenlängen der Probeteilchen und damit höhere Energien nötig, für die keine brauchbaren, natürlichen Strahlungsquellen (wie z.B. α-Strahler) existieren. Daher wurden Beschleunigeranlagen entwickelt und gebaut, die heute Probeteilchen bis in den Energiebereich von einigen hundert GeV zur Verfügung stellen.

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg befindet sich der Speicherring HERA, in dem Elektron- (oder Positron-) und Protonstrahlen mit einer Energie von 27 GeV und 820 GeV bzw. 920 GeV zur Kollision gebracht werden und Schwerpunktsenergien von ungefähr 300 GeV erreichen. Damit stellt HERA das zur Zeit leistungsfähigste Super-Elektronenmikroskop dar, mit dem Strukturen bis 10^{-18} m aufgelöst werden können.

Im HERA-Speicherring werden Elektronen und Protonen in vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Die Streureaktionen werden mit den Experimenten H1, HERA-B, HERMES und ZEUS untersucht. HERA-B und HERMES wurden zur Erforschung spezieller Fragen konzipiert und beobachten die Streuprodukte von Elektronen bzw. Protonen an einem ruhenden Ziel. H1 und ZEUS sind universelle Experimente zur Betrachtung der Elektron-Proton-Streuung und damit der Wechselwirkung zwischen Quarks (oder Gluonen) und Leptonen über neutrale oder geladene Ströme mit einem Impulsübertrag von bis zu $Q^2 \simeq 10^5$ GeV^2. Dabei erlaubt die HERA-Kinematik nicht nur die Beobachtung des gestreuten Elektrons, sondern auch des hadronischen Rückstoßsystems, das im Falle der geladenen Ströme den einzigen meßbaren Zugang erlaubt.

Untersuchungen der physikalischen Aspekte unter Berücksichtigung der experimentellen Möglichkeiten am Speicherring HERA sind in den Berichten mehrerer Workshops zusammengefaßt [HWS87], [HWS91], [HWS95/96]. Bei der tiefunelastischen ep-Streuung mit großem Impulsübertrag eröffnen sich unter anderem folgende Themen:

- Struktur des Protons: Messung der Protonstrukturfunktion $F_2\,(x, Q^2)$ und Bestimmung der Partonverteilungen von Quarks und Gluonen
- Elektroschwache Physik: neutrale und geladene Ströme, Erzeugung reeller Eichbosonen
- "Neue Physik" im s-Kanal: Resonanzen, angeregte Fermionzustände
- Räumliche Strukturen im t-Kanal: Substrukturen, Kontaktwechselwirkungen

Der erste Punkt ist besonders für zukünftige Hadron-Hadron-Beschleunigeranlagen von Bedeutung, da die Partonverteilungen nur experimentell ermittelt werden können. Die elektroschwache Physik ist bereits im sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik etabliert und wird immer neuen Präzisionstests unterworfen. Die letzten beiden Themen beschreiben Physik jenseits des Standardmodells, nach der man ausgiebig sucht, bzw. die man auszuschließen versucht.

Weil zum einen der Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme mit $1/Q^4$ abfällt, zum anderen ein Stoß bei hohen Q^2 nur an den sehr seltenen Quarks erfolgen kann, die selbst einen hohen Impulsbruchteil x am Proton tragen, ist die Datenstatistik eine Frage der Luminosität, die der Beschleuniger liefert. Von 1994-97 wurde eine hohe Statistik mit e^+p-Daten gewonnen, seit 1998 werden bei HERA wieder e^-p-Daten genommen. Das vorliegende e^-p-Datenvolumen entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \simeq 18.9$ pb^{-1} und erlaubt zum ersten Mal den Vergleich von e^-p- mit e^+p-Streuung bei hohen Q^2. Dort sagt das Standardmodell Unterschiede voraus, die auf der elektroschwachen Wechselwirkung beruhen.

Mit der vorliegenden Arbeit wird die tiefunelastische Streuung mit neutralen Strömen bei hohen Impulsüberträgen $Q^2 > 200$ GeV^2 untersucht. Dazu werden die e^-p-Daten des H1-Experimentes aus der Datennahmeperiode von 1998 bis Mai 1999 analysiert. Die Messung basiert weitestgehend auf der Energie- und Winkelmessung mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, das den relevanten Raumwinkelbereich überdeckt. Ein Vergleich mit den e^+p-Daten von 1994-1997 wird hergestellt.

Kapitel 2 gibt eine Einführung in die Grundlagen der tiefunelastischen ep-Streuung sowie der speziellen HERA-Kinematik. Das Kapitel 3 beschreibt den Aufbau des H1-Experimentes und die Funktion der wichtigsten Detektorkomponenten.

Die Analyse der Daten gliedert sich in:

- Ereignisselektion: Effizienz und Stabilität der Daten (Kapitel 4)
- Apparative Effekte: Ausrichtung und Kalibration des LAr-Kalorimeters (Kapitel 5)
- Beschreibung der Daten durch die Simulation, Kontrollverteilungen (Kapitel 6)
- Ergebnisse: Einfach- und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte und deren Interpretation (Kapitel 7)

Die Arbeit schließt mit der Zusammenfassung aller Ergebnisse und einem Ausblick.

Kapitel 2

Tiefunelastische ep-Streuung

Dieses Kapitel behandelt die Phänomenologie der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA. Es wird der grundlegende Streuprozeß mit den relevanten kinematischen Größen sowie deren Rekonstruktionsmöglichkeiten vorgestellt. Der Wirkungsquerschnitt, der die eigentliche Meßgröße darstellt, wird diskutiert. Für eine ausführliche theoretische Beschreibung der tiefunelastischen Streuung sei auf [Hal84] und [Nac86] verwiesen.

2.1 Neutrale Ströme

Bei HERA werden seit 1998 Elektronen mit einer Energie von 27.5 GeV und Protonen mit einer Energie von 920 GeV zur Kollision gebracht. Die Streureaktion ist in Abbildung 2.1a schematisch dargestellt. Die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Proton wird durch den Austausch eines virtuellen Bosons vermittelt. Je nach Ladung des Bosons unterscheidet man zwischen neutralen und geladenen Strömen.

Bei den neutralen Strömen wird ein Photon (γ) oder ein Z^0-Boson zwischen dem Elektron und dem Proton ausgetauscht. Im Gegensatz dazu wird beim geladenen Strom ein geladenes W-Boson ausgetauscht und das Elektron in ein Neutrino umgewandelt, das aufgrund seiner schwachen Wechselwirkung mit Materie nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden kann.

Im kinematischen Bereich von HERA ist der fundamentale Streuprozeß die Streuung eines Elektrons an einem Quark (q) oder Antiquark ($\overline{q}$) und wird in niedrigster Ordnung durch das Quark-Parton-Modell beschrieben. Bei hohen Impulsüberträgen verhalten sich die Quarks bei der Streuung wie freie Teilchen. Die Elektron-Streuung erfolgt dann inkohärent am einzelnen Parton. Dieser Subprozeß stellt den Ausgangspunkt für das weitere Vorgehen dar. Das gestreute Quark hadronisiert und bildet einen Jet, ebenso wie die beiden unbeteiligten Quarks des Protonrestes.

In Abbildung 2.1b ist die Elektron-Streuung an einem Quark in Form eines Feynmandiagrammes in führender Ordnung dargestellt. Das Elektron läuft mit dem Viererimpuls k ein und besitzt nach der Streuung den Impuls k'. Der vom Austauschteilchen vermittelte Impulsübertrag auf das Proton beträgt daher $q = k - k'$. Das Proton läuft mit dem Viererimpuls P ein, von dem das Quark den Bruchteil x trägt.

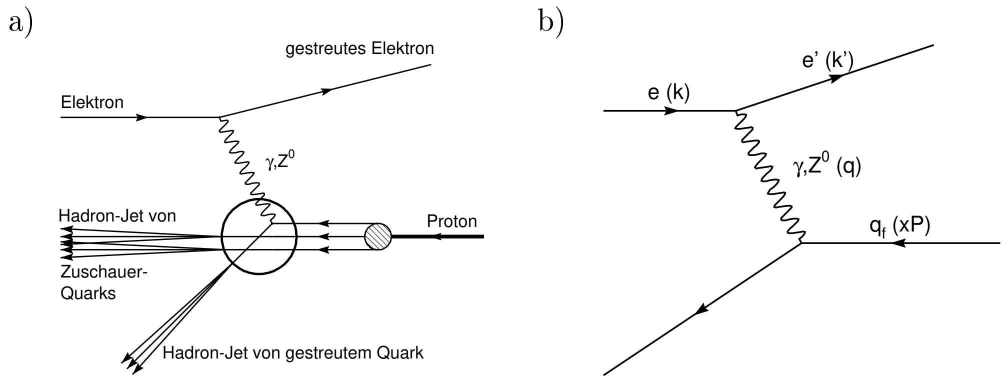


Abbildung 2.1: a) *ep*-Streuprozeß mit einem neutralen Strom in niedrigster Ordnung. Das Elektron läuft von links ein, das Proton von rechts. Neben dem Hadron-Jet des gestreuten Quarks läuft noch ein weiterer Hadron-Jet von den Zuschauerquarks unabgelenkt aus. b) Feynmandiagramm des Elektron-Quark-Streuprozesses mit den Vierervektoren in Klammern.

Dem System steht damit eine Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ zur Verfügung, mit

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

Da sich das Elektron-Proton-Schwerpunktsystem aufgrund der verschiedenen Strahlenergien relativ zum Laborsystem bewegt, werden relativistisch invariante Größen zur Beschreibung des Streuprozesses verwendet. Dazu zählt der schon angesprochene quadrierte Viererimpulsübertrag Q^2 sowie die beiden Bjorkenschen Skalenvariablen x und y, die im Quark-Parton-Modell den Impulsbruchteil des Quarks am Proton und die Inelastizität beschreiben:

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

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

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

Die beiden Bjorkenschen Variablen x und y sind dimensionslos und können Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Unter Vernachlässigung der Massen von Lepton und Proton erhält man die wichtige Beziehung

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

Demnach sind nur zwei Parameter unabhänging voneinander. Im folgenden wird mit hohen Q^2 der Bereich $Q^2 > 200$ GeV^2 und mit sehr hohen Q^2 der Bereich $Q^2 > 5000$ GeV^2 bezeichnet.

2.1.1 Strahlungseffekte

In der bisherigen Betrachtung wurde nur die führende Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung ohne Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Es gibt jedoch auch Streureaktionen, bei denen das Elektron ein zusätzliches Photon abstrahlt. In der ersten Ordnung unterscheidet man:

- **ISR:** Das Elektron strahlt vor der Wechselwirkung ein Photon ab ('initial state radiation', ISR). Aufgrund der kleineren Energie, die das Elektron in die Streureaktion einbringt, verringert sich die Schwerpunktsenergie. Die Folge ist eine veränderte Kinematik, daher ist es wichtig, eine solche Abstrahlung im Experiment zu erkennen.

- **FSR:** Das Elektron stahlt nach dem Streuprozeß ein Photon ab ('final state radiation', FSR). Das Photon wird mit großer Wahrscheinlichkeit unter einem sehr kleinen Winkel vom Elektron abgestrahlt, so daß man im Experiment das Photon kaum vom Elektron trennen kann.

- Das Elektron strahlt vor der Wechselwirkung mit dem Quark ein Photon ab und absorbiert dieses wieder nach der Streureaktion. Diese sogenannte Vertexkorrektur kann experimentell nicht direkt erkannt werden.

Die gleichen Prozesse können ebenfalls auf der Quarkseite auftreten, sind dort jedoch aufgund der im Vergleich zum Elektron großen Quarkmassen unterdrückt.

Die elektroschwachen Strahlungskorrekturen sind ein nicht zu vernachlässigender Beitrag zum gemessenen Wirkungsquerschnitt und können aus der QED vorausgesagt werden. Im allgemeinen wird der Wirkungsquerschnitt so korrigiert, daß die Effekte der elektromagnetischen Strahlungskorrekturen eliminiert werden.

2.1.2 Kinematische Ebene

In Abbildung 2.2 ist die kinematische Ebene in x und Q^2 gezeigt, die den bei HERA kinematisch zugänglichen Phasenraum für hohe Q^2 definiert.

Aufgrund der Gleichung 2.5, $Q^2 = s \cdot x \cdot y$, und $x, y \in [0, 1]$ ist nur der Meßbereich oberhalb der $y = 1$ Linie kinematisch erlaubt. Konstante Werte von y verlaufen in dieser doppelt-logarithmischen Darstellung parallel zur $y = 1$ Linie. Eingezeichnet sind außerdem die Isolinien für ausgewählte Werte der Elektronenergie E_e (in GeV) und des Elektronstreuwinkels θ_e (Definition im nächsten Abschnitt). Ein großer Teil des Phasenraums wird durch Ereignisse mit einer Elektronenergie um $E_e = 27.5$ GeV abgedeckt, dieser Bereich wird kinematischer Peak[1] genannt. Bei Ereignissen mit hohen Q^2 ist der Elektronstreuwinkel auf $\theta_e \lesssim 150°$ eingeschränkt.

2.2 Kinematische Rekonstruktionsmethoden

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (s. Abschnitt 2.3) erfordert die genaue Bestimmung der kinematischen Variablen, die den Streuprozeß charak-

[1] peak: engl. für Höchst-, Scheitelwert

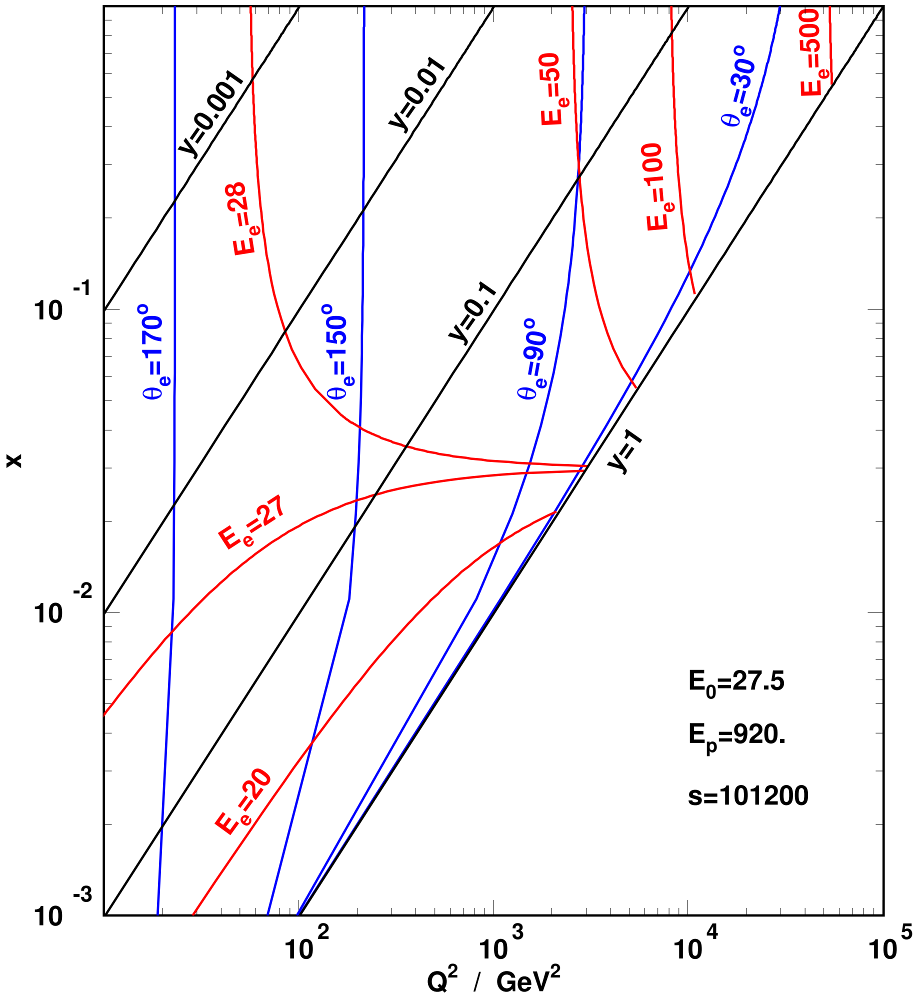


Abbildung 2.2: Die kinematische Ebene mit ausgewählten Isolinien für y (schwarz), für die Energie E_e des gestreuten Elektrons (rot) und für den Elektronstreuwinkel θ_e (blau).

terisieren. Im Fall der neutralen Ströme existieren verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik, da die Messung von Elektron und hadronischem Endzustand redundante Informationen liefert. Die Wahl der Rekonstruktionsmethode bestimmt die Größe des systematischen Fehlers und der Strahlungskorrekturen.

Sind die Einfallsenergien des Elektrons E_0 und des Protons E_P und damit die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_0 \cdot E_P}$ gegeben, so ist die Kinematik durch zwei unabhängige Größen eindeutig festgelegt. Bei den neutralen Strömen genügt dann z.B. die Messung des Elektronstreuwinkels θ_e und der Elektronenergie E_e.

Bei HERA werden die Polarwinkel θ relativ zur Protonflugrichtung gemessen, die die z-Achse definiert. Da der Hadron-Jet der Zuschauerquarks den Detektor praktisch ungesehen durch das Strahlrohr verläßt, definiert man für den hadronischen

Endzustand die skalaren Variablen

$$(E - p_z)_{had} = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \tag{2.6}$$

$$p_{T,had} = \sqrt{\left(\sum_h p_{x,h}\right)^2 + \left(\sum_h p_{y,h}\right)^2} \tag{2.7}$$

$$\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{(E - p_z)_{had}}{p_{T,had}}. \tag{2.8}$$

Die Summe erfolgt dabei über alle Objekte h, die den hadronischen Endzustand bilden. $(E - p_z)$ beschreibt den longitudinalen Energiefluß und ist relativ unempfindlich gegenüber Verlusten im Strahlrohr. p_T ist der Transversalimpuls und γ der inklusive Hadronwinkel, der nur für einen masselosen Endzustand gleich dem Quarkwinkel θ_q aus dem Quark-Parton-Modell ist.

Die entsprechenden Größen des Elektrons lauten

$$(E - p_z)_e = E_e \cdot (1 - \cos\theta_e) \tag{2.9}$$

$$p_{T,e} = E_e \cdot \sin\theta_e \tag{2.10}$$

$$\tan\frac{\theta_e}{2} = \frac{(E - p_z)_e}{p_{T,e}}. \tag{2.11}$$

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt, daß im Idealfall die gesamte longitudinale Balance $(E - p_z)_{tot}$ von Elektron und Hadron-System der doppelten Elektroneinfallsenergie entspricht, $(E - p_z)_{tot} = 2 \cdot E_0 = 55$ GeV, und der gesamte Transversalimpuls p_T verschwindet.

Insgesamt stehen vier unabhängige Meßgrößen, zwei vom Elektron und zwei vom Hadron, zur Verfügung. Die Überbestimmtheit bietet mehrere Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik. Zum einen gibt es die direkten Methoden, die x, y und Q^2 jeweils nur aus Elektron- oder Hadron-Größen allein bestimmen. Da bei den neutralen Strömen ein gestreutes Elektron im Endzustand vorliegt, das sich gegenüber dem hadronischen Endzustand viel einfacher und zuverlässiger mit dem Detektor rekonstruieren läßt, ist bei hohen Q^2 nur die Elektron-Methode (e-Methode) von Bedeutung. Zum anderen gibt es zur Bestimmung der Kinematik die kombinierten Methoden, die sowohl Meßgrößen des Elektrons als auch des hadronischen Endzustandes benutzen. Von Bedeutung sind die Σ- und die $e\Sigma$-Methode, die beide den Vorteil haben, den Effekt der ISR bis zu einem gewissen Grad zu berücksichtigen, sowie die Doppelwinkel-Methode, die nur die Winkel verwendet.

Im folgenden werden die einzelnen Rekonstruktionsmethoden, die in dieser Arbeit eine Rolle spielen, kurz vorgestellt und deren Eigenschaften diskutiert. Da von den drei kinematischen Größen (x, y und Q^2) nur zwei unabhängig sind, werden y und Q^2 rekonstruiert und die Gleichung 2.5 zur Bestimmung von x verwendet. Eine Zusammenfassung der Formeln für diese Methoden findet man im Anhang B.

2.2.1 Die Elektron-Methode

Die e-Methode rekonstruiert die Kinematik allein aus den Elektrongrößen E_e und θ_e. Sie besitzt eine ausgezeichnete Auflösung in Q^2, wird jedoch in x und y bei kleinen

y ungenau [Ben91].

$$y_e = 1 - \frac{(E-p_z)_e}{2E_0} \tag{2.12}$$

$$Q_e^2 = \frac{p_{T,e}^2}{1-y_e} = p_{T,e}^2 \cdot \frac{2E_0}{(E-p_z)_e} \tag{2.13}$$

$$x_e = \frac{Q_e^2}{s \cdot y_e} = \frac{p_{T,e}^2}{s \cdot (E-p_z)_e} \cdot \frac{(2E_0)^2}{2E_0 - (E-p_z)_e} \tag{2.14}$$

2.2.2 Die Sigma-Methode

Die Σ-Methode berücksichtigt die Möglichkeit, daß das Elektron vor dem eigentlichen harten Streuprozeß ein Photon abstrahlt (ISR), das im allgemeinen im Strahlrohr verschwindet. Dazu benutzt die Σ-Methode neben den beiden Elektrongrößen das $(E-p_z)_{had}$ des hadronischen Endzustandes. Dieses ist unempfindlicher gegenüber Strahlrohrverlusten als der hadronische Transversalimpuls $p_{T,had}$.

Die Σ-Methode ergibt sich aus der e-Methode, indem $2E_0$, also das nominale gesamt $(E-p_z)_{tot}$, durch das gemessene $(E-p_z)_{tot} = (E-p_z)_e + (E-p_z)_{had}$ ersetzt wird. Die Differenz kann dann einem ISR-Photon mit der Energie $E_\gamma = E_0 - \frac{1}{2}\left[(E-p_z)_e + (E-p_z)_{had}\right]$ zugewiesen werden, womit sich auch die dem Streuprozeß zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie zu $s' = 2\left(E_0 - E_\gamma\right) E_P = \frac{(E-p_z)_{tot}}{2E_0} \cdot s$ ändert. Für die Bestimmung von x über die Σ-Methode wird jedoch die volle Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ benutzt, denn der Gewinn der völligen Unabhängigkeit von ISR kann den Präzisionsverlust, den man aufgrund der Rekonstruktion des einlaufenden Elektrons erleidet, nicht kompensieren [Bas94].

$$y_\Sigma = \frac{(E-p_z)_{had}}{(E-p_z)_{tot}} \tag{2.15}$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{p_{T,e}^2}{1-y_\Sigma} = p_{T,e}^2 \cdot \frac{(E-p_z)_{tot}}{(E-p_z)_e} \tag{2.16}$$

$$x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{s \cdot y_\Sigma} = \frac{p_{T,e}^2}{s \cdot (E-p_z)_e} \cdot \frac{(E-p_z)_{tot}^2}{(E-p_z)_{had}} \tag{2.17}$$

2.2.3 Die eSigma-Methode

Da die Q^2-Auflösung der e-Methode selbst von der Σ-Methode unübertroffen bleibt [Bas97b], wird die $e\Sigma$-Methode eingeführt, die Q^2 aus der e-Methode und x aus der Σ-Methode rekonstruiert.

$$y_{e\Sigma} = \frac{2E_0}{(E-p_z)_{tot}} \cdot y_\Sigma \tag{2.18}$$

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2 \tag{2.19}$$

$$x_{e\Sigma} = \frac{Q_{e\Sigma}^2}{s} \cdot y_{e\Sigma} = x_\Sigma \tag{2.20}$$

Die $e\Sigma$-Methode ist die optimale Lösung zur Bestimmung der Kinematik über den gesamten bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich und relativ unabhängig gegen den Einfluß von Strahlungseffekten. Sie wird in der vorliegenden Analyse zur Rekonstruktion der Kinematik eingesetzt.

2.2.4 Die Doppelwinkel-Methode

Die Doppelwinkel-Methode (DA) hängt nur von dem Elektronstreuwinkel θ_e sowie von dem inklusiven Hadronwinkel γ ab und wird in dieser Analyse für Kalibrationszwecke verwendet.

$$y_{DA} = \frac{\tan\gamma/2}{\tan\gamma/2 + \tan\theta_e/2} \tag{2.21}$$

$$Q^2_{DA} = 4E_0^2 \cdot \frac{\cot\theta_e/2}{\tan\gamma/2 + \tan\theta_e/2} \tag{2.22}$$

$$x_{DA} = \frac{Q^2_{DA}}{s \cdot y_{DA}} = \frac{4E_0^2}{s} \cdot \cot\frac{\theta_e}{2} \cdot \cot\frac{\gamma}{2} \tag{2.23}$$

Wenn man eine räumlich homogene Energiekalibration über den gesamten Raumwinkel annimmt, ist aus den Gleichungen 2.8 und 2.11 ersichtlich, daß die beiden Winkel unabhängig von der Skala der Energiemessung sind. Die Doppelwinkelmethode beruht auf dem Quark-Parton-Modell unter Anwendung der idealen p_T- und $(E - p_z)$-Balance:

$$\begin{aligned} E_e \cdot \sin\theta_e \;-\; E_q \cdot \sin\gamma &= 0 \\ E_e \cdot (1-\cos\theta_e) \;+\; E_q \cdot (1-\cos\gamma) &= 2 \cdot E_0 \end{aligned}$$

Eine Messung der Winkel erlaubt die Vorhersage der Energien von Elektron und Quark.

$$\begin{aligned} E_e &= \frac{2 \cdot E_0}{\sin\theta_e \cdot \left(\tan\frac{\theta_e}{2} + \tan\frac{\gamma}{2}\right)} \\ E_q &= \frac{2 \cdot E_0}{\sin\gamma \cdot \left(\tan\frac{\theta_e}{2} + \tan\frac{\gamma}{2}\right)} \end{aligned}$$

Aufgrund der Annahme einer ausgeglichenen $(E - p_z)$-Balance ist die Doppelwinkelmethode empfindlich auf ISR, so daß sie in dieser Arbeit ausschließlich für die Kalibration Verwendung findet.

Hohe Q^2 – kinematisch zugänglicher Bereich

Aus Gleichung 2.22 läßt sich der Bereich des Elektronstreuwinkels θ_e einschränken. Für Ereignisse mit einem hohen Impulsübertrag $Q^2 > 200$ GeV^2 und beliebigem Hadronwinkel γ wird das Elektron in den Winkelbereich $\theta_e < 151.2°$ gestreut, d.h. das Elektron muß nicht im gesamten Raumwinkelbereich nachweisbar sein.

2.3 Der Wirkungsquerschnitt

Im folgenden werden beide Fälle, e^-p- und e^+p-Streuung, betrachtet.

$$e^{\mp} + p \to e^{\mp} + X$$

Der Wirkungsquerschnitt tiefunelastischer Streureaktionen hängt von zwei unabhängigen Variablen ab, die den Streuprozeß charakterisieren, und wird üblicherweise als Funktion von x und Q^2 dargestellt. In der Störungstheorie schreibt man den Wirkungsquerschnitt allgemein in Potenzen der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α[2]:

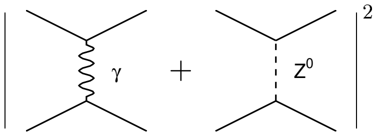
$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{\text{Born}} + \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \left(\frac{d^2\sigma^{(1)}}{dxdQ^2}\right) + \mathcal{O}\left(\alpha^2\right) \tag{2.24}$$

2.3.1 Der Bornsche Wirkungsquerschnitt

Der Born-Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 2.24 stellt die universelle Meßgröße für den grundlegenden Fermion-Fermion-Streuprozeß dar. Er beinhaltet störungstheoretisch nur die niedrigste Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung, Terme erster und höherer Ordnung der Feinstrukturkonstante α stellen die elektroschwachen Strahlungskorrekturen dar. Da diese keine zusätzlichen Informationen über die Elektron-Quark-Wechselwirkung enthalten, sollen sie im folgenden zunächst nicht berücksichtigt werden.

Bei Ereignissen mit neutralen Strömen wird zwischen dem Lepton und dem Proton ein Photon (γ) oder Z^0-Boson ausgetauscht. Das entsprechende Feynmandiagramm ist in niedrigster Ordnung Störungstheorie in Abbildung 2.1b gezeigt. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes müssen die Beiträge der beiden Diagramme für den γ- bzw. Z^0-Austausch zunächst addiert und dann quadriert werden, so daß auch Interferenzterme der beteiligten Prozesse auftreten:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{\text{Born}} = \tag{2.25}$$



In führender Ordnung setzt sich der doppelt-differentielle Wirkunsquerschnitt für die Streuung von longitudinal unpolarisierten $e^{\mp}$ mit p folgendermaßen zusammen:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\left(e^{\mp}p\right) = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \cdot F_2\left(x,Q^2\right) \pm Y_- \cdot xF_3\left(x,Q^2\right) - y^2 \cdot F_L\left(x,Q^2\right)\right] \tag{2.26}$$

Der Vorfaktor beschreibt die Streuung punktförmiger Teilchen mit dem charakteristischen Q^{-4}-Verlauf und wird daher auch „Rutherford-Term" genannt. Die kinematischen Faktoren

$$Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2 \tag{2.27}$$

[2] $\alpha \simeq 1/137$ für $Q^2 = 0$ GeV^2 und $\alpha \simeq 1/128$ für $Q^2 = m_Z^2$.

berücksichtigen die Abhängigkeit der elektroschwachen Wechselwirkung von der Helizität.

Die durch Gleichung 2.26 definierten Strukturfunktionen des Protons

$$F_2\left(x,Q^2\right) = F_2^{\gamma} + \frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}F_2^{\gamma Z^0} + \left(\frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}\right)^2 F_2^{Z^0} \quad (2.28)$$

$$xF_3\left(x,Q^2\right) = \frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}xF_3^{\gamma Z^0} + \left(\frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}\right)^2 xF_3^{Z^0} \quad (2.29)$$

$$F_L\left(x,Q^2\right) = F_2 - xF_1 \quad (2.30)$$

enthalten die Beiträge vom direkten γ-Austausch, der γZ^0-Interferenz sowie dem reinen Z^0-Austausch. Alle Beiträge mit einem Propagatorterm $\frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}$ mit der Z^0-Masse $M_Z \approx 91.2$ GeV sind für $Q^2 \ll M_Z^2$ vernachlässigbar klein.

Für die Photon-Quark-Wechselwirkung sind zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2 nötig, da der Wirkungsquerschnitt zwei unabhängige Beiträge von der Absorption von transversal (σ_T) und longitudinal (σ_L) polarisierten virtuellen Photonen enthält. F_1 beschreibt σ_T, F_2 die Summe $\sigma_T + \sigma_L$.

Der Term xF_3 beinhaltet den paritätsverletzenden Z^0-Austausch, der bei kleinen Q^2 aufgrund des Propagatorterms unterdrückt ist, aber bei großen Werten von Q^2 in der Größenordnung $\mathcal{O}\left(M_Z^2\right)$, eine Rolle spielt[3]. Die Beobachtung des xF_3-Beitrages bei hohen Q^2 ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit.

F_L ist die longitudinale Strukturfunktion, die im Quark-Parton-Modell verschwindet.

$$F_2 = xF_1 \quad (2.31)$$

Gleichung 2.31 stellt die Callan-Gross-Relation dar und ist gültig solange die Streuung an Spin-$\frac{1}{2}$-Partonen erfolgt, die keinen Transversalimpuls relativ zum Proton besitzen. Gluonabstrahlungen führen jedoch dazu, daß die Quarks einen Transversalimpuls erhalten. Damit ergibt sich die in der QCD berechenbare Strukturfunktion F_L, deren Beitrag nicht vernachlässigt werden kann und bei großen y ungefähr 5-8% ausmacht.

Bis heute können die Strukturfunktionen nicht aus der Theorie berechnet werden, sondern müssen experimentell bestimmt werden.

Im Quark-Parton-Modell lassen sich die Strukturfunktionen als

$$F_2\left(x,Q^2\right) = \sum_f \left[xq_f\left(x,Q^2\right) + x\overline{q}_f\left(x,Q^2\right)\right] \cdot A_f\left(Q^2\right) \quad (2.32)$$

$$xF_3\left(x,Q^2\right) = \sum_f \left[xq_f\left(x,Q^2\right) - x\overline{q}_f\left(x,Q^2\right)\right] \cdot B_f\left(Q^2\right) \quad (2.33)$$

schreiben [Ing87], mit den Impulsdichten $q_f\left(x,Q^2\right)$ der Partonen im Proton. In den Termen A_f und B_f sind die elektroschwachen Kopplungen enthalten.

[3]Tatsächlich wird xF_3 groß genug, daß F_2 nur bis $Q^2 \approx 5000$ GeV^2 als direkt meßbar angesehen wird.

In der Gleichung 2.26 ist besonders hervorzuheben, daß der Interferenzterm für Elektronen und Positronen ein unterschiedliches Vorzeichen besitzt. Für Elektronen liegt konstruktive Interferenz vor, für Positronen destruktive, die bei sehr hohen Q^2 eine Rolle spielen.

Um diese Unterschiede vergleichen zu können, wird der elektromagnetische Wirkungsquerschnitt für den reinen Photon-Austausch definiert:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\right)_{EM} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+ \cdot F_2^\gamma\left(x, Q^2\right)\right] \tag{2.34}$$

Er ergibt sich formal, indem man für die Masse des Z^0-Bosons in den Gleichungen 2.28 bis 2.30 den Grenzübergang $M_Z \longrightarrow \infty$ vornimmt. In Abbildung 2.3 sind die auf den reinen γ-Austausch normierten Born-Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Elektronen und Positronen mit den einzelnen Beiträgen dargestellt. Der Interferenzterm (gestrichelt) ist bei Elektronen positiv, bei Positronen negativ. Der reine Z^0-Beitrag (punktiert) hat für Elektronen und Positronen zwar dasselbe Vorzeichen, ist betragsmäßig jedoch nicht einmal halb so groß wie der Interferenzterm. Als Folge steigt der auf den Photonbeitrag normierte Elektronen-Wirkungsquerschnitt bei hohen Q^2 an, während der für Positronen abfällt.

Für die Diskussion der Daten wird **der reduzierte Born-Wirkungsquerschnitt** $\widetilde{\sigma}$ definiert. Er ergibt sich aus dem Bornschen Wirkungsquerschnitt, indem man die Propagator- und die Kopplungsterme ausdividiert, so daß im wesentlichen nur der Beitrag der Strukturfunktion F_2 übrig bleibt:

$$\widetilde{\sigma}\left(e^\mp p\right) = \left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\left(e^\mp p\right)\right)_{red.} = \frac{x \cdot Q^4}{2\pi\alpha^2}\frac{1}{Y_+}\left(\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}\left(e^\mp p\right)\right)_{Born} \tag{2.35}$$

$$= F_2\left(x, Q^2\right) \pm \frac{Y_-}{Y_+} \cdot xF_3\left(x, Q^2\right) - \frac{y^2}{Y_+} \cdot F_L\left(x, Q^2\right) \tag{2.36}$$

Die einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$ und $d\sigma/dQ^2$ erhält man jeweils als Integral des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes.

2.3.2 Messung des Wirkungsquerschnittes

Ziel der vorliegenden Analyse ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus den Daten des H1-Experimentes. Dazu wird die Zahl der Elektron-Proton-Kollisionen N experimentell gemessen. Als Normierung dient die sogenannte integrierte Luminosität $\mathcal{L}$, die eine Größe des Teilchenbeschleunigersystems darstellt und den Proportionalitätsfaktor zwischen Wirkungsquerschnitt und Ereigniszahl definiert:

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma \tag{2.37}$$

Für den einfach- oder doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt nimmt man gewöhnlich eine Einteilung des Meßbereiches der Variablen in Intervalle (Bins) vor und bestimmt den Wirkungsquerschnitt für jeden Intervallbereich.

Entfaltung (Bin-zu-Bin-Korrektur): Da es in der Praxis keinen idealen Detektor gibt, kann die wahre Ereigniszahl nicht nur allein durch Zählen bestimmt

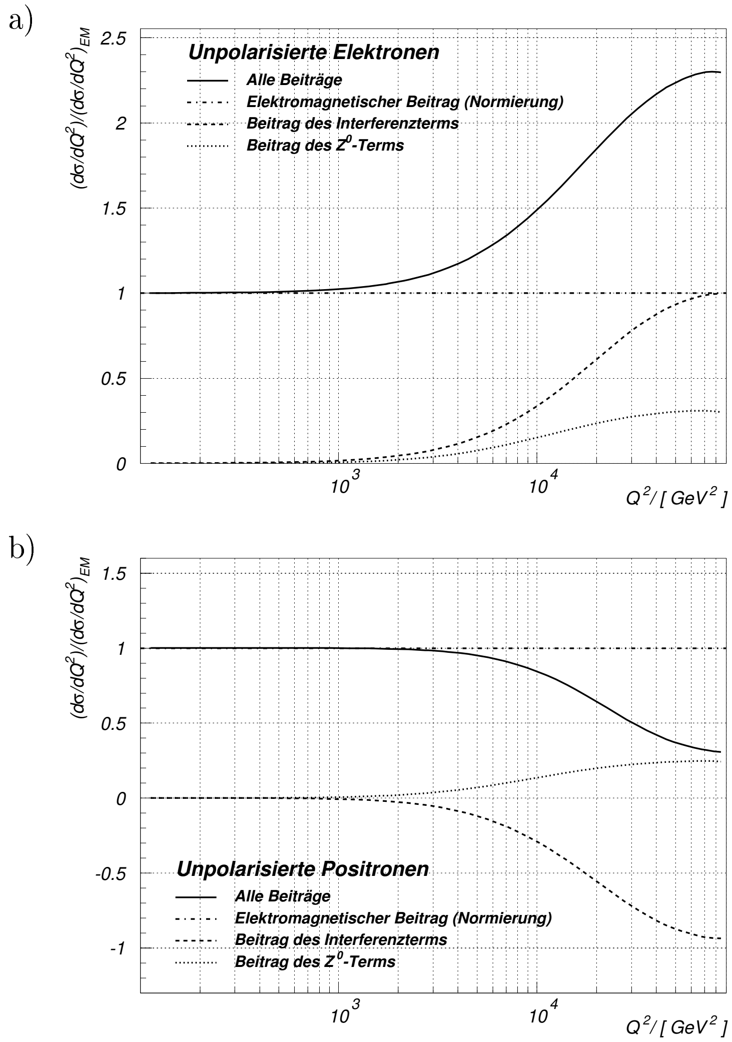


Abbildung 2.3: Der Born-Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen (a) und Positronen (b) normiert auf den elektromagnetischen Beitrag [Bei96].

werden. Es müssen zusätzlich die Detektoreffekte wie Akzeptanz und Auflösung berücksichtigt und korrigiert werden.

Der Wirkungsquerschnitt als Funktion von x und Q^2 kann im i-ten Intervall folgendermaßen gemessen werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{\mathrm{r}}_{i,\mathrm{Messung}} = \frac{N_i^{Daten}}{\mathcal{L}^{Daten}} \cdot \frac{1}{\Delta_i \cdot \epsilon_i^{Daten} \cdot A_i^{Daten}} \tag{2.38}$$

Dabei ist N_i^{Daten} die Zahl der Ereignisse, bei denen der Wert von x und Q^2 im i-ten Bin liegt. $\mathcal{L}^{Daten}$ ist die integrierte Luminosität, die die Daten repräsentiert, und Δ_i ist die Intervallbreite in x und Q^2.

Die Entfaltung wird mit Hilfe der Effizienz ϵ_i^{Daten} und der Akzeptanz A_i^{Daten} erreicht. Dabei ist A_i^{Daten} die Akzeptanz des Detektorsystems, die berücksichtigt, daß mit dem Detektor im allgemeinen nicht der gesamte Wertebereich abgedeckt werden kann. Typischerweise gibt es konstruktionsbedingte inaktive Bereiche. Der Akzeptanzbereich des Detektors ist der Bereich, in dem die Möglichkeit zur Messung besteht. Die Effizienz ϵ_i^{Daten} ist die gesamte Wahrscheinlichkeit dafür, ein im Akzeptanzbereich liegendes Ereignis gemessen zu haben. Sie hängt von der Effizienz des Detektors und den kinematischen Schnitten ab. Die Effizienzen werden direkt aus den Daten mit Hilfe redundanter Informationen bestimmt, die Akzeptanz mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation des Detektors (s. Kapitel 3.3). $\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{\mathrm{r}}_{i,\mathrm{Messung}}$ ist der über das entsprechende Bin integrierte Wirkungsquerschnitt.

Bin-Zentrums-Korrektur: Der Wirkungsquerschnitt soll in jedem Intervall für einen definierten Punkt bestimmt werden, damit Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen möglich sind.

Der Schwerpunkt der in einem Bin gemessenen Ereignisse fällt im allgemeinen nicht mit dem Binzentrum zusammen, an dem der Wirkungsquerschnitt gemessen werden soll. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird daher mit Hilfe einer aus den Meßdaten bestimmten Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes zum Binzentrum extrapoliert. Praktisch wird dies durch die sogenannte Verhältnismethode erreicht:

$$\left.\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_{\mathrm{Messung}}\right|_{x_i,Q_i^2} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{\mathrm{r}}_{i,\mathrm{Daten}}}{\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{\mathrm{r}}_{i,\mathrm{Simulation}}} \cdot \left.\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_{\mathrm{Datenfit}}\right|_{x_i,Q_i^2} \tag{2.39}$$

Bei geeigneter Wahl der Binzentren ist diese Korrektur klein.

Strahlungskorrekturen:

Der nach Gleichung 2.38 gemessene doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt enthält radiative Korrekturen

$$\left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)^{\mathrm{r}}_{\mathrm{Messung}} = \left(\frac{d\sigma}{dx\,dQ^2}\right)_{Born} \cdot (1+\delta_{rad})\,. \tag{2.40}$$

Der δ_{rad}-Term beinhaltet alle höheren Ordnungen der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α (vgl. Gleichung 2.24). Den wesentlichen Beitrag liefern die in Abschnitt 2.1.1 diskutierten Formen der Photonabstrahlung.

In der Praxis werden Strahlungskorrekturen direkt berücksichtigt, wenn für die Verhältnismethode (Gleichung 2.39) eine Monte-Carlo-Simulation benutzt wird, in der bereits Strahlungskorrekturen enthalten sind.

Kapitel 3

Das H1-Experiment am Speicherring HERA

Die vorliegende Analyse basiert auf den Meßdaten des H1-Experimentes, das sich am *ep*-Speicherring HERA am DESY in Hamburg befindet. In diesem Kapitel werden der HERA-Speicherring und die Komponenten des H1-Experimentes vorgestellt, die bei der Untersuchung von neutralen Strömen bei hohen Impulsüberträgen eine relevante Rolle spielen.

3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Seit 1992 ist am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) in Betrieb. Elektronen und Protonen werden in zwei getrennten Ringen gegenläufig beschleunigt, in zwei Wechselwirkungszonen zusammengeführt und zur Kollision gebracht. Figur 3.1 zeigt den HERA-Speicherring mit dem Vorbeschleunigersystem.

In den geraden Abschnitten befinden sich Beschleunigungsstrecken und Fokussierungsmagnete, in den Bögen hauptsächlich Ablenkmagnete, um die Teilchen auf eine Kreisbahn zu zwingen. Aufgrund des Hochfrequenz-Beschleunigungssystems treten die Teilchen in Paketen, sogenannten Bunches, auf. Die Teilchenstrahlen werden so gesteuert, daß die e-Bunches im Idealfall am Wechselwirkungspunkt mit den p-Bunches zusammenstoßen (Bunchcrossing). Es kommt jedoch auch vor, daß einige Elektronen um eine Wellenlänge der Beschleunigungshochspannung versetzt sind und damit keinen p-Bunch als Kollisionspartner haben. Diese Satelliten-Bunches können trotzdem mit Protonen wechselwirken, der Kollisionspunkt liegt dann jedoch um etwa 60cm verschoben.

Um die Wechselwirkung zwischen den Strahlen zu minimieren, werden die Elektronen und Protonen kollinear zur Kollision gebracht. Das hat den Nachteil, daß die Teilchen sich auf einer längeren Strecke durchdringen und der Ereigniswechselwirkungspunkt um den nominalen Punkt verschmiert ist.

Während der Datennahmeperiode 1994-97 wurde HERA mit Positronen (e^+, $E_e = 27.56$ GeV) und Protonen (p, $E_p = 820$ GeV) bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} \simeq 300$ GeV betrieben. 1998 wurde HERA auf Elektronen

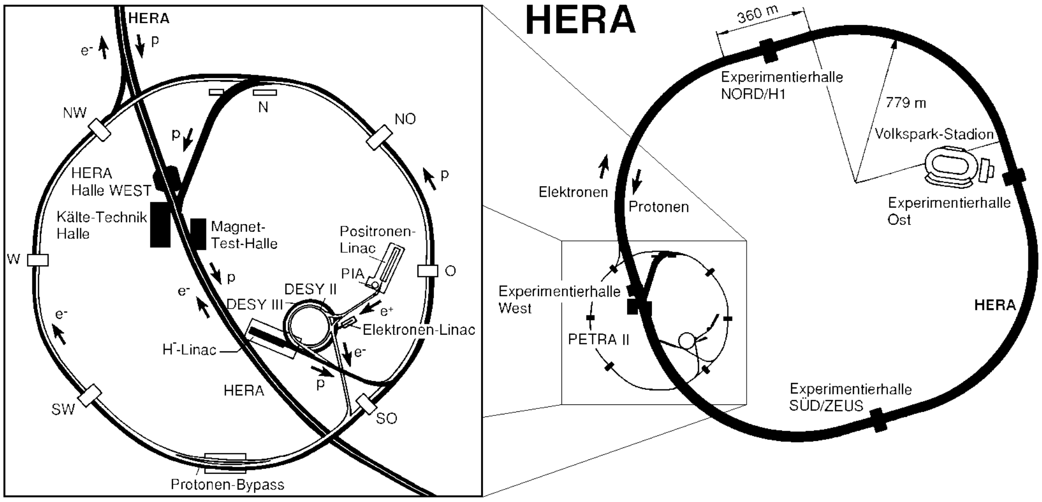


Abbildung 3.1: Der HERA-*ep*-Speicherring (rechts) und das Vorbeschleunigersystem in der Ausschnittsvergrößerung (links).

(e^-) umgestellt und die Protonenenergie auf E_p = 920GeV erhöht, so daß eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 320$ GeV zur Verfügung steht.

Ausgewählte, typische Betriebsdaten für den Zeitraum 1998/99 sind in der Tabelle 3.1 zusammengestellt:

	e^-	p
Strahlenergie [GeV]	27.56	920
Strahlströme [mA]	10-30	40-100
Kollisionsfrequenz [MHz]	10.42	
Schwerpunktsenergie [GeV]	320	

Tabelle 3.1: HERA-Betriebsdaten 1998/99.

Die in den Jahren der bisherigen Laufzeit von HERA gelieferte integrierte Luminosität, sowie der vom H1-Experiment genutzte Anteil werden in der Abbildung 3.2 gezeigt.

Insgesamt wurde im Zeitraum 1998 bis Mai 1999 von HERA eine integrierte Luminosität von 24.8 pb^{-1} bereitgestellt, von der das H1-Experiment 18.9 pb^{-1} verwerten konnte.

3.2 Das H1-Experiment

In einer der vier Wechselwirkungszonen von HERA, der Experimentierhalle Nord, befindet sich das H1-Experiment [H1C96a](s. Abb. 3.3), mit dem hauptsächlich Prozesse der tiefunelastischen *ep*-Streuung untersucht werden. Aufgabe des H1-

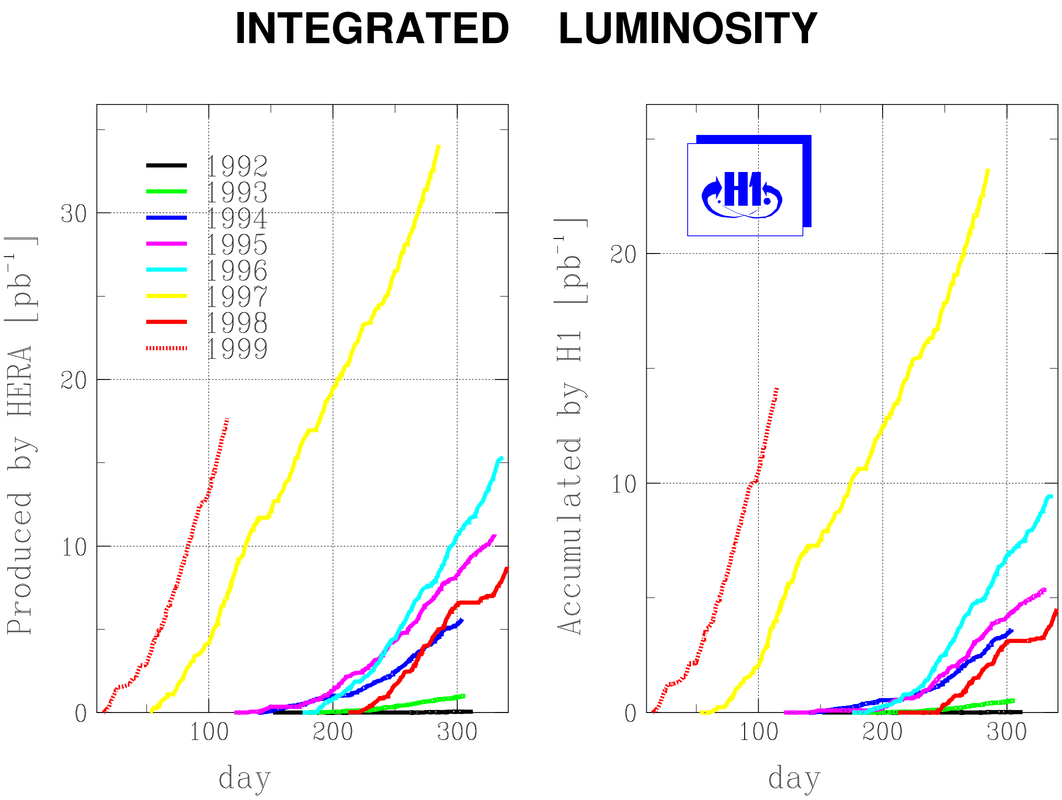
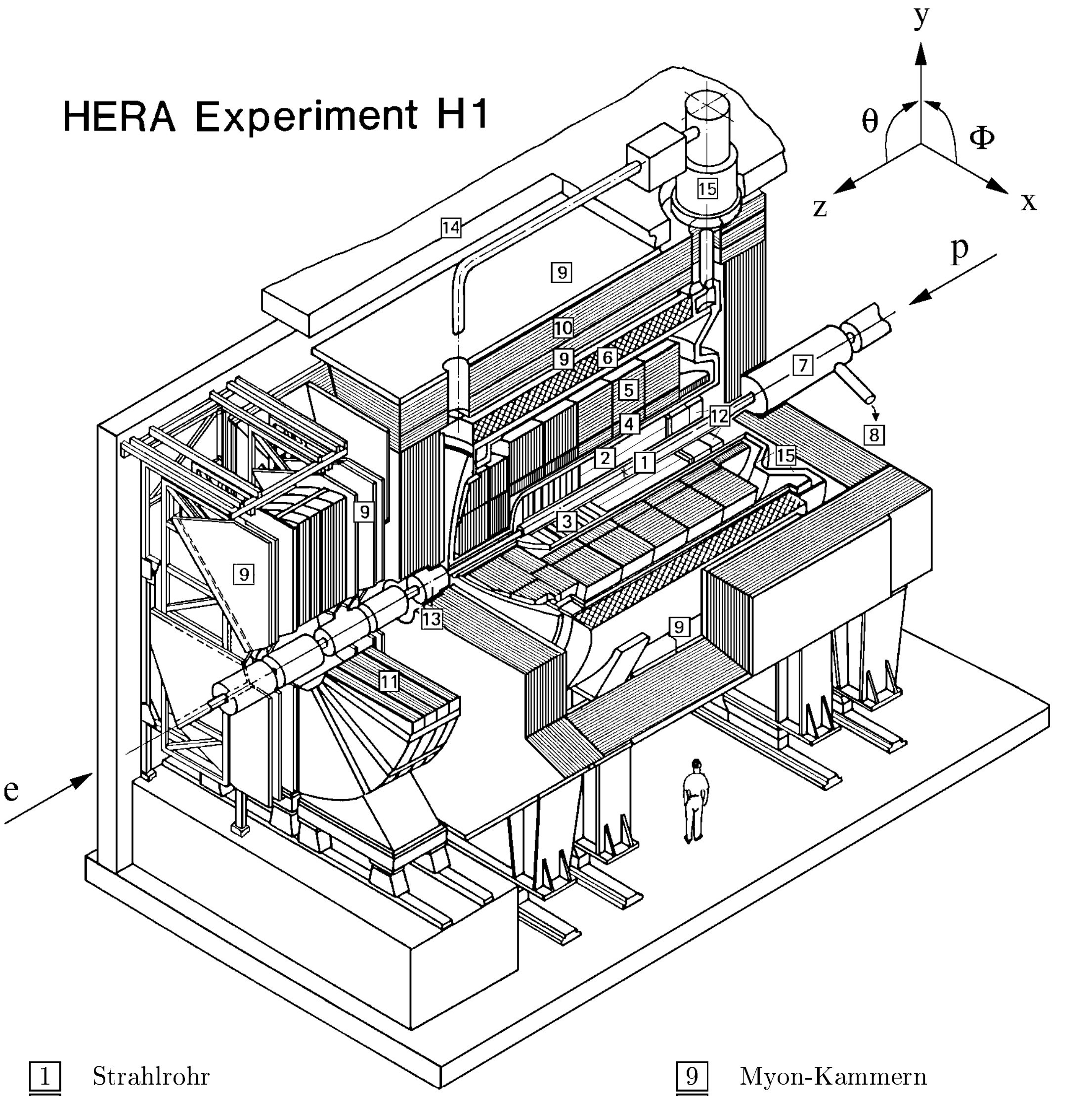


Abbildung 3.2: Die jährlich integrierte Luminosität als Funktion der Zeit.

Detektors ist die Identifikation sowie die präzise Energie- und Richtungsbestimmung der bei einer *ep*-Kollision auftretenden Teilchen, Elektronen, Myonen, neutrale Teilchen und Jets mit hohen Teilchendichten. Um fehlende Transversalenergie bestimmen zu können, ist eine lückenlose, hermetische Abdeckung des gesamten Raumwinkelbereiches notwendig. Eine Beschreibung des Detektors ist in [H1C96b] zu finden. Hier soll nur ein Überblick über die wichtigsten Komponenten gegeben werden.

Das H1-Koordinatensystem ist rechtshändig definiert, die z-Koordinate zeigt in Proton-Flugrichtung, die y-Achse nach oben. In Bezug auf dieses Koordinatensystem werden alle Positionen und Winkel gemessen. Man definiert 'vorwärts' für $z > 0$ und 'rückwärts' für $z < 0$. Da sich das *ep*-Schwerpunktsystem aufgrund der verschiedenen Strahlenergien in Protonrichtung bewegt (Lorentzfaktor $\gamma_{cm} = 2.86$), ist der H1-Detektor asymmetrisch in der z-Koordinate und mit feinerer Granularität in Vorwärtsrichtung gebaut.

Am Wechselwirkungspunkt (WWP) beginnend befindet sich von innen nach außen zunächst das Spurkammersystem und dann hufeisenförmig mit der Öffnung nach hinten das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Der rückwärtige Bereich wird durch das Spaghetti-Kalorimeter (Spacal) geschlossen. Ein wesentliches Merkmal des H1-Detektors ist die supraleitende Spule, die außerhalb des Kalorimetersystems gebaut wurde, damit sich möglichst wenig inaktives Material vor dem Kalorimeter befindet und die Energiemessung beeinträchtigt. Die Spule erzeugt im Kalorimeter- und



1 Strahlrohr
2 Zentrale Spurkammern
3 Vorwärtsspurkammersystem
4 Elektromagnetisches LAr-Kalorimeter (Blei)
5 Hadronisches LAr-Kalorimeter (Edelstahl)
6 Supraleitende Spule
7 Kompensationsmagnet
8 Helium-Kälteanlage
9 Myon-Kammern
10 Instrumentiertes Eisen
11 Myon-Toroid-Magnet
12 warmes Kalorimeter (Spacal)
13 Vorwärts-Kalorimeter
14 Betonabschirmung
15 Flüssig-Argon-Kryostat

Abbildung 3.3: Ansicht des H1-Detektors. Die Elektronen laufen von links unten ein, die Protonen von rechts oben.

Spurkammerbereich ein homogenes Magnetfeld von $B \simeq 1.15$ Tesla entlang der z-Achse. Mit den Spurkammern kann die Krümmung der Spur geladener Teilchen im Magnetfeld (Lorentzkraft) und damit ihr Transversalimpuls p_T gemessen werden. Mit dem Kalorimeter wird die Energie und Position der Teilchen bestimmt. Der H1-Detektor wird außen vom instrumentierten Eisen umschlossen, das der Magnetfeldrückführung und als Myonen-Detektor dient sowie eine Energiemessung der von den Kalorimetern 'durchleckenden' hadronischen Teilchen ermöglicht (Tail Catcher). Bis auf konstruktionsbedingte Bereiche (sog. Crack-Bereiche), wie z.B. Spalten zwischen einzelnen Zell-Modulen, Rahmen für Aufhängungen, Versorgungsleitungen, Auslesekabel und nicht zu vergessen das Strahlrohr, wird der gesamte Raumwinkelbereich um den WWP abgedeckt.

3.2.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-(LAr)-Kalorimeter überdeckt einen Winkelbereich von $4° \leq \theta \leq 154°$ und ist in einem einzigen Kryostaten innerhalb der Spule untergebracht. Eigenschaften der Flüssig-Argon-Kalorimetrie, wie gute Stabilität und vergleichsweise einfache elektronische Kalibration, sowie feine Segmentierbarkeit und Homogenität erlauben sowohl eine sehr gute Auflösung bei der Energiemessung der Elektronen als auch bei der Energieflußmessung der Hadronen. Das LAr-Kalorimeter ist die wichtigste Komponente für die vorliegende Analyse und wird hier in einem Überblick beschrieben, Details sind in [H1C93] ausführlich dargestellt.

3.2.1.1 Aufbau des LAr-Kalorimeters

In der Abbildung 3.4 ist der Aufbau des LAr-Kalorimeters im Längsschnitt gezeigt.

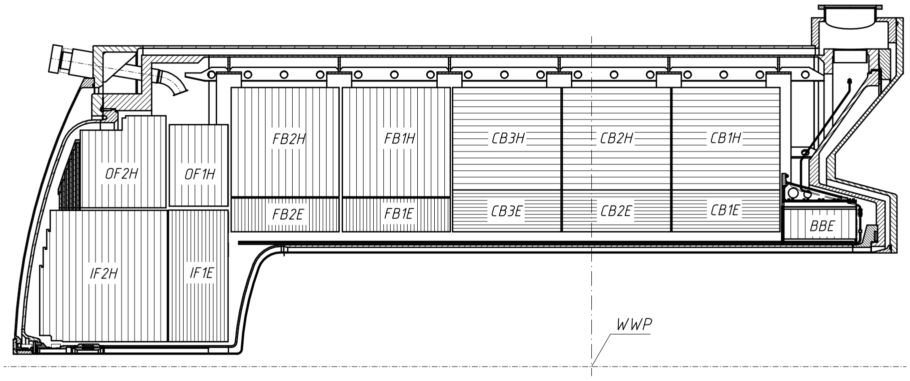


Abbildung 3.4: Aufbau des LAr-Kalorimeters in der Seitenansicht.

Das Kalorimeter ist entlang der Strahlachse in acht Räder unterteilt (von hinten nach vorne BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, OF, IF) und jedes Rad wiederum azimutal in acht identische Bereiche, die sogenannten Oktanten. Abbildung 3.5 zeigt ein Kalorimeterrad aus dem zentralen Bereich (CB) im Querschnitt.

Im inneren Bereich (Endung 'E' in Abb. 3.4) befindet sich der elektromagnetische Teil mit Blei als Absorbermaterial und einer Tiefe von $20-30$ Strahlungslängen (X_0). Außen (Endung 'H') liegt der hadronische Teil mit Stahlplatten als Absorbermedium. Das gesamte Kalorimeter entspricht etwa $4-8$ hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Absorberplatten sind horizontal oder vertikal ausgerichtet, aber immer genau so, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen unter einem Winkel von mindestens 45° auf das Absorbermaterial auftrifft.

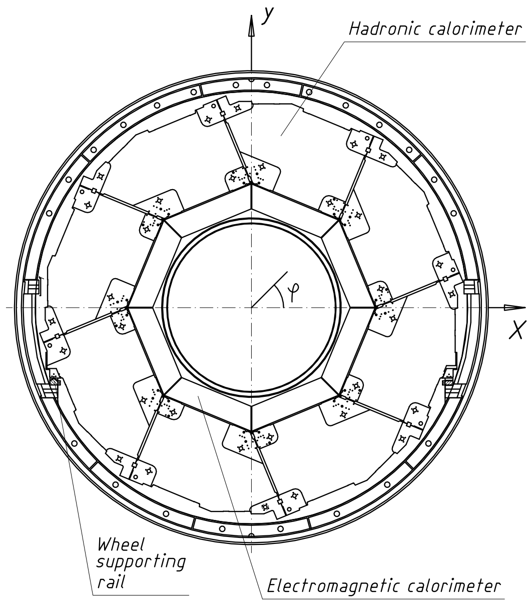


Abbildung 3.5: Querschnitt durch ein Rad des LAr-Kalorimeters.

Das Kalorimeter ist sowohl longitudinal als auch transversal segmentiert. In longitudinaler Richtung ist das elektromagnetische Kalorimeter 3-5-fach und azimutal 64-128-fach segmentiert, der hadronische Teil 4- bis 6-fach und in ϕ 32-64-fach (s. Abb. 3.6). Der elektromagnetische Teil besitzt damit 30784 und der hadronische Teil 13568 Auslesezellen. Diese feine Granularität ermöglicht sowohl eine gute Ortsbestimmung als auch eine gute Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Die feine Granularität im elektromagnetischen Teil entspricht vor allem der Anforderung einer klaren e/γ-Identifikation, die beide eine sehr kompakte und regelmäßige Energiedeposition hinterlassen.

In Abbildung 3.6 sind die Triggertürme hervorgehoben, deren Pojektionen auf den WWP zeigen.

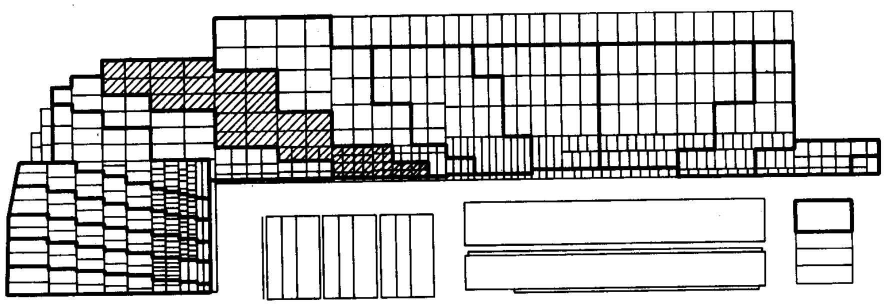


Abbildung 3.6: Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Hervorgehoben sind die sogenannten Bigtower, Triggertürme. Außerdem sind die einzelnen Kalorimeterzellen zu sehen.

3.2.1.2 Energiebestimmung mit dem LAr-Kalorimeter

Die Energiemessung mit einem LAr-Kalorimeter [Wil74] beruht auf der Absorption der Gesamtenergie des Primärteilchens in Form einer Teilchenkaskade. In den Flüssig-Argon-Zwischenräumen wird ein Teil der Kaskadenenergie – bei elektromagnetischen Schauern ungefähr 10% – durch ionisierende Teilchen in Form von Ladung deponiert und nachgewiesen. Mit Hilfe von Testpulsmessungen wird eine Ladungskalibration der einzelnen Auslesetürme des Kalorimeters vorgenommen. Die Ladungswerte müssen anschließend durch eine Energiekalibration in Teilchenenergien konvertiert werden. Dabei wird inaktives Material vor den Zellen und elektronisches Rauschen berücksichtigt. Das elektronische Rauschen hängt linear von der Kapazität der Signalauslesekette und damit im wesentlichen von der Zellgröße ab und beträgt ungefähr 10-30 MeV pro Auslesezelle. Mit Hilfe von Algorithmen zur Rauschunterdrückung werden Rauschzellen weitgehend unterdrückt, ohne die Messung echter Teilchen nachhaltig zu beeinträchtigen. Die Energierekonstruktion faßt Gruppen von Zellen zu sogenannten Clustern zusammen, die näherungsweise der Energiedeposition einzelner Teilchen entsprechen.

Die Skala zwischen Ladung und Energie ergibt sich aus drei Faktoren:

1. 'Ladung zu Energie'-Kalibrationsfaktoren, die aus Kalibrationstestmessungen am CERN für jede Zellgeometrie ermittelt wurden [H1Cal93], [H1Cal94].

2. Ladungs-Sammlungs-Effizienz für den Betrieb bei Nominalhochspannung (1500 V), die aus Hochspannungskurven mit kosmischen oder Halo-Myonen bestimmt werden.

3. Korrekturfaktoren für lokale Änderungen von Zwischenraum- und Absorber-Dicken, die man aus einer Monte-Carlo-Simulation erhält.

Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. die deponierte Ladung ist für Hadronen kleiner als für Elektronen gleicher Energie. Dies wird durch das Signalverhältnis von Elektronen und Pionen quantifiziert. Teststrahlmessungen liefern für alle Module[1] e/π-Signalverhältnisse im Bereich von 1.45 bei Energien von 5 GeV mit logarithmisch fallender Energieabhängigkeit [H1Cal94]. Da der π^0-Anteil hadronischer Kaskaden großen Fluktuationen unterliegt, gibt es einen signifikanten vom e/π-Verhältnis abhängenden Beitrag zur Energieauflösung und ein nichtlineares Verhalten. In [CDHS81] wurde eine Methode zur Kompensation der π^0-Fluktuationen vorgeschlagen, die die stark unterschiedlichen Wechselwirkungslängen hadronischer und elektromagnetischer Schauer ausnutzt. Energiedepositionen in hadronischen Kaskaden mit großer Energiedichte entsprechen π^0s und werden mit Hilfe von Gewichtungsfunktionen reduziert. Das heißt mit Hilfe einer feinen Segmentierung des Kalorimeters läßt sich die elektromagnetische Komponente in einer hadronischen Kaskade identifizieren und durch Energiegewichtung angleichen. Eine ausführliche Diskussion der Bestimmung dieser Funktionen für das H1-LAr-Kalorimeter mit Hilfe von Testmessungen ist in [H1Cal93] zu finden.

[1]Bei den CERN-Testmessungen wurden alle bei H1 verwendeten Modultypen getestet.

Die Angleichung der Kalorimeterantwort auf die elektromagnetische und hadronische Komponente von hadronischen Schauern unterdrückt den Einfluß der π^0-Fluktuationen in der hadronischen Schauer-Zusammensetzung auf die rekonstruierte Energie.

Auf der Grundlage der CERN-Testmessungen ergibt sich eine Energieauflösung für Elektronen und Photonen von

$$\Delta E/E = 10 - 13\%/\sqrt{E} + 1\%$$

und für Hadronen von

$$\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} + 2\%.$$

Eine endgültige Kalibration auf dem Analyse-Niveau mit *ep*-Ereignissen ist Bestandteil dieser Arbeit (s. Kapitel 5).

3.2.2 Das Zentrale Spurkammersystem

Die Abbildung 3.7 zeigt den Aufbau des Spurkammersystems des H1-Experimentes. Es werden zwei Bereiche unterschieden, das Forward-Tracking-System (FTD) mit einer Winkelabdeckung von $7° < \Theta < 25°$ und das Central-Tracking-System (CTD) in einem Winkelbereich von $25° < \Theta < 155°$. Im Rückwärtsbereich komplettiert die Backward Drift Chamber (BDC, $153° < \Theta < 177°$) die Spurmessungen.

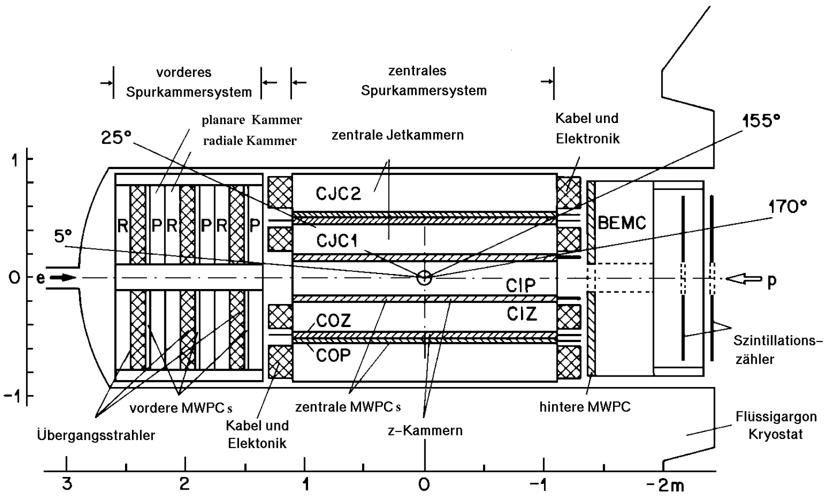


Abbildung 3.7: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems (1995 wurde das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) gegen das Spacal ersetzt).

In das Spurkammersystem sind Lagen von Proportionalkammern integriert, die als Spurtrigger und zur Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes dienen. Der FTD besteht aus drei Supermodulen, mit jeweils drei Ebenen (um jeweils 60° rotierten) planarer Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC), einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen Driftkammer. Der CTD ist von innen nach außen aus einer zweilagigen inneren MWPC (CIP), einer inneren z-Driftkammer (CIZ) mit vier Drahtebenen, einer zentralen Jet-Driftkammer (CJC1) mit 24 Auslesedrähten, einer äußeren z-Kammer (COZ, vier Drahtebenen), einer zweilagigen äußeren MWPC (COP) und einer äußeren Jet-Driftkammer (CJC2) mit 32 Auslesedrähten aufgebaut.

In der CJC sind die Drähte parallel zur z-Achse angeordnet. Mit ihr werden die r-ϕ-Koordinaten mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\text{-}\phi} \approx 170\mu$m gemessen. Über eine Ladungsvergleichsmessung an beiden Drahtenden ist eine Messung der z-Koordinate mit begrenzter Auflösung möglich ($\sigma_z \approx 22$ mm). Eine präzisere z-Messung ist mit den z-Kammern CIZ und COZ möglich, bei denen die Drähte senkrecht zur z-Achse verlaufen. Sie erreichen eine Auflösung von $\sigma_z(CIZ) \approx 260\mu$m und $\sigma_z(COZ) \approx 200\mu$m.

Mit dem Spurkammersystem werden der Impuls der geladenen Teilchen und der Wechselwirkungspunkt der ep-Kollision bestimmt, wobei jeweils beide Kammersysteme oder beide in Kombination verwendet werden.

In der vorliegenden Analyse wird das Spurkammersystem zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes und zur Elektron-Identifikation benötigt.

3.2.3 Luminositätsmessung

Die Messung der Luminosität liefert einen entscheidenden Beitrag zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einer Streureaktion. Definitionsgemäß entspricht die Luminosität L dem Proportionalitätsfaktor zwischen der Reaktionsrate dN/dt und dem Wirkungsquerschnitt σ:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \tag{3.1}$$

Bei Beschleunigerexperimenten mit entgegengesetzt aufeinandertreffenden Teilchen hängt die Luminosität von der Zahl der Teilchen pro Bunch (n_1, n_2), dem Strahlquerschnitt (A_{xy}) sowie der Kollisionsfrequenz (f) ab.

$$L = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot f}{A_{xy}} \tag{3.2}$$

Bei HERA wird die Luminosität mit Hilfe des Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozesses [Bet34], $ep \rightarrow e'\gamma p$, gemessen. Der Wirkunsquerschnitt dieser Reaktion ist aus der Theorie wohlbekannt und divergiert für ein kollinear zum e abgestrahltes Photon. Mit einem direkt in Verlängerung des Elektronstrahls aufgestellten Photondetektor kann die Ereignisrate sehr genau bestimmt werden. Aus der Gleichung 3.1 erhält man dann die gemessene Luminosität.

Die Gesamtzahl der Ereignisse einer Streureaktion ist nach Gleichung 3.1 mit der über die Zeit integrierten Luminosität $\mathcal{L} = \int L\, dt$ verknüpft. Umgekehrt ermöglicht daher die Kenntnis der integrierten Luminosität die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einer physikalischen Reaktion.

Das Luminositätssystem des H1-Experimentes ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Es besteht aus zwei segmentierten Kristall-Cherenkovzählern, einem

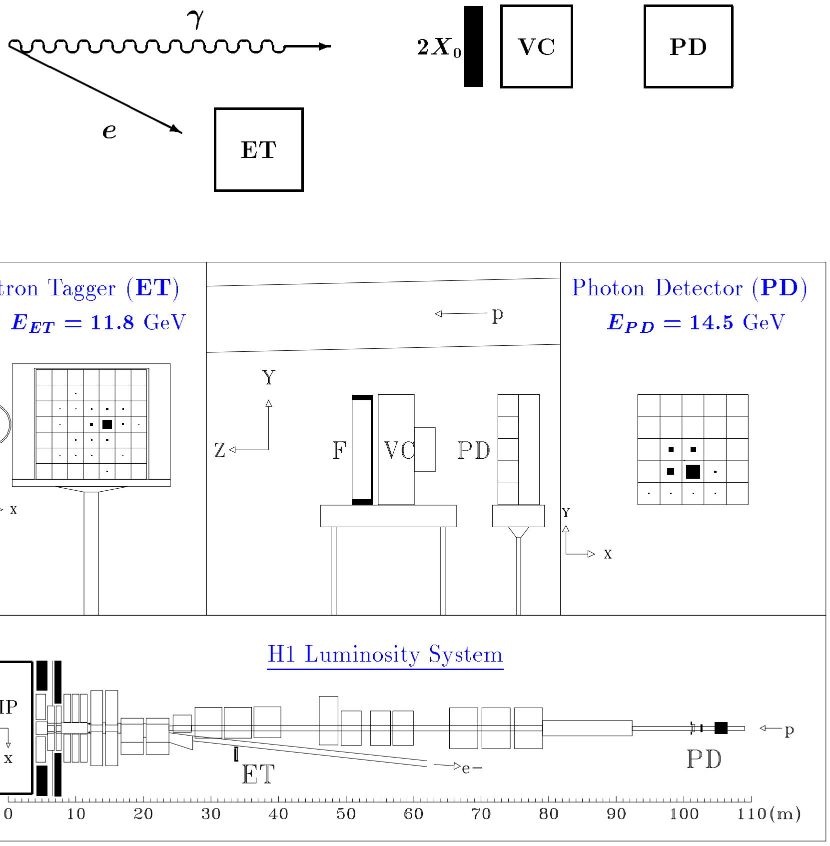


Abbildung 3.8: Das H1-Luminositätssystem. Oberhalb des Rahmens ist der Meßprozeß schematisch wiedergegeben.

Elektron-Detektor ET bei $z_{ET} = -33.4$ m und einem Photondetektor PD bei $z_{PD} = -102.9$ m. Der ET befindet sich direkt neben dem Elektronstrahlrohr und weist das gestreute Elektron aus dem Bethe-Heitler-Prozeß nach. Das Photon verläßt das Protonstrahlrohr, das nach oben gebogen verläuft, und trifft auf den PD, vor dem sich zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung ein Bleifilter (F) und ein Wasser-Cherenkovzähler (VC) befinden. Elektron und Photon werden in Koinzidenz nachgewiesen und der Untergrund dadurch eingeschränkt, daß die Energiesumme $E_{ET} + E_{PD}$ im Bereich der Elektonenstrahlenergie E_e liegen muß.

Das Luminositätssystem hat neben der möglichst totzeitfreien Luminositätsmessung die Aufgaben, Photoproduktionsereignisse ($Q^2 < 0.01$ GeV^2) zu erkennen, sowie tiefinelastische Streuereignisse mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) zu identifizieren.

3.2.4 Trigger und Datennahme

Die *ep*-Kollisionen finden bei HERA alle 96 ns statt. Bei dem überwiegenden Anteil finden jedoch keine *ep*-Wechselwirkungen oder nur unerwünschte Untergrundereignisse statt, vor allem Restgas- und Strahlrohr-Wechselwirkungen sowie Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die typische Rate von physikalisch interessanten *ep*-Wechselwirkungen liegt bei etwa 10 Hz. Das mehrstufige Triggersystem des H1-Experimentes hat die Aufgabe, diese Ereignisse schnell und möglichst effektiv zu erkennen und auszuwählen. Diverse Detektorkomponenten können das Triggern eines Ereignisses auslösen, zum einen extra konzipierte Triggerdetektoren aber auch z.B. Energiedepositionen oberhalb eines Schwellenwertes im Kalorimeter oder Signale im Spurkammersystem. Die Triggerentscheidung bestimmt den Zeitpunkt der Auslese aller Detektorkomponenten, deren Informationen digitalisiert, rekonstruiert und zur späteren Analyse gespeichert werden. Dazu ist eine Synchronisation aller Detektorkomponenten nötig. Im Zuge einer ersten Rekonstruktion kann aus der Spurkammerinformation der wahre Zeitpunkt der *ep*-Kollision bestimmt werden.

Ein einzelnes *ep*-Kollisionsereignis wird Ereignis oder Event genannt. Die Daten werden in sogenannten Runs genommen, das sind Datenperioden, in denen der Status aller Detektorkomponenten im allgemeinen konstant ist. Mit Fill wird die Periode von einer Elektron- und/oder Proton-Einfüllung bis zur nächsten bezeichnet.

Der Datennahme schließt sich die Rekonstruktion an, die die meist in digitaler Form vorliegenden Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten in physikalisch sinnvolle Einheiten (Ladung zu Energie) verarbeitet und sie in logisch zusammenhängende größere Informationseinheiten zusammenfaßt (Kombination einzelner getroffener Drähte im Spurkammersystem zu Teilchenspuren, Zusammenfassung von in einzelnen Kalorimeterzellen deponierten Energien zu Clustern).

3.3 Monte-Carlo-Simulation

Zur Untersuchung eines bestimmten physikalischen Prozesses mit der Analyse von Detektorereignissen muß das Verhalten des Detektors in Bezug auf diesen Prozeß möglichst genau bekannt sein. Bei einem so komplexen Nachweisgerät wie dem H1-Detektor ist das Verständnis des Detektors keineswegs trivial, da sich z.B. verschiedene Detektorkomponenten gegenseitig beeinflussen können und es aufgrund der Detektorkonstruktion inaktives Material gibt. Deshalb haben sich Monte-Carlo-Simulationen bewährt, bei denen zunächst physikalische Prozesse generiert werden, für die dann die entsprechende Detektorantwort simuliert wird.

3.3.1 Ereignisgeneration

Zur Simulation tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse werden verschiedene Programmpakete verwendet. *ep*-Streuereignisse werden entsprechend der vorausgesagten differentiellen Wirkungsquerschnitte generiert. Erforderlich sind die Partondichteverteilungen des Protons, von denen es je nach angenommenem Modell verschiedene Parametrisierungen gibt, die auf zur Verfügung stehenden Messungen beruhen. Grundlage der vorliegenden Monte-Carlo-Simulation ist das DJANGO-Programmpaket, das aus einer Kombination von HERACLES und LEPTO besteht. HERACLES ist ein Elektron-Proton-Ereignisgenerator, der elektroschwache Strahlungskorrekturen erster Ordnung berücksichtigt. LEPTO schließt QCD-Effekte höherer Ordnung ein und verwendet ARIADNE zur Beschreibung von Partonschauern (Farb-Dipol-Modell, Color Dipole Model). Schließlich wird mit dem

JETSET-Programm die Fragmentation des hadronischen Endzustandes simuliert (Lund-String-Modell). Detailierte Untersuchungen zu diesen Generatoren in Bezug auf *ep*-Streuung finden sich in [HWS91/3].

3.3.2 Detektorsimulation

Für jedes generierte Ereignis wird die Detektorantwort mit dem GEANT-Programmpaket [Bru93] simuliert. Dieses beinhaltet die Geometrie und die Materialeigenschaften aller Detektorkomponenten. Abschließend werden die Monte-Carlo-Daten demselben Rekonstruktionsprozeß unterworfen wie die gemessenen Daten.

Für die vorliegende Monte-Carlo-Simulation wurde die Partondichte aus dem aktuellen H1-Fit [H1C99] verwendet, der an die H1-Daten von 1994-1997 bei hohen Q^2, an die F_2-Strukturfunktion der 1994er H1-Daten mit $Q^2 < 150$ GeV^2, sowie an die NMC- und BCDMS-Daten aus Fixed-Target-Experimenten an Protonen und Deuteronen angepaßt wurde.

Die Monte-Carlo-Daten wurden mit einer Proton-Strahlenergie von 920 GeV generiert und verwenden den Detektorstatus von der Datennahmeperiode von 1997. Daher gibt es zwischen der Simulation und den 1998/99 gemessenen Daten unterschiedliche Ausbeuten und Effizienzen von einzelnen Detektorkomponenten. Es wurden zwei Monte-Carlo-Sätze generiert, 100000 Ereignisse mit einem Impulsübertrag $Q^2 > 60$ GeV^2, die einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 30.64$ pb^{-1} entsprechen, und 100000 Ereignisse mit $Q^2 > 1000$ GeV^2, die eine Luminosität von $\mathcal{L} = 341.8$ pb^{-1} repräsentieren.

Kapitel 4

Selektion von Ereignissen mit neutralem Strom, $ep \rightarrow eX$

In diesem Kapitel soll die Datenselektion für die folgenden Untersuchungen beschrieben werden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Identifikation des gestreuten Elektrons sowie einem vorhandenen rekonstruierten, primären Vertex, in dem die ep-Wechselwirkung stattgefunden hat. Zusätzlich werden kinematische Schnitte angewendet, um einen möglichst untergrundfreien Datensatz zu definieren.

4.1 Runselektion

Für die vorliegende Analyse werden H1-Daten aus der Zeit von September 1998 bis Mai 1999 verwendet. Es werden nur Datennahmeperioden (Runs) akzeptiert, die eine gewisse Stabilität aufweisen. Im wesentlichen sind dazu die folgende Bedingungen an die integrierte Luminosität zu erfüllen: Es werden nur Runs mit einer Mindestlänge (in Form einer Mindestluminosität) ausgewählt. Außerdem dürfen die Korrekturen aufgrund nicht betriebsbereiter Detektorkomponenten (s. Abschnitt 4.2) nicht mehr als 50% ausmachen.

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Run} &> 0,5\mathrm{nb}^{-1} \\
\frac{\mathcal{L}_{Run}\,(\text{korrigiert})}{\mathcal{L}_{Run}\,(\text{unkorrigiert})} &> 0,5 \\
\mathcal{L}_{Fill} &> 2,0\mathrm{nb}^{-1}
\end{aligned}
$$

4.2 Detektorstatus

Es werden nur solche Ereignisse zulassen, bei denen die für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten voll betriebsbereit sind. Dazu wird die Hochspannung der folgenden Komponenten überwacht:

- LAr-Kalorimeter
- wenigstens eine der beiden zentralen Spurkammern (CJC1 oder CJC2)

- Luminositätsdetektoren
- TOF (time of flight)

Die Analyse beruht praktisch ausschließlich auf Information aus dem LAr-Kalorimeter. Im zweiten Punkt wird nur ein 'ODER' von CJC1 und CJC2 verlangt, um die Statistik gegenüber einem 'UND' um einen Faktor $\sim 15\%$ zu erhöhen. Vor allem 1998 herrschte ein großer Strahluntergrund, so daß öfters eine der beiden Spurkammern ausfiel. Das Luminositätssystem ist die Grundlage zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes. Das Flugzeitsystem (ToF) dient der Unterdrückung von nicht-ep-Untergrund-Ereignissen.

Es werden keine Anforderungen an den Betriebszustand der eigens als Triggerdetektor konstruierten Proportionalkammern (CIP, COP) gestellt. Dies würde eine signifikante Einschränkung des Datenvolumens bedeuten, ist aber nicht notwendig, da Ereignisse bei hohen Q^2 höchst effizient mit Hilfe des LAr-Kalorimeters sowie dem Spurkammersystem getriggert werden.

4.3 Trigger

Um das Datenvolumen einzuschränken, werden zunächst Ereignisse vorselektiert, die einen Energie-Cluster im LAr-Kalorimeter mit

$$
\begin{array}{ll}
E_{Cluster} > 3,0 \text{ GeV und } \theta_{Cluster} > 15^\circ & \text{oder} \\
E_{T,Cluster} > 5,0 \text{ GeV} &
\end{array}
$$

besitzten. Als Kontrolle wurden Datensätze analysiert, die keiner der beiden Klassen angehören. Nicht eines dieser Ereignisse überstand die endgültige Datenselektion.

Für die Analyse werden zwei Subtrigger, s67 oder s75, gefordert. Sie beruhen auf LAr-Triggern, die für Elektronenergien oberhalb $E_e > 11$ GeV praktisch zu 100% effizient sind [Hei99]. Lokale Regionen, in denen die Triggereffizienz aufgrund defekter Zellen abfällt, werden für die Analyse durch an der Detektorgeometrie orientierte Schnitte – sogenannte 'fiducial cuts' – eliminiert. Außerdem gehen die Bestimmung des korrekten Zeitpunktes t_0 des Ereignisses durch das LAr-Kalorimeter oder durch das Spurkammersystem in die Trigger ein.

4.4 Identifizierung des Elektrons

Für die vorliegende Analyse wird ausschließlich im LAr nach einem Elektron gesucht, da für Ereignisse mit neutralen Strömen bei hohen Q^2 das Elektron in den Winkelbereich des LAr-Kalorimeters gestreut wird (s. Kapitel 2).

4.4.1 Identifizierung im LAr-Kalorimeter

Das Elektron wird mit dem elektromagnetischen Energie-Cluster mit dem höchsten Transversalimpuls p_T identifiziert, wenn dieser gewisse Form- und Isolationskriterien

E_e	$> 8,0$ GeV	(a)
$p_{T,e}$	$> 4,0$ GeV	(b)
$\frac{E_{e,em}}{E_e}$	$> 0,94 + 0,05 \cdot \cos(2\theta_e)$	(c)
$\frac{E_{e,Kern}}{E_e}$	$> f(\theta_e)$	(d)
$R_{e,\perp}$	$< f(\theta_e)$	(e)
$\frac{E_e}{E_{R=0,25}}$	$> 0,98$ oder $> 0,95$ und $E_{had} < 0,3$ GeV	(f)
n_{Zellen}	> 3	(g)
d_{cl-tr}	$> 12,0$ cm	(h)

Tabelle 4.1: Elektron-Definition aus Cluster- und Spurinformationen. $f(\theta_e)$ kennzeichnet eine vom Polarwinkel θ_e abhängende Funktion.

erfüllt. Elektronenkandidaten werden auf folgende Eigenschaften überprüft, um sie von hadronischer Aktivität und schließlich auch von einem Photon zu unterscheiden.

Die Gesamtenergie E_e und der Transversalimpuls $p_{T,e}$ des Elektronkandidaten müssen Mindestwerte übertreffen, um sie von niederenergetischen Hadronen zu separieren (a,b in Tabelle 4.1). Der überwiegende Energieanteil soll im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert worden sein (c). Ein Großteil der Energie des Elektronkandidaten muß in einem kleinen Volumen konzentriert sein. Er muß also kompakt und kein ausgedehntes Gebilde sein, wie es bei einem hadronischen Schauer der Fall wäre (d). Weiterhin hinterläßt ein Elektron im allgemeinen einen schmalen Schauer, d.h. seine Ausdehnung transversal zur Flugrichtung ist begrenzt (e). $R_{e,\perp}$ ist der Cluster-Radius senkrecht zur Elektronflugrichtung. Schließlich wird noch eine relativ strenge Isolation mit wenig Energie außerhalb des Elektronkandidaten in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel $R = 0.25$[1] um dasselbe gefordert. Diese Anforderung kann etwas gelockert werden, wenn hinter dem Elektron praktisch keine hadronische Energie E_{had} vorhanden ist (f). Um nicht auf zufällige, durch Rauschen bedingte Zellaktivitäten sensitiv zu sein, müssen mindestens vier Kalorimeterzellen an dem Elektronenkandidaten beteiligt sein (g). Damit ist mit dem Cluster ein rein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen identifiziert.

4.4.2 Effizienz der Elektronsuche im LAr-Kalorimeter

Die Effizienz, ein Elektron zu finden, wird mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt, indem das rekonstruierte Elektron mit dem generierten verglichen wird.

Dazu werden alle simulierten Ereignisse mit einem Elektron mit einer generierten Energie $E_{e,gen} > 10$ GeV und mit $y_{gen} < 0.95$ ausgewählt. Der y-Schnitt entspricht einem winkelabhängigen Energieschnitt. Im extremen Vorwärtsbereich werden große Elektronenergien verlangt. Außerdem werden keine Crack-Bereiche berücksichtigt. Schließlich wird für den extrapolierten Eintrittspunkt des Elektrons in das Kalorimeter $z_{Kalorimeteroberfläche} > -180$ cm verlangt, damit ein Elektron auf direktem

[1] $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, mit der Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$.

Weg ins BBE gelangt, ohne vorher das Rückwärtskalorimeter (Spacal) durchqueren zu müssen. Die Effizienz der Elektronidentifizierung entspricht dem Anteil der Ereignisse, die alle in Tabelle 4.1 beschriebenen Anforderungen erfüllen, jedoch ohne den Cluster-Track-Link. Zusätzlich muß der rekonstruierte Cluster innerhalb von $R = 0.25$ um die generierte Clusterposition liegen, damit keine Misidentifizierung vorliegt.

In Figur 4.1 sind die Effizienzen als Funktion der Winkel und der Energie gezeigt.

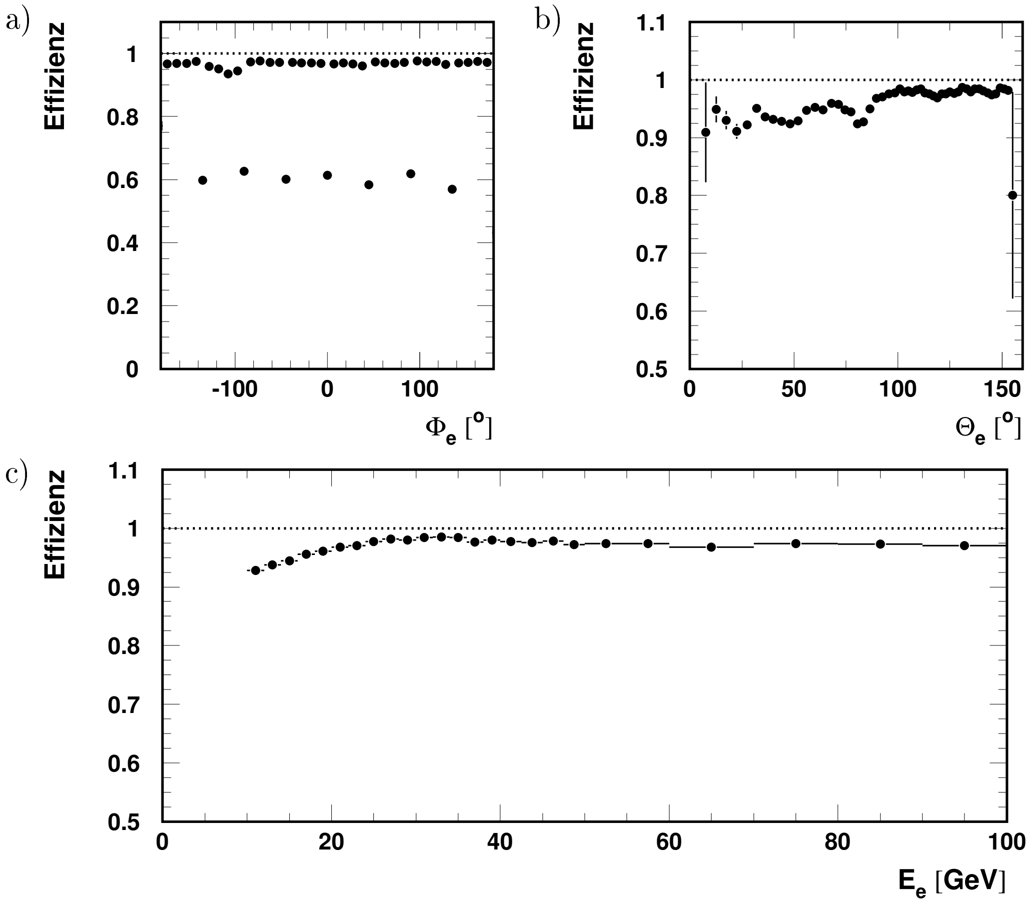


Abbildung 4.1: Die Effizienz der Elektronsuche im LAr-Kalorimeter als Funktion von ϕ (a) und θ (b) sowie der Energie (c).

In a) erkennt man die acht ϕ-Cracks (sieben sind zu sehen, der achte liegt bei $\pm 180°$), in denen keine effiziente Erkennung des Elektrons möglich ist. Das Elektron läuft dort durch den Spalt des elektromagnetischen Kalorimeters und hinterläßt einen Großteil seiner Energie im hadronischen Kalorimeter, so daß der Cluster nicht als elektromagnetisch identifiziert werden kann. Im übrigen ϕ-Bereich beträgt die Effizienz über 95%. (Die etwas niedrigeren Werte bei $\phi \approx -100°$ sind künstlich, da die rückwärtige Begrenzung des generierte Elektrons auf Spurinformationen beruht und die Simulation in dieser Region nur eingeschränkte Informationen liefert.)

In der θ-Verteilung (b) sind die ϕ-Crack-Bereiche ($\pm 2°$) herausgenommen. Die Verteilung ist konsistent mit Figur a), da der überwiegende Anteil der Ereignisse bei großen Polarwinkeln konzentriert ist (s. Abbildung 6.2). Die Einbrüche bei $\theta \approx 25^\circ, 50^\circ, 80^\circ$ und 120° entsprechen den z-Cracks zwischen IF/OF und FB, FB und CB3, CB3 und CB2 sowie CB2 und CB1. Der Spalt vor dem BBE ist kaum betroffen, da er vom Elektron unter einem großen Winkel durchquert wird (und kein hadronisches Kalorimeter als Veto existiert). In dem Zwischenspalt gibt es jedoch inaktives Material, das die Energiemessung beeinträchtigt, so daß im folgenden wie auch für die Analyse Ereignisse in der Umgebung von allen Crack-Bereichen entfernt werden.

In c) ist die Abhängigkeit der Effizienz, ein Elektron zu finden, von der Energie E_e des Elektrons dargestellt. Beginnend bei $E_e = 10$ GeV steigt die Effizienz von $\approx 93\%$ auf ein Plateau von über 98% bei Energien zwischen 25 und 40 GeV. Für darüberliegende Energien geht die Effizienz leicht zurück und beträgt $\approx 97\%$. Die Ursache wurde nicht untersucht, möglicherweise dringt der Elektronschauer für einen kleinen Anteil der Ereignisse bis in das hadronische Kalorimeter und deponiert dort zuviel Energie. Für die Analyse werden Elektronen mit einer Mindestenergie von $E_e > 11$ GeV gefordert.

4.4.3 Spurkriterium

Ein Elektron hinterläßt als geladenes Teilchen im Gegensatz zu einem Photon eine Spur in dem Spurkammersystem. Ziel ist es, im Zentralbereich eine eventuell auch nur kurze Spur der zentralen Jet-Kammer CJC als Bestätigung für ein Elektron zuzulassen, wenn diese Spur erstens damit verträglich ist, vom rekonstruierten Ereigniswechselwirkungspunkt (Vertex, s. Kapitel 4.5) zu kommen, und zweitens bis auf 12.0 cm Abstand[2] zu dem Cluster paßt (h in Tabelle 4.1).

Da lediglich eine betriebsbereite innere oder äußere zentrale Spurkammer verlangt wird, kann die Mindestspurlänge nicht zu groß gewählt werden, denn wenn z.B. die CJC1 aus und nur die CJC2 betriebsbereit ist, durchläuft ein Elektron auf dem Weg ins BBE nicht einmal mehr die gesamte äußere Spurkammer. Damit die Spur auf der anderen Seite ordentlich rekonstruiert werden kann, wird eine Mindestlänge von $5,0$ cm gefordert.

Schon vor dem Beginn der 1998er Datennahme ist ein kompletter Sektor der zentralen, äußeren Spurkammer (CJC2) ausgefallen. Dies betrifft den Bereich $22.5^\circ < \phi < 45.0^\circ$. Nur mit der inneren Kammer (CJC1) allein sinkt die Spur-Effizienz auf etwa 60% ab, da aufgrund der Strahlrohrnähe und eines relativ hohen Untergrundes häufig Überschläge in der Kammer beobachtet wurden. Diese geringe Effizienz würde den systematischen Fehler der Gesamtmessung stark erhöhen, so daß statt dessen der betroffene ϕ-Bereich für den zentralen Detektorbereich herausgeschnitten wird. Dies reduziert die Datenmenge lediglich um 6%. Im vorderen Detektorbereich ($\theta < 35^\circ$) wird keine Spur als Bestätigung verlangt und der entsprechende ϕ-Bereich mit einbezogen. Dort kann keine verläßliche Spurrekonstruktion gewährleistet werden, da das Elektron die CJC2 nicht mehr (vollständig) durchquert. Schließlich wird mit einem kinematischen Schnitt ($y_e < 0.95$, s. Abschnitt 4.6) gewährleistet, daß un-

[2] Als Spur-Cluster-Abstand wird die kleinste Distanz zwischen der extrapolierten Spur und dem Cluster-Schwerpunkt bezeichnet.

ter einem sehr kleinen Winkel gestreute Elektronen eine höhere Energie besitzen als typische Photonen aus dem Hadron.

4.4.4 Spur-Cluster-Effizienz

Es soll zunächst der maximal zugelassene Abstand von 12 cm zwischen Spur und Cluster untersucht werden. Vor der e^--Runperiode wurde die zentrale Jet-Spurkammer CJC mit neuen Drähten versehen, für die noch keine genaue z-Kalibration vorliegt. Da die Effizienz der z-Kammern mit $\approx 70\%$ relativ gering ist, erhält man das in der Abbildung 4.2 dargestellte Verhalten, der Abstand ist in den Daten im Mittel größer als in der Simulation.

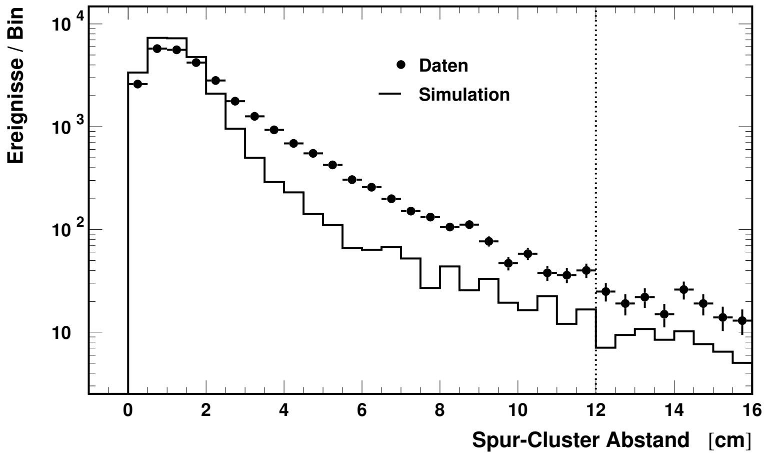


Abbildung 4.2: Spur-Cluster-Abstand für die gesamte Ereignisselektion bis auf den durch die gepunktete Linie markierten Schnitt bei 12 cm.

Der Grund liegt in der relativ ungenauen Messung der z-Position durch die CJC, wenn keine Informationen aus der CIZ oder COZ vorliegen. Bei 12 cm sind die Verteilungen auf einen sehr kleinen Ereignisanteil abgefallen. Der Anteil der Ereignisse mit einem Spur-Cluster-Abstand im Bereich zwischen 12 und 50 cm, in dem eine Elektronspur auf jeden Fall rekonstruiert sein sollte, beträgt gegenüber den akzeptierten Ereignissen 1.3% in den Daten und 0.55% in der Monte-Carlo-Simulation. Diese unterschiedliche Beschreibung schlägt sich als globaler Faktor auf die Spur-Cluster-Effizienz nieder. Für eine Aufweitung der Spur-Cluster-Übereinstimmung auf größere Werte wäre zunächst eine eingehende Studie nötig, damit man keine falschen Spuren vom hadronischen System verwendet.

In Abbildung 4.3 ist die Effizienz dafür gezeigt, daß zu einem elektromagnetischen Cluster eines Elektrons eine passende Spur rekonstruiert wurde. Um sicher zu sein, daß der Cluster einem Elektron (und nicht einem Photon oder Hadron) entstammt, wurde mit den in Tabelle 4.2 gezeigten, zusätzlichen Schnitten ein sehr reiner Datensatz definiert.

[3] Eine Vorwärts-Spur muß die gesamte Spurkammer CJC radial durchqueren, hinten darf das Elektron nicht durch das Spacal verlaufen.

$p_{T,miss} < 5$ GeV
50 GeV $< (E - p_z)_{gesamt} <$ 60.5 GeV
$N_{Vertex-Spuren} > 3$
$35^\circ \lesssim \theta \lesssim 154^{\circ 3}$

Tabelle 4.2: Verschärfung der Ereignisselektion zur Bestimmung der Spur-Cluster-Effizienz.

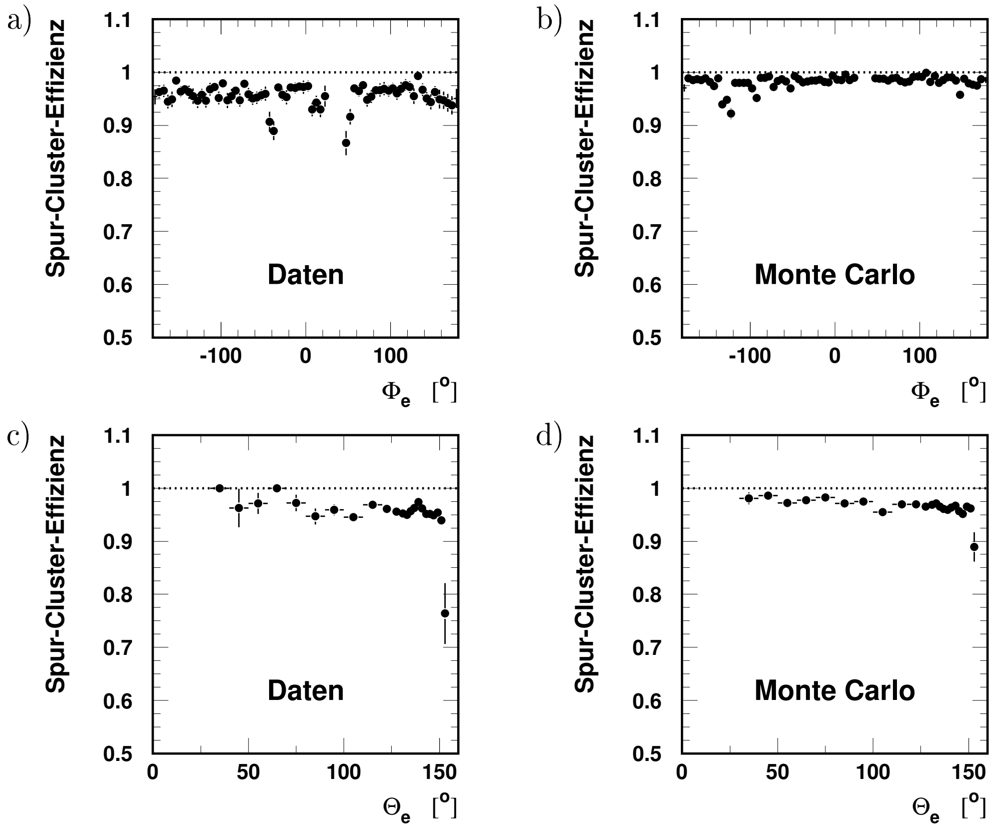


Abbildung 4.3: Die Spureffizienz für einen rekonstruierten Elektron-Cluster als Funktion von ϕ (a und b) und θ (c und d).

Die Lücke bei $22.5^o < \phi < 45.0^o$ entspricht dem aufgrung der defekten CJC2 herausgeschnittenen Bereich. Ansonsten liegt die Effizienz in ϕ bei durchschnittlich 96% in den Daten und bei konstanten 98% in der Simulation. Als Funktion von θ ist die Übereinstimmung zwischen Daten und der Simulation nicht befriedigend, da θ direkt die Rekonstruktion der Kinematik beeinflußt. Es zeigen sich unterschiedliche Strukturen, so daß in dieser Variablen eine Anpassung der Monte-Carlo-Simulation vorgenommen wird. Die Korrektur beträgt im Mittel 2%.

Da das Spurkammersystem in der Datennahmeperiode 1998/99 keine präzise Bestimmung der z-Position geliefert hat, werden die Elektronwinkel θ_e und ϕ_e allein aus der Kalorimeterposition des Elektronclusters und der Vertexposition (s. folgender Abschnitt) rekonstruiert.

4.5 Vertex

Für die Ereignisselektion wird ein von dem Spurkammersystem rekonstruierter Ereigniswechselwirkungspunkt (Vertex) gefordert. Um auch die Information des hadronischen Systems benutzen zu können, das meistens nur unter kleinen Winkeln γ_{had} gestreut wird, wird neben dem zentralen auch das Vorwärts-Spurkammersystem eingesetzt.

Durch diese Anforderung wird zum einen ein Großteil des Untergrundes verworfen, der nicht aus ep-Kollisionen stammt, und zweitens eine genaue Polarwinkelbestimmung der Streuprodukte gewährleistet. Dieser Primäre Vertex wird im zentralen Bereich des Detektors verlangt.

$$\begin{aligned} |z\text{-Vertex} - \langle z\text{-Vertex}\rangle| &< 35\text{cm} \\ \text{mit} \quad \langle z\text{-Vertex}\rangle &= -0,9\text{cm} \end{aligned}$$

Die HERA-Maschine ist zumeist so eingestellt, daß die ep-Kollisionen im Bereich nahe des nominalen WWPs stattfinden. Dagegen finden z.B. Restgaswechselwirkungen räumlich gleichverteilt statt. Weiterhin benötigen wir für das Elektron die Spurinformation der zentralen Driftkammer CJC über einen möglichst großen Polarwinkelbereich. Schließlich ist der gesamte H1-Detektor für ep-Kollisionen aus dem zentralen Bereich konzipiert, z.B. sind die Triggertürme des LAr-Kalorimeters auf den nominalen Vertex ausgerichtet. Der Vertex-Schnitt unterdrückt also im wesentlichen den Untergrund. Die Effizienz für die Rekonstruktion eines primären Vertizes liegt für ep-Kollisionen praktisch bei Eins. Es wurde gezeigt [H1C99], daß die Vertex-Effizienz für Daten und Monte-Carlo-Simulation jenseits von 99% liegt und nur für sehr kleine y, bei denen die Spurmultiplizität klein ist, auf 96% abfällt.

4.6 Kinematische Schnitte

Die kinematischen Schnitte dienen der Datenreduktion und -Reinheit sowie der Vermeidung von kinematischen Regionen, die experimentell schwierig zu erforschen sind oder in denen der Untergrund im Verhältnis zum Signal bedeutend wird.

Da bei Ereignisse mit netralen Strömen der Transversalimpuls des Elektrons im Idealfall genau durch das Hadron-System kompensiert wird, werden mit einem Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss} < 20$ GeV nur Ereignisse selektiert, die transversal bis zu einem gewissen Grad ausbalanciert sind. Die Topologie der Ereignisse mit neutralem Strom erlaubt weiterhin die Einschränkung der Selektion auf Ereignisse, bei denen das Elektron noch stärker isoliert ist als bereit durch die Elektronsuche (vgl. Abschnitt 4.4) gefordert. Die transversale Energiesumme aller hadronischen, nicht zum Elektron gehörenden Energiecluster $E_{T,had,R=1}$, die sich in einem Kegel mit $R = 1$ um das Elektron befinden, darf höchstens 10% des Elektron-Transversalimpulses ausmachen.

Der Schnitt $(E - p_z) < 35$ GeV reduziert den Photoproduktionsuntergrund, bei dem das Elektron praktisch unabgelenkt im Strahlrohr verschwindet, ein abgestrahltes Photon mit dem Proton wechselwirkt ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) und ein Teil des hadronischen Endzustandes als Elektron misidentifiziert wird. Dieser Schnitt reduziert somit die Größe radiativer Korrekturen.

Die Strahlungskorrekturen werden insbesondere bei großen y bedeutsam, wenn daß Elektron unter einem großen Winkel in den Vorwärtsbereich des Detektors gestreut wird. Da aber auf der anderen Seite gerade bei großen y der Beitrag des Interferenzterms groß wird (vgl. Kapitel 2.3.1), wird als Schnitt $y_e < 0.95$ gewählt.

Eine Zusammenfassung der gesamten Ereignisselektion ist in Tabelle 4.3 aufgelistet.

$\lvert z\text{-Vertex} + 0,9\text{cm}\rvert < 35$ cm
$E_e > 11$ GeV
$\frac{E_{T,had,R=1}}{p_{T,e}} < 10\%$
$\theta_e \lesssim 154°$[4], Spurbedingung für $\theta \gtrsim 35°$
$p_{T,miss} < 20$ GeV
$(E - p_z)_{gesamt} > 35$ GeV
$y_e < 0.95$
'fiducial cuts'

Tabelle 4.3: Überblick der Ereignisselektion.

4.7 Untergrund

Nicht *ep*-Untergrund: Ein Teil der Ereignisse mit einem hohen Transversalimpuls im Detektor stammen nicht von *ep*-Wechselwirkungen, sondern wird von einlaufenden Myonen hervorgerufen. Man unterscheidet sogenannte Halo-Myonen, die von Strahlprotonen erzeugt werden, welche von ihrer Sollbahn abweichen und mit dem Strahlrohr wechselwirken, sowie kosmische Myonen aus der Höhenstrahlung. Erstere fliegen praktisch horizontal durch den Detektor, letztere vorwiegend senkrecht zur Strahlachse. Beide Typen von Myonen können so hochenergetisch sein, daß sie elektromagnetische Schauer im Kalorimeter verursachen. Die Vertexselektion kann von solchen Ereignissen erfüllt werden, indem entweder ein sekundäres Teilchen aus dem Schauer in der Spurkammer einen Vertex vortäuscht oder ein zweites, überlagertes Ereignis den Vertex erzeugt. Kosmische Myonen können außerdem selbst durch die Spurkammer fliegen.

[4] $z_{\text{Kalorimeteroberfläche}} > -180$ cm.

Zur Unterdrückung dieser Myon-Ereignisse wird ein Satz von Untergrund-Suchprogrammen [Cha98] benutzt, mit dem diese Art von Ereignissen aufgrund ihrer topologischen Eigenschaften identifiziert werden können. Im einzelnen wird nach folgenden Klassen gesucht:

a) Halo: streng longitudinales, horizontales Muster im LAr

b) Halo: longitudinales Muster im LAr und in Verlängerung Energie im rückwärtigen Eisen

c) Halo: Energiedeposition in der rückwärtigen Eisen-Endkappe passend zu einem horizontalen Vorwärtsmyon

d) Halo: isolierte Energie im inneren vorwärts LAr und passende Deposition im Spacal

e) Halo: isolierte Energie im inneren vorwärts LAr und passende Deposition in der rückwärtigen Eisen-Endkappe

f) Kosm.: zwei entgegengesetzte Myon-Spuren mit vergleichbarer Richtung

g) Kosm.: gesamte LAr-Energie in Verlängerung einer Myon-Spur

h) Kosm.: gesamte LAr-Energie auf der Linie zwei gegenüberliegender Energiecluster aus dem Tail Catcher

i) Kosm.: zwei exakt entgegengesetzte CJC-Spuren

k) Kosm.: 'langer' isolierter LAr-Cluster mit wenig elektromagnetischer Energie

Ereignisse, die mindestens eines der Kriterien erfüllen, werden verworfen. Ein Maß für nicht durch ep-Wechselwirkung hervorgerufenen Untergrund gibt die in Abbildung 4.4a gezeigte t_0-Verteilung in Einheiten der CJC-Uhr. ep-Ereignisse liegen beim Nominalwert $t_0 \approx 460$ sowie um Vielfache von 480 Einheiten verschoben dazu. Der Nicht-ep-Untergrund ist nicht mit dem t_0 korreliert. Zwischen den Scheitelpunkten befinden sich weniger als 1% der Ereignisse, so daß der verbleibende Untergrund vernachlässigt werden kann.

ep-induzierter Untergrund:

Hier spielt praktisch nur der Photoproduktionsuntergrund eine Rolle (s. oben). Der Anteil ist im allgemeinen sehr klein und liegt unter 1% [H1C99]. Eine Abschätzung für den Untergrund liefert die in Abbildung 4.4b) gezeigte Energieverteilung im Photon-Detektor des Luminositätssystems (s. Abschnitt 3.2.3). Der Ereignisanteil mit $E_\gamma > 0$ GeV liegt im Promillbereich.

Zur Kontrolle wurden alle Ereignissen mit einem Impulsübertrag $Q^2 > 5000$ GeV^2 in der bildlichen Darstellung durchgesehen. Es wurde neben einem Zwei-Elektronen-Ereignis und QED-Compton-Ereignissen kein Untergrundereignis gefunden.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der selektierten Daten in der $p_{T,e}$-θ_e-Ebene. Die angedeuteten Ausdünnungen bei $\theta_e \simeq 25°$, $45°$ und $75°$ haben ihre Ursache in den

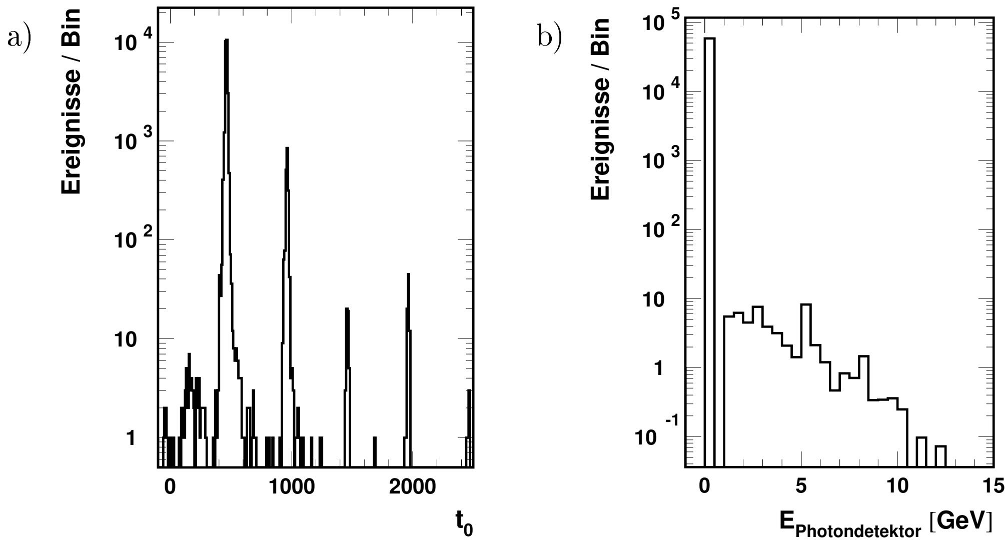


Abbildung 4.4: a) Die t_0-Verteilung der selektierten Ereignisse (in Einheiten der CJC-Uhr). b) Das Energiespektrum des Photon-Detektors.

(herausgeschnittenen) z-Cracks. Photoproduktionsereignisse liegen in dieser Ebene bei kleinen Winkeln und kleinen Transversalimpulsen. In dem Bereich kann keine übermäßige Bevölkerung festgestellt werden. Der Bereich mit großen $p_{T,e}$ und großen θ_e (rechts oben) ist kinematisch nicht erlaubt, daß dort keine Ereignisse liegen, zeigt die gute Qualität der Daten.

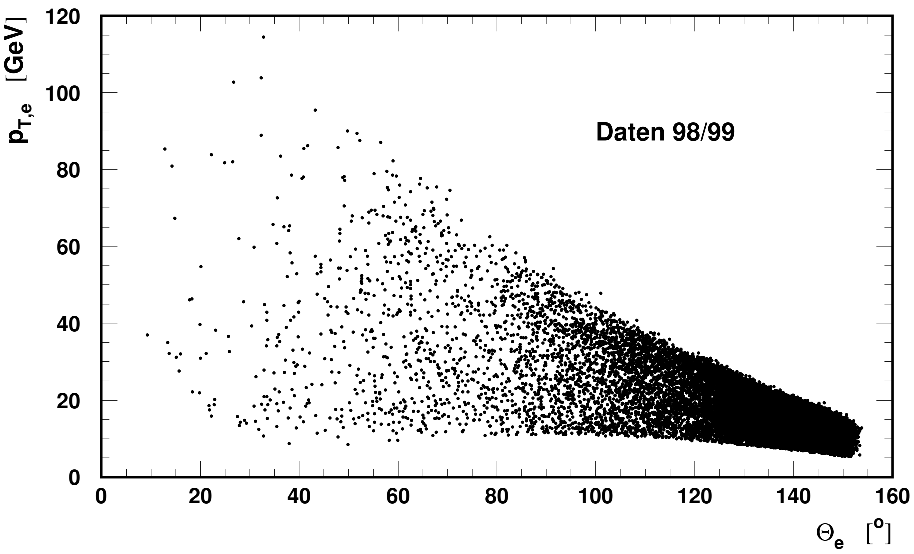


Abbildung 4.5: Der Ereignissatz nach der vollständigen Selektion in der $p_{T,e}$-θ_e-Ebene.

4.8 Luminosität und Stabilität der Daten

Die durch die Daten dargestellte integrierte Luminosität ist ein wesentlicher Bestandteil zur Messung des Wirkungsquerschnittes. Sie wird in einer eigenen Analyse ermittelt [Lev99], die jedoch erst vorläufig ist. Als Kontrolle der Stabilität der Datennahme ist in Abbildung 4.6 die auf die integrierte Luminosität bezogene Ereignisrate gezeigt.

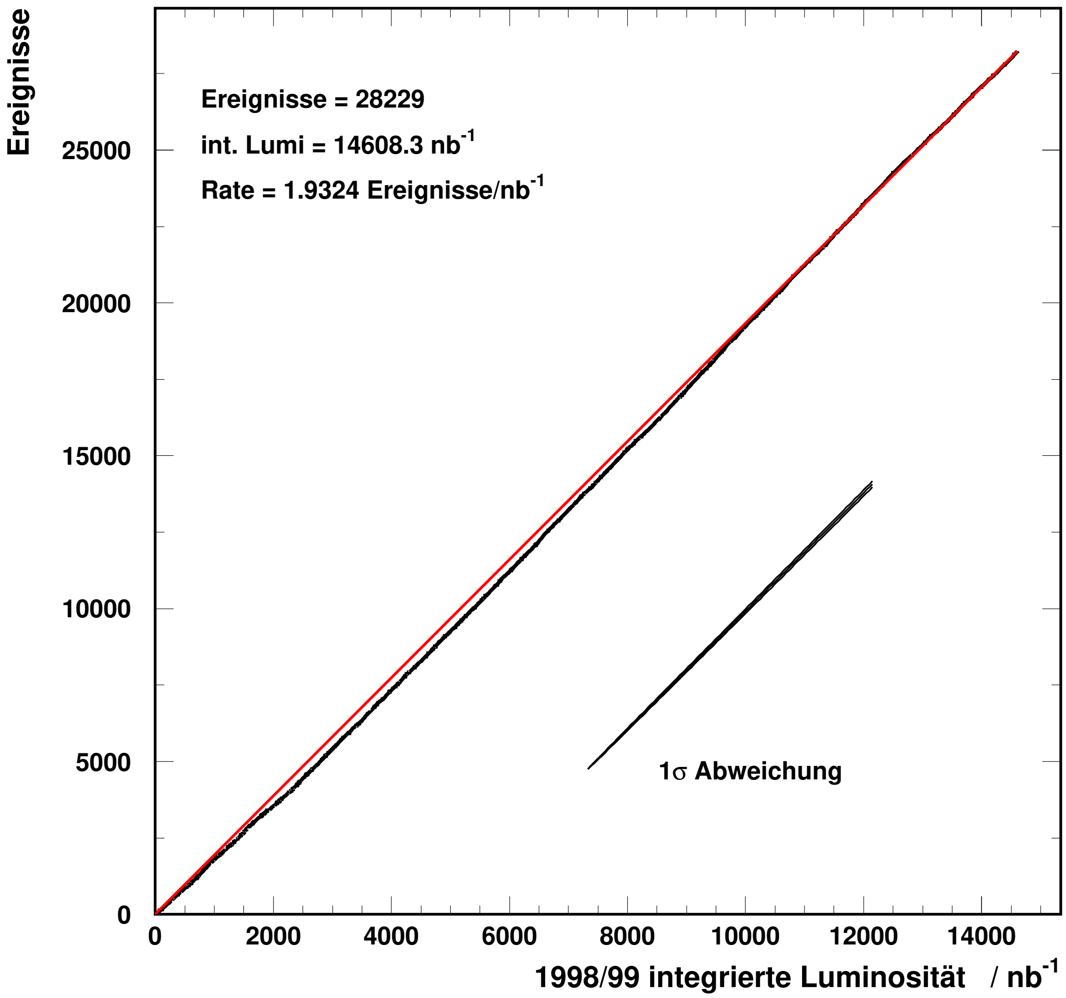


Abbildung 4.6: Stabilität der Datennahme: Aufgetragen ist die Zahl der Ereignisse gegen die gemessene, integrierte Luminosität.

Im ersten Bereich bis $\mathcal{L} < 2300\text{nb}^{-1}$ ist die durch die Steigung repräsentierte Ereignisrate signifikant kleiner als im übrigen Teil, in dem die Schwankungen im statistisch erlaubten Bereich liegen. Für die kleinere Ereignisrate konnte keine definitive Erklärung gefunden werden. Die z-Vertexverteilung, die direkt in die Akzeptanz eingeht, liegt im Mittel für den ersten Bereich etwa 1 cm weiter vorne (größere z) als im restlichen Bereich, man würde also umgekehrt eher eine geringfügig höhere Rate erwarten. Zu dem Zeitpunkt der Ratenänderung wurden im Triggerprogramm mehrere Code-Änderungen vorgenommen, deren Auswirkungen auf die Rate der getriggerten Ereignisse mit hohen Impulsüberträgen nicht geklärt werden konnte.

Für die erste Datenperiode bis zu einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \approx 5.2$ pb^{-1} wurde bereits eine Analyse der Luminositätsdaten vorgenommen und vorläufige Korrekturfaktoren (globaler Faktor, Satellitenkorrektur) sowie ein Gesamtfehler ermittelt. Für den restlichen Zeitraum wurden die für die letzte Periode der Luminositätsanalyse angegebenen Korrekturen übernommen und als Fehler zusätzlich die Schwankungen aus den verschiedenen Perioden der Luminositätsanalyse berücksichtigt. Die Analyse beruht damit auf 28229 Ereignissen, die einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 14.6$ pb$^{-1} \pm 2.5\%$ entsprechen.

Kapitel 5

Energie- und Winkelmessung mit dem H1-Detektor

Für die Bestimmung der Kinematik wird die $e\Sigma$-Methode (s. Abschnitt 2.2.3) angewendet, die eine präzise Messung der Energien und der Winkel von Elektron und hadronischem Endzustand erfordert. Dazu sollen in diesem Kapitel die apparativen Effekte des H1-Detektors untersucht werden. Da nur Ereignisse mit einem ins LAr-Kalorimeter gestreuten Elektron selektiert werden und auch der hadronische Endzustand fast immer vollständig vom LAr-Kalorimeter erfaßt wird, liegt das Hauptaugenmerk auf der Positionierung und Energiekalibration des LAr-Kalorimeters.

5.1 Ausrichtung des LAr-Kalorimeters

Der Ereigniswechselwirkungspunkt der ep-Kollision wird mit Hilfe des Driftkammersystems des H1-Experimentes bestimmt. Die Winkel der Streuprodukte werden relativ zu diesem Punkt gemessen. Damit definiert das Spurkammersystem das H1-Koordinatensystem, und alle anderen Detektorkomponenten müssen relativ dazu ausgerichtet werden.

Für die vorliegende Analyse ist die Positionierung des LAr-Kalorimeters besonders wichtig, denn

- der Polarwinkel θ_e des Elektrons wird direkt aus der Clusterposition im Kalorimeter bestimmt,
- zur Elektronenidentifikation wird eine Spur in unmittelbarer Nähe des Kalorimeterclusters gefordert und
- der hadronische Endzustand wird ausschließlich mit dem LAr-Kalorimeter gemessen.

Zur Ausrichtung des LAr-Kalorimeters werden der Durchstoßpunkt von Elektronspur und -cluster auf einer fiktiven LAr-Kalorimeteroberfläche verglichen (Referenzoberfläche). Die Spur wird unter Berücksichtigung der Krümmung im Magnetfeld vom gemessenen Vertex aus auf diese Fläche extrapoliert. Die Clusterposition wird in Form einer Geraden vom Vertex zum Cluster auf die Fläche projiziert. Um die Meßgenauigkeit der Spur in der z-Koordinate zu verbessern, werden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen die Elektronspur mit Hilfe von jeweils mindestens drei Treffern in innerer und äußerer z-Kammer (CIZ und COZ) rekonstruiert wurde.

Im folgenden werden drei wichtige Einflüsse genauer diskutiert:

Thermische Änderung der LAr-Geometrie

Die Abmessungen des LAr-Kalorimeters wurden bei Raumtemperatur ('warm') bestimmt und müssen auf die Maße bei LAr-Temperatur ('kalt') übertragen werden [She99]. Aus Symmetriegründen ist diese Korrektur nur in der z-Koordinate notwendig, sie beträgt bis zu ~ 1 cm.

Aus den bei Raumtemperatur vermessenen und den auf LAr-Temperatur extrapolierten Zellpositionen, sowie der in der Simulation implementierten Geometrie ('warme' Positionen mit konstanter Verschiebung des Kalorimeters um $\Delta z = 63$mm gegenüber den Spurkammern), ergibt sich für die Daten eine lineare Stauchung entlang der z-Achse mit folgender Parametrisierung:

$$z_{kalt} = 23.67\text{cm} + (z_{warm} - 23.67\text{cm}) \cdot (1 - 0.0027)$$

Für die Simulationsrechnungen wird Raumtemperatur angenommen, so daß dort keine Korrektur notwendig ist. In der Figur 5.1 sind die mittleren z-Differenzen $z_{Spur} - z_{Cluster}$ zwischen Spur und Kalorimetercluster gegen die z-Position des Spur-Eintrittspunktes auf der Referenzoberfläche vor jeder weiteren Korrektur dargestellt.

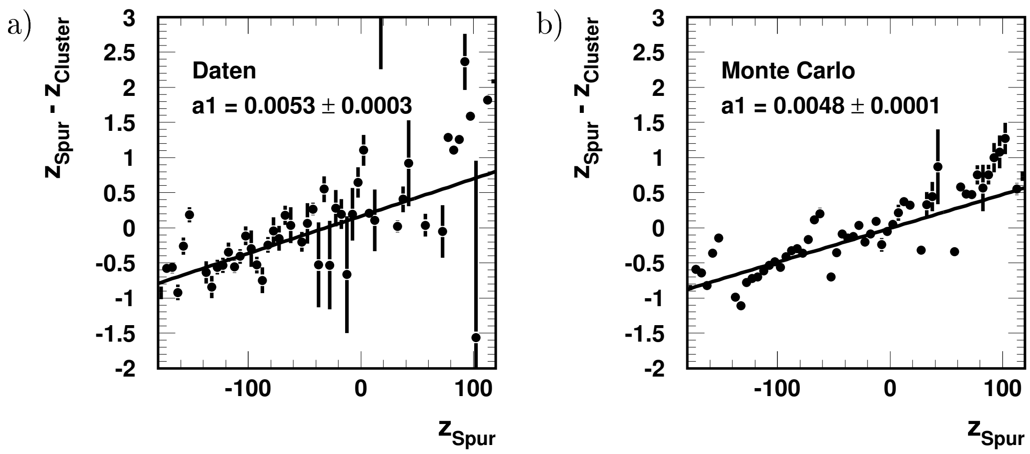


Abbildung 5.1: Differenzen der z-Eintrittsposition von Spur und Cluster als Funktion des z-Eintrittpunktes der Spur für Daten (a) und Monte Carlo (b). Die Punkte stellen den Mittelwert dar, die Fehlerbalken den statistischen Fehler des Mittelwertes. Die Steigung $a1$ entspricht der linearen Anpassung mit der kleinsten quadratischen Abweichung für den gesamten Ereignissatz.

Die Lücken bei $z \approx -150, -60, 10, 100$ cm sind Bereiche, in denen eine verläßliche Positionsbestimmung des Elektron-Clusters aufgrund der Konstruktion des LAr-Kalorimeters (Cracks, s. Kapitel 3.2) nicht möglich ist. Aus Figur 5.1 ist ersichtlich, daß die Daten zwar dem Monte Carlo angeglichen wurden, die Steigung in der Verteilung aber nicht Null ist.

Um eine bestmögliche Polarwinkelmessung mit dem LAr-Kalorimeter zu gewährleisten, wird sowohl in den Daten als auch im Monte Carlo das Kalorimeter in der Weise gestreckt, daß das LAr-Kalorimeter dieselben Polarwinkel liefert wie das Spurkammersystem. Die anzuwendende Korrektur

$$z_{Streckung} = 23.67\text{cm} + (z - 23.67\text{cm}) \,/\, (1 - 0.0027)^2$$

entspricht in den Daten insgesamt der entgegengesetzten 'warm-kalt'-Korrektur.

Drehung und Verschiebung des LAr-Kalorimeters

Das Spurkammersystem befindet sich innerhalb des LAr-Kalorimeters und kann bei der Montage gegenüber diesem verdreht oder verschoben eingesetzt worden sein. Da die Spurkammern das H1-Koordinatensystem definieren, muß auf dem Datenniveau gegebenenfalls die relative Position des LAr-Kalorimeter justiert werden. Dazu werden nach obiger Korrektur die x- und y-Komponenten der Eintrittspositionen auf der Referenzfläche gegen die z-Position des Spur-Eintrittspunktes auf der Referenzfläche betrachtet. Figur 5.2 zeigt diese Verteilungen in den Daten. Eine von Null verschiedene Steigung entspricht einer Verdrehung, eine Konstante einer Verschiebung. In x und y ist keine signifikante Abweichung zwischen Kalorimeter und Spurkammersystem erkennbar.

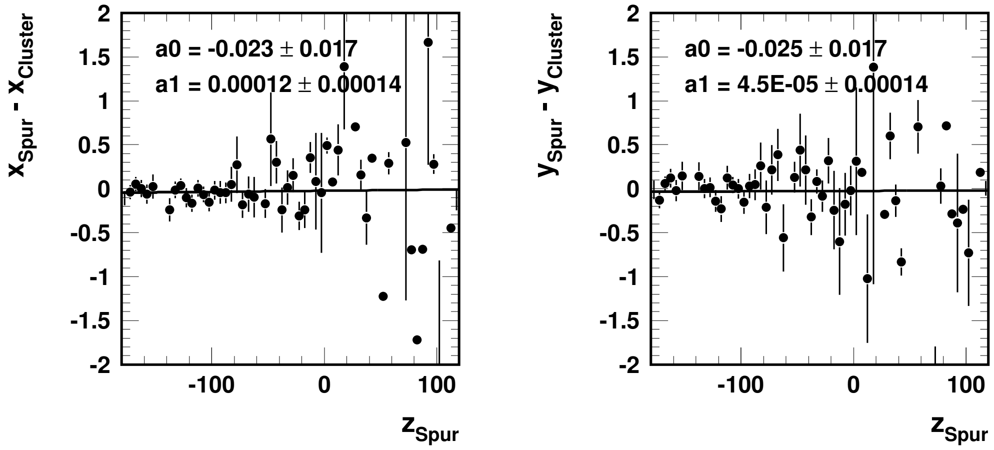


Abbildung 5.2: Differenzen der x- und y-Eintrittsposition von Spur und Cluster als Funktion des z-Eintrittspunktes der Spur für die Daten. Die Punkte stellen den Mittelwert dar, die Fehlerbalken die Ungenauigkeit aufgrund der Statistik.

Für die Daten findet man zusätzlich zu der Stauchung in z eine Verschiebung des Kalorimeters gegenüber dem Spurkammersystem um $\Delta z = 0.45$cm entlang der

z-Achse, die korrigiert wird. Im Monte Carlo findet man wie erwartet keine signifikanten Verschiebungen oder Verdrehungen.

Da in der Analyse die Polarwinkelbestimmung von besonderem Interesse ist, sind in Figur 5.3 die Polarwinkeldifferenzen von Spur und Kalorimeter $\theta_{Spur} - \theta_{Kalo}$ als Funktion von z wiedergegeben.

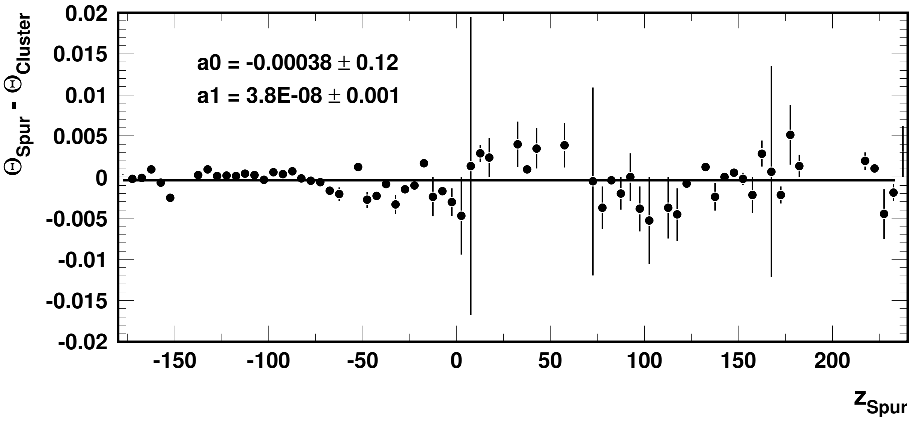


Abbildung 5.3: Differenz der Polarwinkel θ von Spur und Cluster als Funktion des z-Eintrittspunktes der Spur für die Daten. Die Punkte stellen den Mittelwert dar, die Fehlerbalken dessen statistische Ungenauigkeit.

Um die herausgeschnittenen Crack-Regionen herum sind deutlich systematische Trends erkennbar, die im Polarwinkel Abweichungen im Bereich einiger mrad annehmen. Die Lücken im vorderen Bereich (große z) sind auf die geringe Statistik und die Akzeptanz der z-Kammern zurückzuführen. Aus der Breite der $\theta_{Spur} - \theta_{Cluster}$-Verteilung läßt sich ein Maß für den systematischen Fehler der Polarwinkelmessung mit dem LAr-Kalorimeter bestimmen.

5.2 Kalibration

Sowohl das Elektron als auch der hadronische Endzustand werden hauptsächlich mit dem LAr-Kalorimeter gemessen. Die größte Unsicherheit liegt dabei in der Energiemessung, die unmittelbaren Einfluß auf die Rekonstruktion der Kinematik hat.

5.2.1 Kalibrationsgrundlagen

Als Grundlage für die Elektron- und Hadronkalibration werden die Kalibrationsfaktoren aus der Analyse der e^+p-Datennahmeperiode 1994-97 bei hohen Impulsüberträgen benutzt [H1C99]. Die Elektronkalibration erfolgte mit Hilfe der Doppelwinkelmethode in BBE, CB1, CB2 und CB3 jeweils oktantweise (s. Kapitel 3.2.1.1), dann in 1 cm Schritten z-weise bis $z < +100$ cm. Im Vorwärtsbereich wurde aufgrund der geringen Datenmenge eine ereignisweise Energiekalibration auf der Grundlage der ω-Methode [Bas97a] angewendet. Schließlich wurde die Energieauflösung für das Kalorimeter in der Monte-Carlo-Simulation durch eine Verschmierung an die Daten angepaßt.

Vor der Datenahmeperiode 1998 wurden für einen Großteil des elektromagnetischen und hadronischen LAr-Kalorimeters neue Vorverstärker eingebaut oder deren Elektronik geändert (s. Figur 5.4), um das elektronische Rauschen zu verringern. Im BBE, im elektromagnetischen Abschnitt von CB und Teilen des FB wurden die Vorverstärker ausgewechselt (rot). Die Schutzwiderstände gegen die Hochspannung wurden im hadronischen Teil des CB ausgetauscht (grün) und im restlichen Bereich des CB und FB überbrückt (blau). Als Folge liefert das Kalorimeter für die entsprechenden Bereiche ein um bis zu 60% reduziertes Rauschen und damit ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis. Außerdem erlaubt die neue Elektronik niedrigere Trigger-Schwellen.

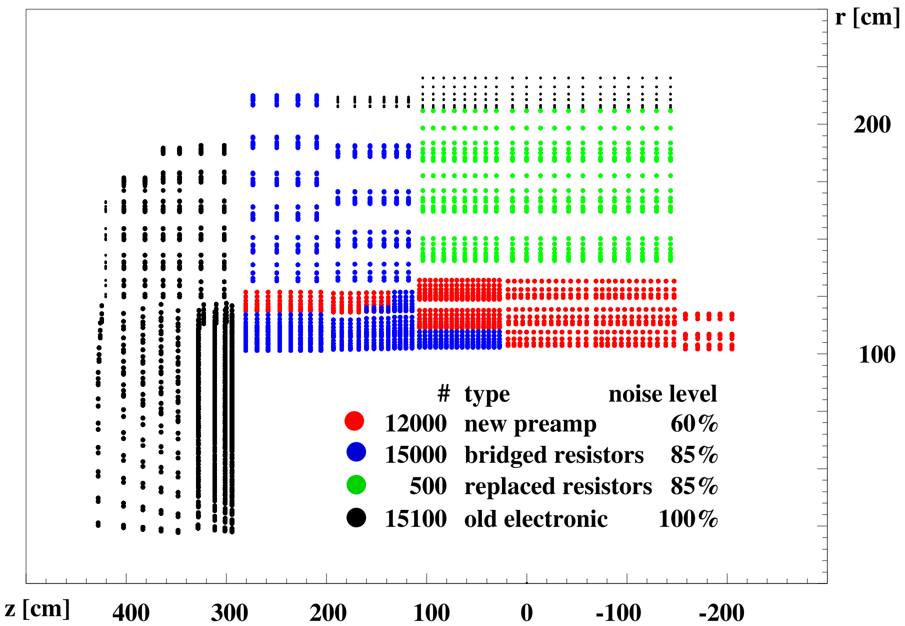


Abbildung 5.4: Schematische rz-Ansicht des LAr-Kalorimeters. Die Punkte markieren die Position der Vorverstärker, schwarze wurden nicht verändert (BBE, IF, OF), farbige wurden ausgetauscht oder deren Schutzwiderstand geändert (s. Text) [Rei99].

Man kann also keinesfalls erwarten, daß die 94-97er Kalibrationen ein perfektes Ergebnis für die Daten von 1998/99 liefern. Auf der anderen Seite sollten auf geometrische Effekte zurückzuführende Änderungen der Kalibrationsfaktoren als Funktion von z und vor allem als Funktion von ϕ beschrieben werden. Deshalb wenden wir die gegebenen Faktoren auf unsere Rohdaten an und bestimmen in einem weiteren Schritt die endgültige Kalibration.

Die gemessenen Energien von Elektron und hadronischem Endzustand werden mit Hilfe der Doppelwinkelmethode (s. Abschnitt 2.2.4 auf Seite 9) kalibriert. Diese benutzt lediglich den Streuwinkel θ_e des Elektrons und den inklusiven Hadronwinkel

γ_{had} und ist für den Fall einer räumlich gleichförmigen Kalibration unabhängig von einem globalen Kalibrationsfaktor.

Da die Doppelwinkelmethode sensitiv auf ISR oder Photoproduktionsprozesse ist (s. Abschnitt 2.2.4), wird für die Kalibration $(E - p_z) > 45$ GeV gefordert, d.h. ein eventuelles Photon darf nur einen begrenzten Energieanteil entlang des Strahlrohrs wegführen.

Damit der inklusive Hadronwinkel γ_{had} gut gemessen ist, müssen möglichst vollständig im Detektor nachgewiesene Ereignisse selektiert werden. Um große räumliche Kalibrationsschwankungen zu vermeiden, soll das Ereignis für die Kalibration vollständig im LAr liegen. Dies erfordert eine Selektion von Ereignissen mit $(E_{em} + E_{had})_{SPACAL} < 0.2$ GeV. Außerdem gibt es mit dem Strahlrohr noch ein großes Akzeptanzloch in Vorwärtsrichtung des H1-Detektors, durch das ein Teil des mitunter relativ breiten hadronischen Systems ungesehen entkommen kann. In Figur 5.5 ist die γ_{had}-Auflösung als Funktion von γ_{had} wiedergegeben. Für die generierte Größe wurden dabei nur generierte Objekte mit einem Polarwinkel $\theta > 4.5°$[1] berücksichtigt. Die Figur zeigt, daß eine Messung von γ_{had} im Vorwärtsbereich durch

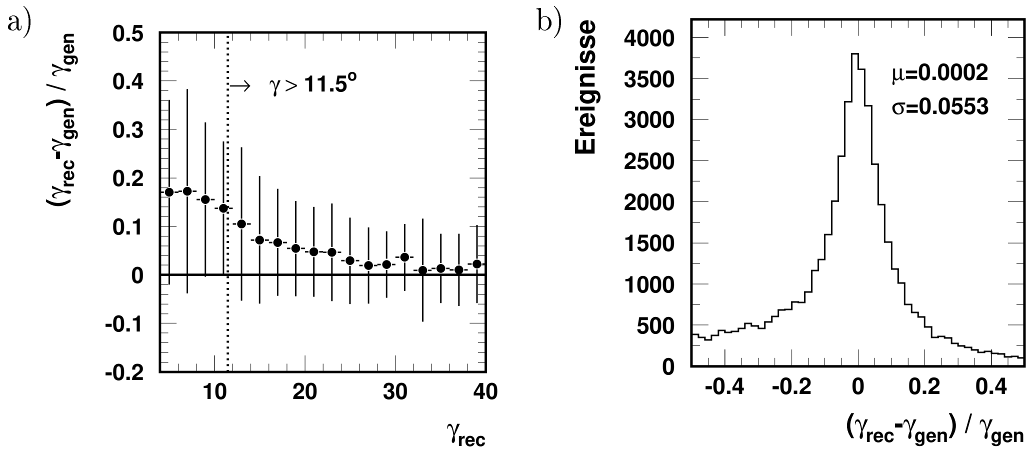


Abbildung 5.5: Auflösung des inklusiven Hadronwinkels γ_{had}: a) gegen γ_{had}, die Punkte stellen den Mittelwert des Gaußfits dar, die Fehlerbalken die entsprechende Breite; b) mit dem $\gamma_{had} > 11.5°$-Schnitt.

Strahlrohrverluste zu einer systematischen Winkelverschiebung führt. Um eine korrekte γ_{had}-Messung zu gewährleisten, wird ein Winkel von $\gamma_{had} > 11.5°$ gefordert. Nach der Einschränkung von γ_{had} ist die mittlere Abweichung des rekonstruierten vom generierten Winkel mit Null verträglich.

Zunächst soll die Auflösung dieser Methode untersucht werden. In Abbildung 5.6 ist die relative Abweichung des durch die Doppelwinkelmethode vorausgesagten

[1] Dies entspricht der Akzeptanz des LAr-Kalorimeters.

Transversalimpulses vom generierten Transversalimpuls unter Anwendung der diskutierten Schnitte gezeigt. Aus Figur a) entnimmt man, daß die Auflösung in $p_{T,DA}$

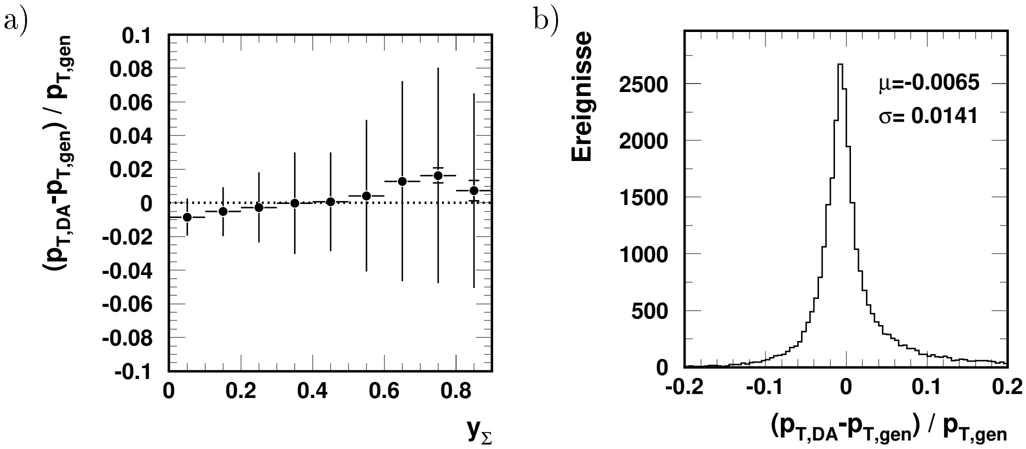


Abbildung 5.6: Auflösung der Doppelwinkelmethode: a) gegen y_Σ, die Punkte stellen den Mittelwert des Gaußfits dar, die äußeren Fehlerbalken die entsprechende Breite und die inneren den Fehler auf den Mittelwert; b) mit dem $y_\Sigma < 0.5$-Schnitt.

für kleine y_Σ sehr gut ist und mit steigendem y_Σ schlechter wird. Große y_Σ entsprechen niedrigen Energien des hadronischen Systems und einem ansgedehnteren hadronischen Endzustand mit γ_{had} überwiegend unter großen Winkeln. Die systematischen Abweichungen betragen für große y_Σ 1.5%. Daher werden die Daten auf den Bereich $y_\Sigma < 0.5$ eingeschränkt. Der nach dem Schnitt verbleibende systematische Trend in y_Σ hat zur Folge, daß die Genauigkeit der Doppelwinkelreferenz nicht besser als 1% ist. In Abbildung 5.6 b) ist die relative Abweichung des durch die Doppelwinkelmethode bestimmten Transversalimpulses vom generierten Transversalimpuls dargestellt. Die mittlere Abweichung beträgt -0.7%. Die Asymmetrie der Verteilung spiegelt Effekte durch verbleibende ISR und Strahlrohrverluste wieder.

Mit der in der Tabelle 5.1 zusammengefaßten Selektion ist ein Datensatz definiert, der die Doppelwinkelmethode als Kalibrationsgrundlage erlaubt. Die Elektronenergie wird absolut kalibriert, d.h. der gemessene Transversalimpuls p_T wird sowohl in den Daten als auch im Monte-Carlo an das durch die Doppelwinkelmethode vorhergesagte $p_{T,DA}$ angeglichen.

Da für den Wirkungsquerschnitt die Daten mit der Monte-Carlo-Simulation entfaltet werden, also das Verhältnis von Daten zu Monte Carlo benutzt wird, ist vor allem eine Angleichung der Kalibration zwischen Daten und Simulation von entscheidender Bedeutung. Um aber auch Migrationseffekte zu minimieren, wird eine absolute Kalibration durchgeführt.

E_e	$>$	$8,0$ GeV
$(E_{em} + E_{had})_{Spacal}$	$<$	0.2 GeV
$(E - p_z)_{gesamt}$	$>$	45 GeV
γ_{had}	$>$	$11.5°$
y_Σ	$<$	0.5

Tabelle 5.1: Ereignisselektion für die Elektron-Kalibration.

5.2.2 Kalibration der Elektronenergie

Für die Elektronenkalibration wird in den Daten und im Monte Carlo der gemessene Elektronentransversalimpuls $p_{T,e}$ an den durch die Doppelwinkelmethode vorhergesagte Transversalimpuls $p_{T,DA}$ angeglichen.

Abbildung 5.7 zeigt das Verhältnis des Transversalimpulses $\frac{p_{T,e}}{p_{T,DA}}$. Die mittlere Abweichung der Verteilung von Eins wird als inverser Kalibrationsfaktor verwendet.

Wie schon im Abschnitt 5.2.1 diskutiert und in Abblidung 5.6b) gezeigt ist die Auflösungsverteilung des Transversalimpulses für die DA-Methode nicht gaußförmig sondern asymmetrisch. Zur quantitativen Bestimmung der Kalibrationsfaktoren und zur Stabilisierung der Methode wird an die fallende Flanke der $\frac{p_{T,e}}{p_{T,DA}}$-Verteilung eine Gaußfunktion angepaßt (von der halben Höhe der linken Flanke bis zum rechten Ende der Verteilung). Eine symmetrische Gaußanpassung würde zu einer Sensitivität in Bezug auf die verwendete Datenselektion und die limitierte Datenmenge in einigen Kalorimeterbereichen führen. Der durch die Prozedur bedingte Fehler wird mit 0.5% abgeschätzt.

Das elektromagnetische LAr-Kalorimeter wird für jeden Oktanten im BBE, CB1 und CB2 kalibriert. Figur 5.8 zeigt das $\frac{p_{T,e}}{p_{T,DA}}$-Verhältnis für Daten und Monte Carlo vor der Kalibration. Im Vorwärtsbereich verhindert die limitierte Datenmenge eine so feine Unterteilung.

Es sind sowohl Oktant zu Oktant Variationen zu erkennen als auch Abweichungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation. Die Materialverteilung vor dem Kalorimeter wird nur unzureichend korrigiert, daher liefert die Kalibration Abweichungen vom Wert Eins. Nach Anwendung der oben beschriebenen Prozedur werden die Daten sehr gut durch das Monte Carlo beschrieben (s. Abbildung 5.9).

Die Abbildung 5.10 zeigt für Daten und simulierte Ereignisse das $\frac{p_{T,e}}{p_{T,DA}}$-Verhältnis als Funktion der z-Clusterposition des Elektrons (Eintrittspunkt des Elektrons in das Kalorimeter, s. Abschnitt 5.1). Im Rahmen der Fehler werden die Daten sehr gut durch die Simulation beschrieben, so daß weitere Korrekturen der Kalibration nicht notwendig sind. Eine Energiekalibration im Bereich $z > 100$ cm ist aufgrund der geringen Ereigniszahl nicht möglich. Die schraffierten Bereiche in Abbildung 5.10 markieren die inaktiven oder partiell inaktiven Bereiche (z-Cracks) des LAr-Kalorimeters. In der folgenden Analyse werden Ereignisse in diesen Bereichen verworfen.

Über einen großen Bereich der Datennahmeperiode wurden ungefähr 10% der Ereignisse mit einem um ein Bunchcrossing verschobenen Trigger aufgezeichnet. Die Ausleseelektronik des LAr-Kalorimeters hat zwar relativ lange Integrationszei-

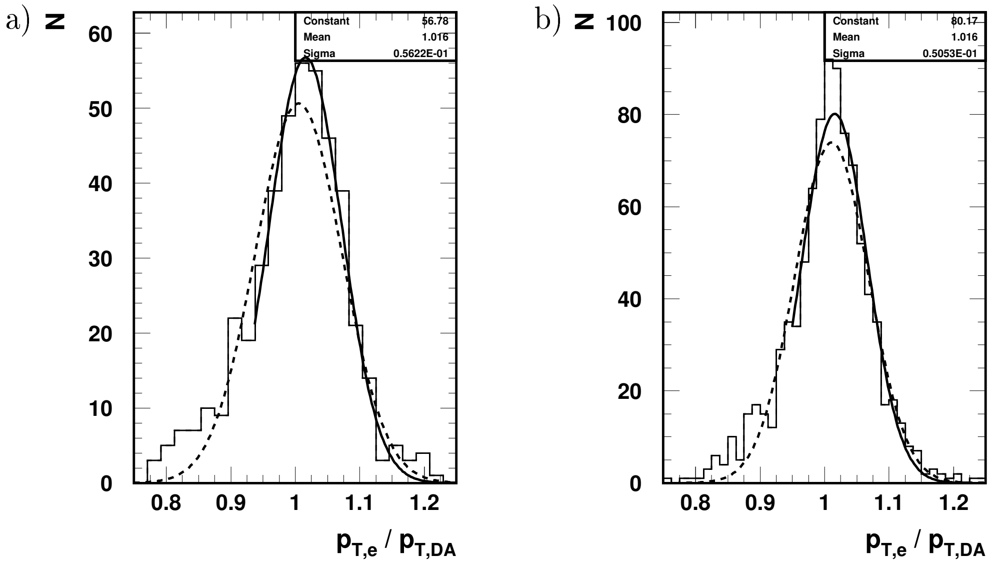


Abbildung 5.7: Beispiel für die asymmetrische Anpassung einer Gaußfunktion an die $\frac{p_{T,e}}{p_{T,DA}}$-Verteilung in den Daten (a) und in der Simulation (b). Der volle Fit ist gestrichelt gezeichnet, der benutzte asymmetrische Fit durchgezogen.

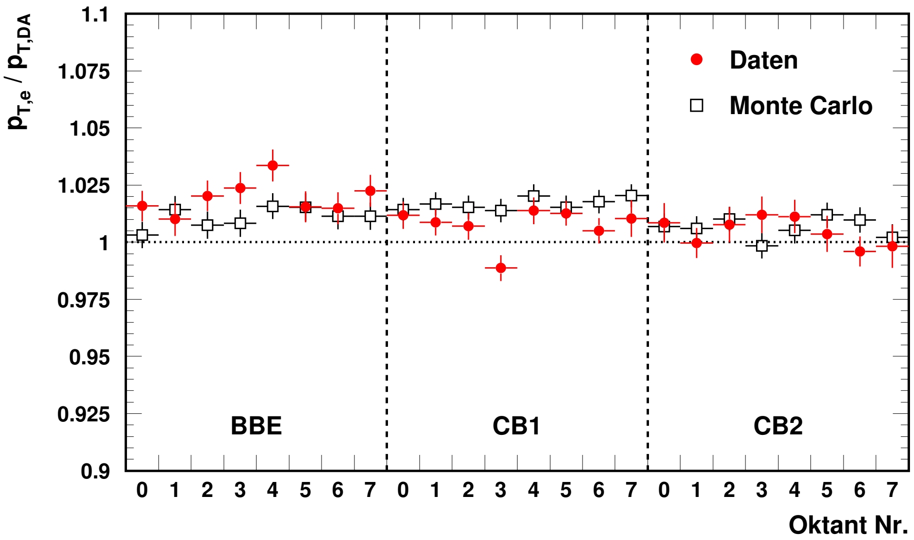


Abbildung 5.8: Oktantweise Elektronenkalibration: Die Fehlerbalken beinhalten einen durch die Fitprozedur bedingten systematischen Fehler von 0.5%.

ten (über mehrere Bunchcrossings), so daß auch bei einem falschen t_0 die Energie gemessen werden kann. Aber da der Meßwert dann von der Flanke und nicht vom Scheitelpunkt stammt, ergibt sich eine Reduktion des Signals um ca. 1%. Um die t_0-Abhängigkeit zu untersuchen, wurde die Kalibration einmal nur für Ereignisse mit nominalem t_0 und einmal mit $t_0 + 1$-Ereignissen durchgeführt. Es konnte kein

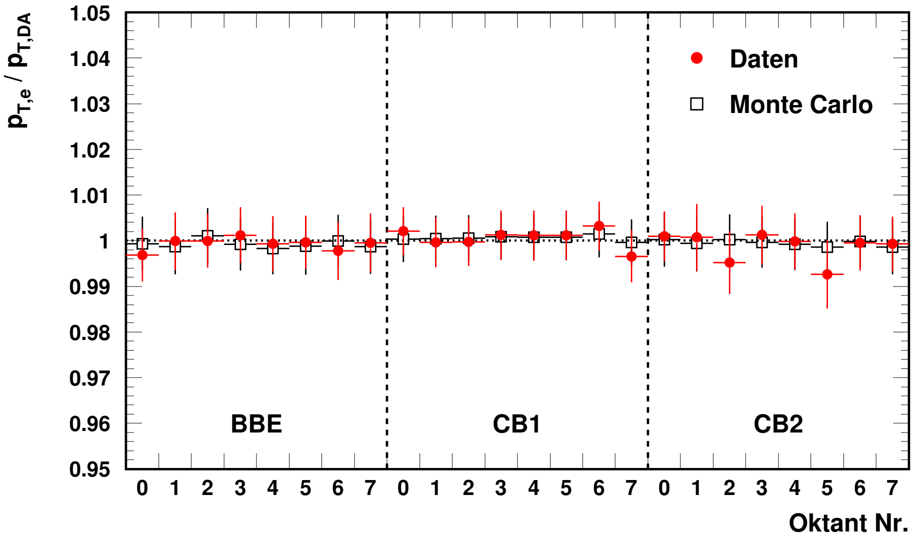


Abbildung 5.9: Ergebnis der oktantweisen Kalibration.

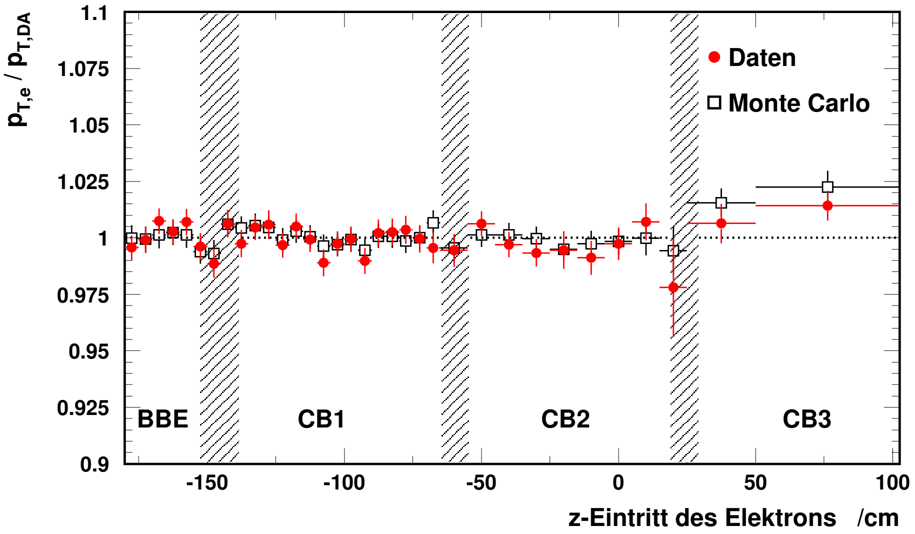


Abbildung 5.10: z-weise Elektronenkalibration: Die Fehlerbalken beinhalten einen durch die Fitprozedur bedingten systematischen Fehler von 0.5%, die in der Analyse herausgeschnittenen z-Cracks sind schraffiert dargestellt.

Effekt auf die Kalibration durch das t_0 festgestellt werden. Eine mögliche Ursache ist die ungenaue Synchronisation der einzelnen Triggerzellen im LAr-Kalorimeter untereinander.

Als Kontrolle der Elektron-Kalibration ist in Abbildung 5.11 die Energieverteilung in vier verschiedenen Q^2-Bereichen für Daten und Monte-Carlo-Simulation mit den endgültigen Analyseschnitten gezeigt.

Die Daten werden bis auf Schwankungen bei kleinen Energien und kleinen Q^2 gut von der Simulation beschrieben. Vor allem die steil abfallenden Flanken der

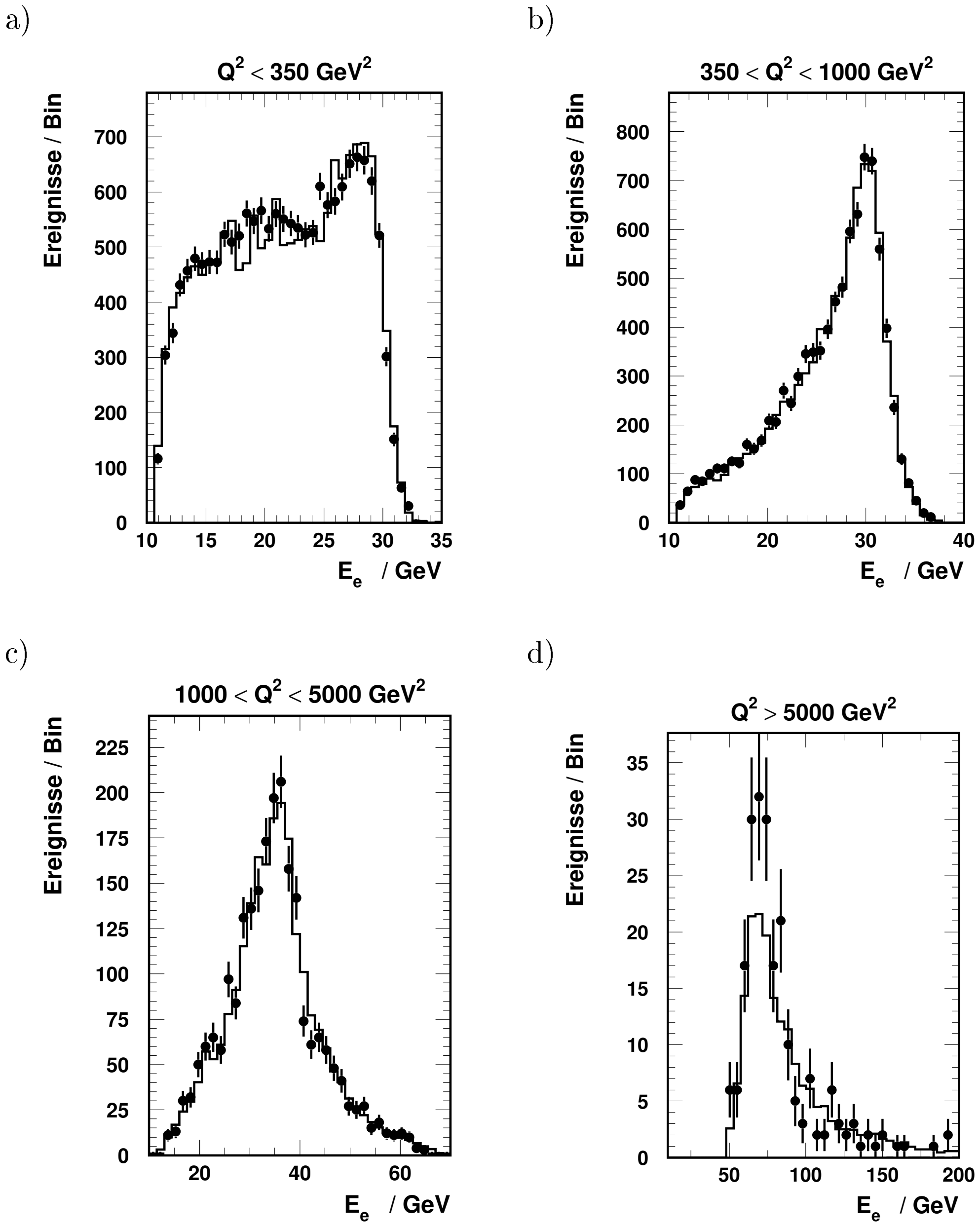


Abbildung 5.11: Elektron-Energieverteilung mit dem endgültigen Analysedatensatz in den Q^2-Intervallen a) $Q^2 < 350$ GeV^2, b) 350 GeV^2 $< Q^2 <$ 1000 GeV^2, c) 1000 GeV^2 $< Q^2 <$ 5000 GeV^2, d) $Q^2 > 5000$ GeV^2. Die Daten sind als Punkte dargestellt, die Simulation als Histogramm.

Verteilungen zeigen die gute relative Kalibration zwischen Daten und Monte-Carlo.

5.2.3 Hadronische Kalibration

Da das H1-LAr-Kalorimeter nicht kompensierend ist (s. Abschnitt 3.2.1.2 in Kapitel 3), kann die Kalibration für Elektronen nicht mit der notwendigen Präzision auf den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters für die Hadronenkalibration übertragen werden. Über die Doppelwinkelmethode und Transversalimpulserhaltung bei Ereignissen tiefunelastischer ep-Streuung läßt sich allerdings eine Kalibration des LAr-Kalorimeters für Hadronen bestimmen. Es wird hier aber nicht eine absolute Kalibration durchgeführt, sondern das Ziel ist eine selektionsunabhängige Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Ereignisse.

Im folgenden wird als hadronischer Endzustand die vektorielle Summe der kalibrierten Energien aller Zellen des LAr-Kalorimeters, die nicht dem Elektron zugerechnet wurden, sowie der des Tail Catchers definiert. Dabei wird auf Analyseniveau keine weitere Unterdrückung von niederenergetischen, isolierten Clustern angewendet.

Zur Kalibration des hadronischen Endzustandes werden Kalibrationsfaktoren angewendet, die einem globalen Fit des $p_{T,had}/p_{T,e}$-Verhältnisses an die 1997er H1-Daten bei hohen Q^2 entstammen [H1C99]. Für Daten und Monte-Carlo wird für jeden Oktanten in jedem Rad je ein Wert für den elektromagnetischen und hadronischen Teil ermittelt.

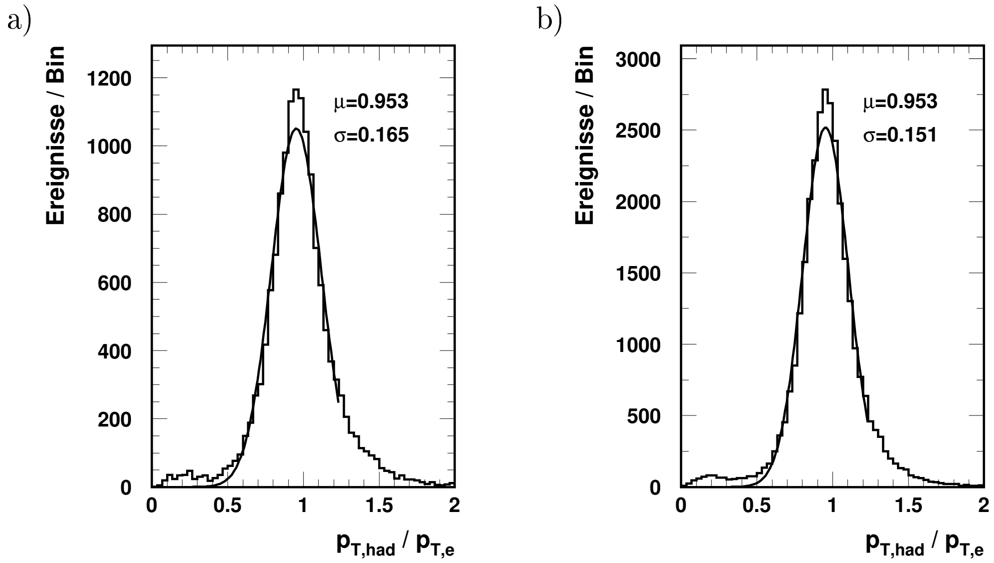


Abbildung 5.12: Das zur Kalibration verwendete Verhältnis der Transversalimpulse $p_{T,had}/p_{T,e}$ für Daten (a) und für die Simulation (b).

Die Abbildung 5.12 zeigt das Verhältnis des Transversalimpuls $p_{T,had}$ des hadronischen Endzudstandes und des kalibrierten Elektrontransversalimpuls $p_{T,e}$ für Daten und Monte Carlo Ereignisse. Die angewendete Ereignisselektion ist in Tabelle 5.2 zusammengefaßt, der bei der Elektronkalibration geforderte $y < 0.5$-Schnitt entfällt hier. Die durchgezogenen Kurven entsprechen Anpassungen einer Gaußverteilung an die ansteigende Flanke der Verteilung. Sowohl der Mittelwert als auch die Breite der angepaßten Verteilung der Daten wird sehr gut durch das Monte Carlo beschrieben. Die Einträge im Bereich kleiner Werte von $p_{T,had}/p_{T,e}$ sind auf Strahlrohrverluste zurückzuführen.

E_e	$>$	$8,0$ GeV
$(E_{em}+E_{had})_{Spacal}$	$<$	0.2 GeV
$(E-p_z)_{gesamt}$	$>$	45 GeV
γ_{had}	$>$	$11.5°$

Tabelle 5.2: Datenselektion für die Hadron-Kalibration.

Die Abhängigkeit des $p_{T,had}/p_{T,e}$-Verhältnisses vom inklusiven Hadronwinkel γ ist in 5.13 dargestellt. Der Abfall bei kleinen Winkeln wird durch Strahlrohrverluste sowie dem konstruktionsbedingt vermehrt in Vorwärtsrichtung auftretenden inaktiven Material verursacht.

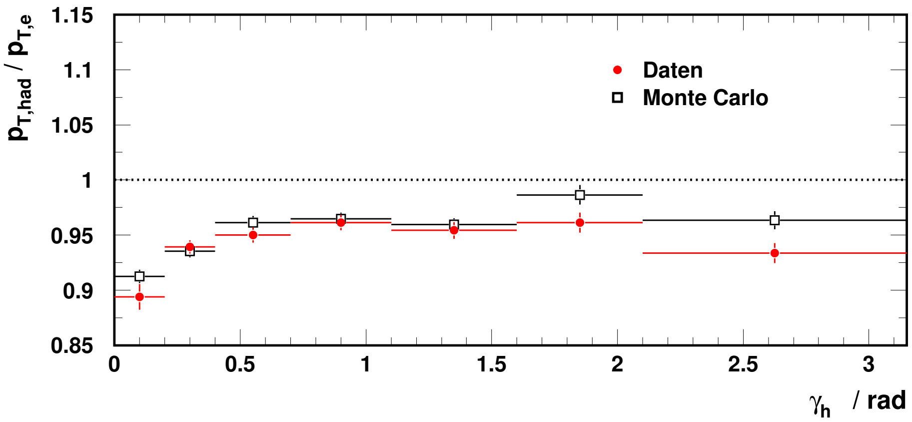


Abbildung 5.13: Hadronkalibration als Funktion des inklusiven Hadronwinkels: Die Fehlerbalken beinhalten einen durch die Fitprozedur bedingten systematischen Fehler von 0.5%.

Das $p_{T,had}/p_{T,e}$-Verhältnis liegt im gesamten Winkelbereich unterhalb der Eins, d.h. die Ereignisse erscheinen im Mittel nicht transversal ausbalanciert. Die Ursache liegt in Verlusten, die vor allem der niederenergetische Beitrag des hadronischen Endzustandes in inaktivem Material vor dem Kalorimeter erleidet.

Die p_T-Abhängigkeit der Hadron-Kalibration ist in Abbildung 5.14 wiedergegeben.

Zusammenfassend sollte die gute Beschreibung des hadronischen Endzustandes in den Daten durch das Monte Carlo hervorgehoben werden. Die Hadron-Energie und deren p_T-Abhängigkeit wird für diese Analyse nicht weiter korrigiert.

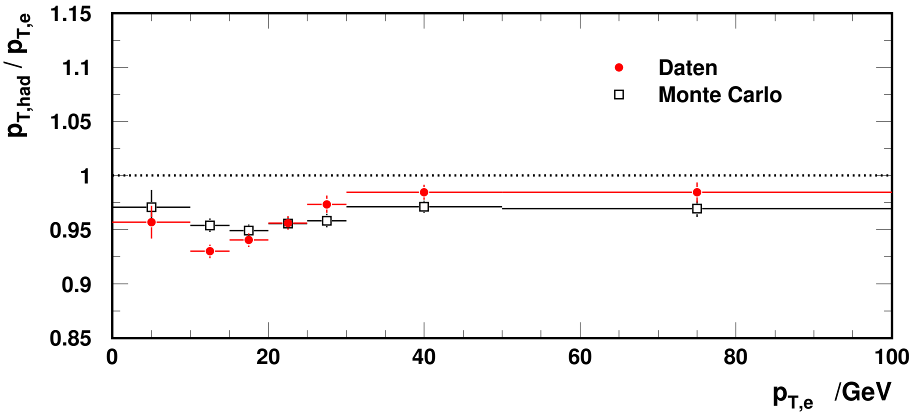


Abbildung 5.14: Hadronkalibration als Funktion von $p_{T,e}$: Die Fehlerbalken beinhalten einen durch die Fitprozedur bedingten systematischen Fehler von 0.5%.

5.3 Neigung der ep-Strahlachse

Für die Winkelmessung des Elektrons wird die Neigung der Strahlachse berücksichtigt. Die ep-Strahlachse verläuft nicht exakt parallel zur z-Achse des Detektors, sondern unter einem kleinen Winkel von der Größenordnung mrad. Dieser hängt von den Operationsbedingungen des Beschleunigers ab, wird für jeden Run gemessen und ist im allgemeinen in jedem Fill konstant. Damit wird der gemessene Streuwinkel θ_e des Elektrons korrigiert.

In Abbildung 5.15 ist die Strahlachsenneigung in x- (Winkel α) und y-Richtung (β) gegen die Fill-Nummer für die Datennahmeperiode 1998/99 dargestellt.

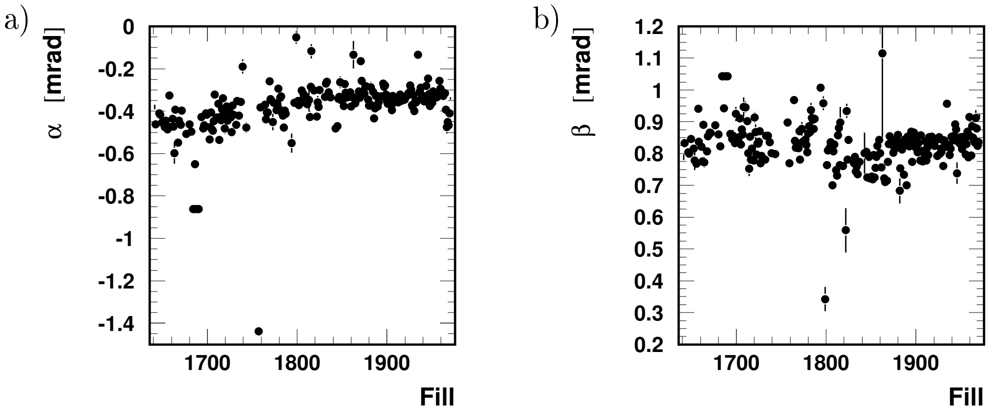


Abbildung 5.15: Neigung der ep-Strahlachse in x-Richtung (a) und in y-Richtung (b).

Insgesamt beträgt die Neigung im Mittel ungefähr 1 mrad und ist damit in der Polarwinkelbestimmung nicht vernachlässigbar.

Kapitel 6

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte beruht, wie im Kapitel 2 ausgeführt, auf einem Vergleich zwischen den Daten und einer Simulation des physikalischen Prozesses und der Detektorantwort. Die Monte-Carlo-Simulation wurde anhand der Eigenschaften des H1-Detektors des Jahres 1997 aufgesetzt und beinhaltet daher keine Detektoreffekte, die sich seit dem geändert haben. Aus diesen Gründen erfordert eine verläßliche Bestimmung der Wirkungsquerschnitte Korrekturen der Monte-Carlo-Simulation, die aus den Daten ermittelt werden müssen. Im Einzelnen wurden folgende Punkte berücksichtigt.

- Kalibration des LAr-Kalorimeters für das Elektron und den hadronischen Endzustand;
- Ausrichtung des LAr-Kalorimeters relativ zum Spurkammersystem;
- Effizienz der Spurfindung für das gestreute Elektron;
- Triggereffizienz;
- z-Vertex-Verteilung.

Bei der Kalibration wurde die Elektronenergie in den Daten und in der Simulation absolut auf den wahren Wert korrigiert. Im Vergleich dazu ist bei der Spureffizienz und z-Vertex-Verteilung lediglich eine Anpassung der Monte-Carlo-Simulation an die Datenverteilung möglich. Dies wurde in Kapitel 4.4.4 für die Spurkammern gezeigt und wird im Abschnitt 6.1 für die z-Vertex-Verteilung beschrieben.

Eine Reihe weiterer Effekte wurde berücksichtigt:

- Im rückwärtigen Spacal-Kalorimeter sind die Energien in der hier verwendeten vorläufigen Rekonstruktion nicht verwendbar. Aus diesem Grund wurde der entsprechende Winkelbereich bei der Bestimmung des hadronischen Endzustandes komplett vernachlässigt.

- Die großen Unterschiede zwischen Daten und Simulation in der Auflösung für den Polarwinkel θ der zum Elektron geforderten Spuren läßt sich in der Simulation nicht ohne weiteres parametrisieren. Dies wurde berücksichtigt, indem ausschließlich die Kalorimeterinformation für die Energie- und Winkelmessung benutzt wird. Folgende zwei Effekte hängen dann noch von dem Spurkammersystem ab.

  1. Die z-Vertex-Position ist in der Regel durch mehrere Spuren bestimmt, so daß sich fehlerhafte Spurparameterbestimmungen zum großen Teil wegheben.
  2. Das Spurkriterium für das gestreute Elektron wurde sehr weich gewählt, um den Einfluß der Defizite des Spurkammersystems zu minimieren. Die Spur-Cluster-Effizienz wurde für Daten und Simulation getrennt bestimmt und beträgt für beide über 95% (s. Kapitel 4.4.4).

- Im gewählten Energiebereich ist die Triggereffizienz nahezu 100%, außer in den Bereichen, die durch 'fiducial cuts' sowohl in den Daten als auch in der Simulation eliminiert wurden.

- Unterschiedliche Beschreibungen wurden ebenfalls in den Crack-Bereichen des LAr-Kalorimeters gefunden. Diese Bereiche wurden ebenfalls eliminiert.

Somit sollte, nach der Umgewichtung der z-Vertex-Verteilung von der Simulation auf die Daten, die Monte-Carlo-Simulation in der Lage sein, die Daten zu beschreiben. Dazu werden in Abschnitt 6.2 Detektoreffekte durch eine Reihe von Kontrollverteilungen verifiziert. Alle signifikanten Unterschiede zwischen den Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen sollten somit nicht mehr auf Detektoreffekte, sondern auf physikalische Effekte zurückzuführen sein. Zu beachten ist dabei, daß die Simulation für diese e^-p-Daten auf Partondichten beruht, die aus einem Fit an die e^+p-Daten bei hohen Q^2 von H1 aus den Jahren 1994-97 sowie den BCDMS-, SLAC- und NMC-Daten bei großen x extrahiert wurden (vgl. Kapitel 3.3). Der so ermittelte Wirkungsquerschnitt wird im folgenden 'Erwartung für DIS' genannt und in Diagrammen kurz mit DIS bezeichnet.

6.1 z-Vertex-Verteilung

Eine wichtige Größe ist die z-Verteilung der Position des Wechselwirkungspunktes, da diese sich durch den Akzeptanzschnitt für das gestreute Elektron ($z_{Cluster} > -180$ cm) sowie die 'fiducial cuts' gegen Cracks im Kalorimeter und fehlerhafte Triggerzellen auf die gemessene Ereignisrate auswirkt. Um diesen Effekt zu korrigieren, wird die z-Vertex-Verteilung der Daten und der Simulation jeweils durch ein Polynom parametrisiert und die Verteilung der Simulation mit dem Verhältnis dieser Polynome gewichtet.

Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Mittelwert der z-Vertexverteilung kann sich von Run zu Run ändern. Die Verteilung stellt daher die Summe vieler gegeneinander verschobener und bis auf die Ausläufe annähernd gaußförmiger Verteilungen dar. Außerdem erkennt man deutlich das unterschiedliche Verhalten an den beiden Enden der Verteilung. Während die Kurve bei negativen z-Werten fast gegen Null geht, bleibt im Vorwärtsbereich ein konstanter Beitrag, der den Übergang zu den durch Satellitenbunche hervorgerufenen Ereignissen andeutet. Wie erwartet ergibt sich nach der Gewichtung eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Leichte Abweichungen sind jedoch am Scheitelwert und der Flanke bei positiven z zu erkennen. Eine Umgewichtung für jeden Run wäre daher eine optimalere Lösung.

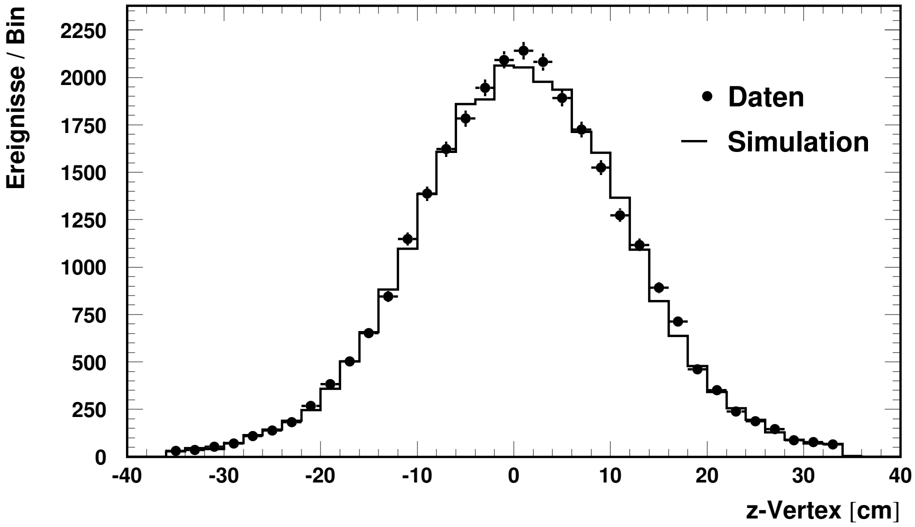


Abbildung 6.1: z-Vertex-Verteilung nach der Umgewichtung der Simulation.

6.2 Kontrollverteilungen

In diesem Abschnitt werden Kontrollverteilungen gezeigt, um die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation zu demonstrieren. Da die zur Rekonstruktion verwendete $e\Sigma$-Methode sowohl Meßgrößen des Elektrons als auch das $(E - p_z)$ des hadronischen Endzustands benutzt, sind Verteilungen für das Elektron, für den hadronischen Endzustand, sowie für das gesamte Ereignis gezeigt. Es ist bei diesen Kontrollverteilungen zu beachten, daß Unterschiede zwischen den Verteilungen von Daten und Simulation auf Defizite im Verständnis des Detektors hinweisen können. Ebensogut können sie jedoch auf physikalische Effekte wie Partondichten, fehlende höhere Ordnungen in den Matrixelementen oder neue Physik zurückzuführen sein.

Das Polarwinkelspektrum des Elektrons ist in Abbildung 6.2 logarithmisch dargestellt, da die Verteilung zu kleinen Winkeln hin stark abfällt. Die Crack-Bereiche sind als Einbrüche bei $\theta \approx 30°, 50°, 75°, 115°$ und $140°$ sichtbar und werden alle durch das Monte Carlo beschrieben. Auch der durch die Akzeptanz bedingte steile Abfall am Ende des Spektrums zeigt Übereinstimmung, lediglich im Vorwärtsbereich bei $\theta \approx 60°$ gibt es einen Überschuß in den Daten. Damit liefert die θ_e-Verteilung die Bestätigung für eine korrekte Ausrichtung des LAr-Kalorimeters.

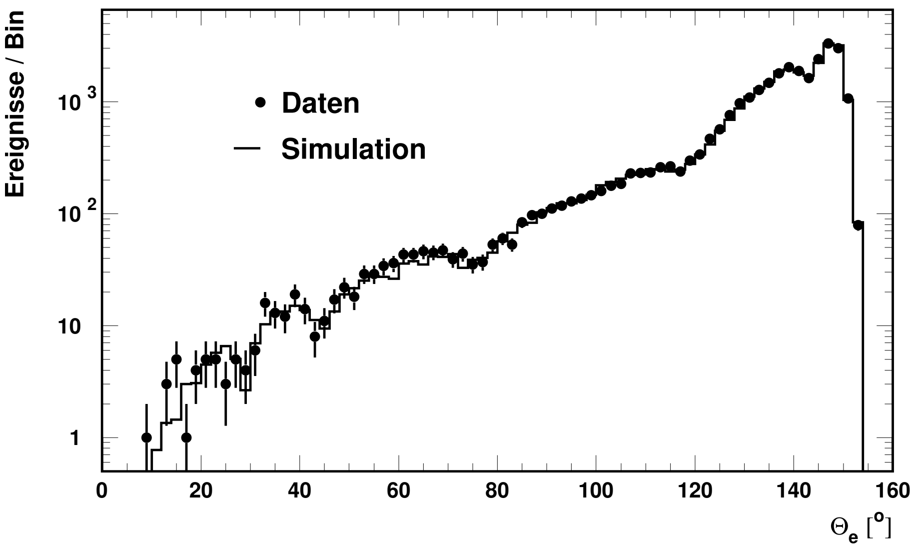


Abbildung 6.2: Das Polarwinkelspektrum des Elektrons.

Abbildung 6.3 zeigt die Elektronenergieverteilung bis $E_e < 50$ GeV mit dem kinematischen Peak. Dieser liegt aufgrund des indirekten Q^2-Schnittes[1] etwas höher als die Einfallsenergie $E_0 = 27.5$ GeV. Die steil abfallende Flanke zu großen Energien wird gut durch die Simulation wiedergegeben. Nur bei kleineren Energien gibt es zum Teil leichte Überschüsse in den Daten.

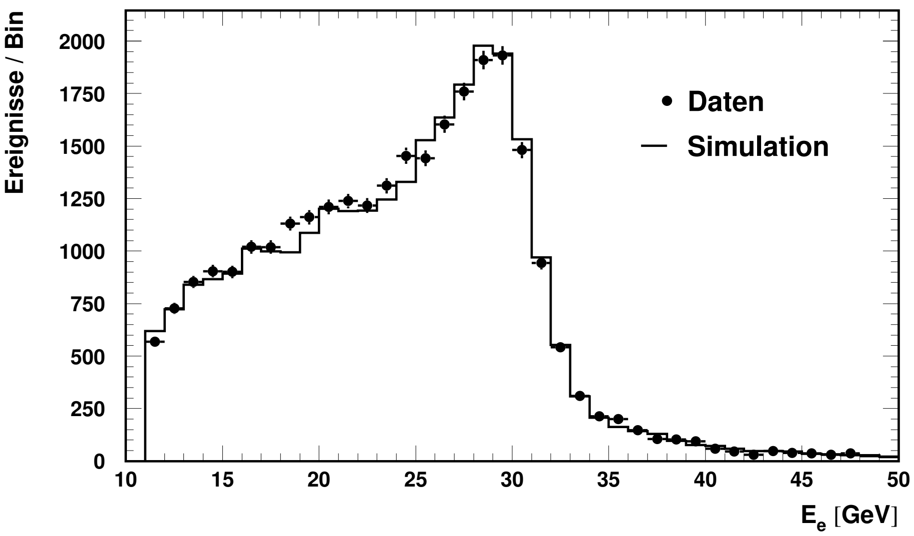


Abbildung 6.3: Energieverteilung des Elektrons im Bereich 11 GeV $< E_e <$ 50 GeV.

Die Elektronenergieverteilung für $E_e > 40$ GeV ist in Abbildung 6.4 wiedergegeben und zeigt auch für den Bereich großer Elektronenergien eine gute Beschreibung durch das Monte-Carlo. Die drei Ereignisse mit den größten Energien sind in An-

[1] Durch die Akzeptanz des LAr-Kalorimeters ist $Q^2 \gtrsim 175$ GeV^2.

hang C grafisch dargestellt. Sie besitzen mit $Q^2 = 28459$, 35772 und 41570 GeV^2 auch die höchsten Impulsüberträge der Messung.

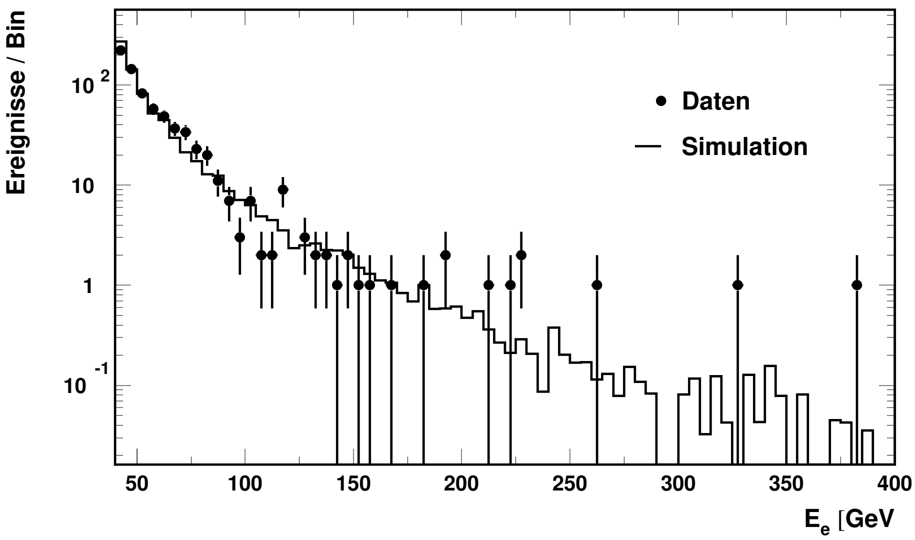


Abbildung 6.4: Energieverteilung des Elektrons für Energien $E_e > 40$ GeV.

In Abbildung 6.5 ist die $(E - p_z)$-Verteilung dargestellt. Sie zeigt ein schmales Maximum bei 55 GeV, dem Nominalwert $2E_0$. Die linke Flanke zeigt große Ausläufer, die Ereignissen mit ISR zugeschrieben werden können, und endet schließlich beim geforderten Mindestwert von 35 GeV. Die rechte Flanke gibt die Auflösung der $(E - p_z)$-Messung wieder. Die $(E - p_z)$-Verteilung der Daten wird sehr gut durch die Monte-Carlo-Simulation beschieben und demonstriert die Qualität der Kalibration.

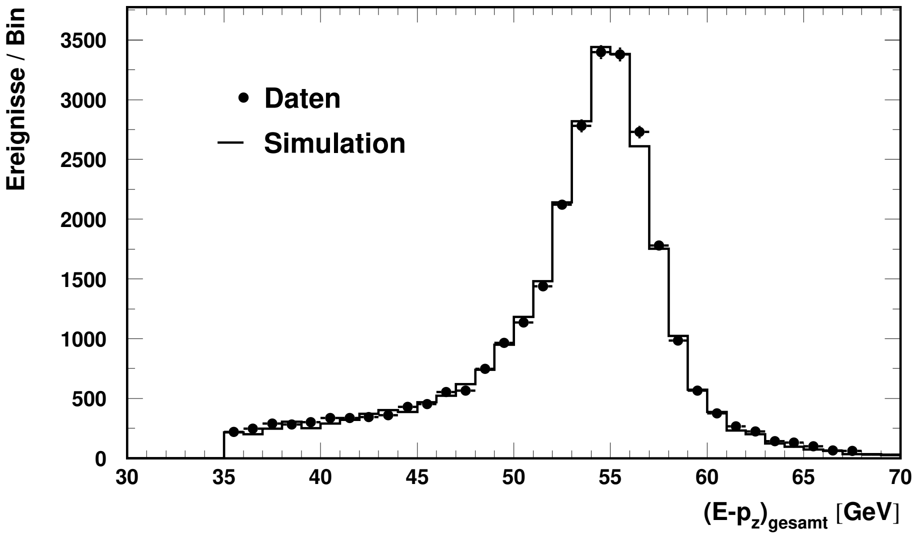


Abbildung 6.5: Das gesamte $(E - p_z)_{\text{gesamt}}$ von Elektron und hadronischem Endzustand.

Abbildung 6.6 zeigt die $(E - p_z)_e$-Verteilung des Elektrons. Die Kante bei 20 GeV reflektiert unter anderem den Schnitt $(E - p_z)_{\text{gesamt}} > 35$ GeV. Die Simulation überschießt die Daten systematisch bei großen $(E - p_z)$ und deutet damit noch auf geringe Kalibrationsprobleme des Elektrons im BBE-Bereich hin.

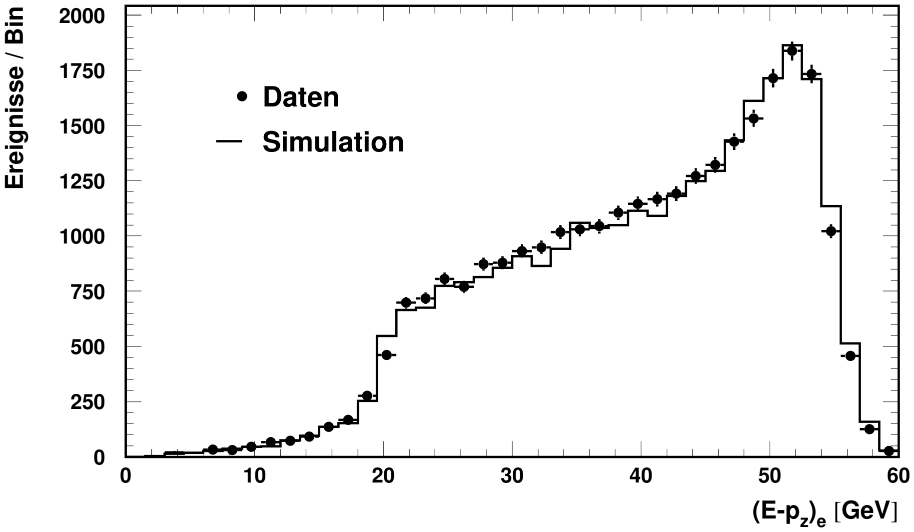


Abbildung 6.6: $(E - p_z)_e$ des Elektrons.

In der Figur 6.7 ist die Verteilung des inklusiven Hadronwinkels dargestellt. Auch hier werden die Daten ordentlich durch die Simulation beschrieben. Der Überschuß in der Simulation am steilen Anstieg bei kleinen Winkeln verdeutlicht die Schwierigkeit der Beschreibung der Detektorakzeptanz in der Nähe des Strahlrohrs.

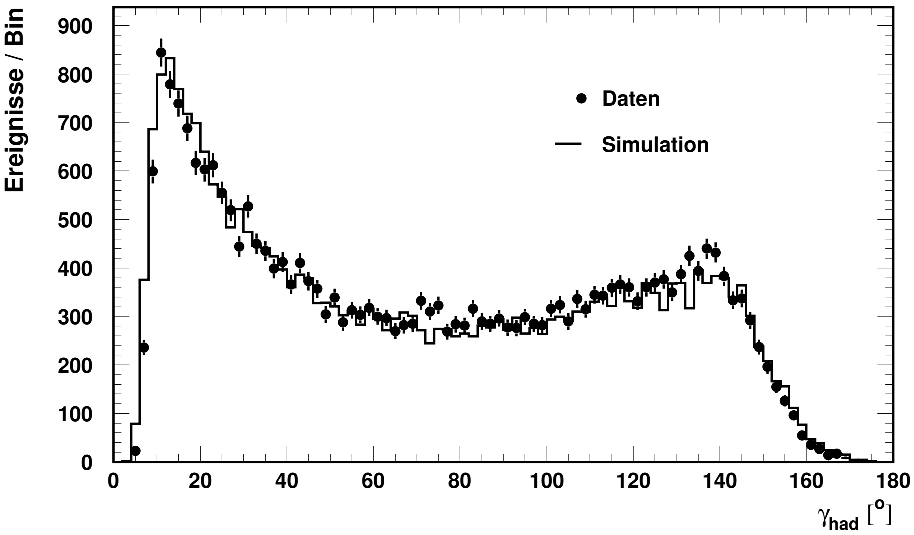


Abbildung 6.7: Der inklusive Hadronwinkel γ_{had}.

In den Elektron- und Hadron-Verteilungen, die direkt in die Rekonstruktion der Kinematik eingehen, werden die Daten innerhalb der angegebenen Fehler durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben, so daß die Simulation zur Korrektur der Detektorakzeptanz benutzt werden kann.

6.3 Stabilität und Reinheit

Für eine korrekte Interpretation der Daten muß gewährleistet sein, daß bei der Bestimmung der Kinematik – im wesentlichen von x und Q^2 – nicht zu große Fehler gemacht werden. Aufgrund von Detektoreffekten und Meßungenauigkeiten gibt es Migrationen von Ereignissen zwischen den Bins. Um diese Wanderung zu beschreiben, werden die Stabilität und die Reinheit definiert, deren Werte mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt werden und ein Maß für die Korrelation zwischen den generierten, wahren Größen und den rekonstruierten Größen darstellen.

Die **Stabilität** S beschreibt den Anteil der Ereignisse, die in demselben Bin rekonstruiert werden, in dem sie auch generiert wurden.

$$S = \frac{N_{\Delta,rek\&gen}}{N_{\Delta,gen}} \tag{6.1}$$

Die Indizes rek und gen stehen für rekonstruiert bzw. generiert. Damit ist die Stabilität (genauer $1-S$) ein Maß dafür, wieviele Ereignisse bei der Rekonstruktion aus dem Bin hinaus migrieren.

Als **Reinheit** P wird der Anteil der Ereignisse bezeichnet, die in dem Bin, in dem sie rekonstruiert werden, auch generiert wurden.

$$P = \frac{N_{\Delta,rek\&gen}}{N_{\Delta,rek}} \tag{6.2}$$

Die Reinheit (genauer $1-P$) gibt Auskunft, wieviele Ereignisse aus einem anderen Bin in das betrachtete hinein migrieren.

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes werden nur diejenigen Bins zugelassen, bei denen sowohl Stabilität als auch Reinheit über 30% liegen, die Migrationen also nicht zu groß sind.

6.4 Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt sollen systematische Fehler diskutiert und zusammengefaßt werden, die sich im Gegensatz zum statistischen Fehler aus den Detektoreigenschaften oder aus der Meßmethode ergeben. Dazu wird die gesamte Analysekette auf die Monte-Carlo-Simulation angewendet, wobei deren relevante Größen um den betreffenden sytematischen Fehler ($\pm 1\sigma$) in jeweils beide Richtungen variiert werden. Für jede betrachtete Fehlerquelle wird die jeweils größere Abweichung als systematischer Fehler angenommen. Folgende Fehlerquellen werden betrachtet:

- **Luminosität:** Auf die Bestimmung der integrierten Luminosität muß über den gesamten Zeitraum gemittelt ein Fehler von

$$\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 2.5\%$$

angenommen werden (s. Abschnitt 4.8). Diese beinhalten den reinen Luminositätsmeßfehler sowie mögliche Datenverluste bei der hier verwendeten, vorläufigen Rekonstruktion.

- **Polarwinkel:** Der Polarwinkel θ_e des Elektrons wird ausschließlich durch das LAr-Kalorimeter definiert. Die Messungenauigkeit beträgt dort $\delta\theta_e = 3.2$ mrad. Die systematische Genauigkeit hängt direkt mit der Ausrichtung des LAr-Kalorimeters zusammen. Das LAr-Kalorimeter wurde dazu in der z-Koordinate gegenüber dem Spurkammersystem systematisch um

$$\Delta z_{LAr} = 4.5\text{mm}$$

  verschoben.

- **Kalibration:** Der wesentliche Anteil des systematischen Fehlers beruht auf der Energiekalibration. Es werden sowohl die Elektronenergie als auch die Hadronenergie variiert. Aus den Untersuchungen in Kapitel 5 ergeben sich folgende Fehler auf die Energiemessung:

$$\begin{aligned}
\text{Elektron-Kalibration } \delta E_e/E_e &= 1.0\% \text{ im BBE und CB1}\\
\delta E_e/E_e &= 1.5\% \text{ im CB2}\\
\delta E_e/E_e &= 2.0\% \text{ im CB3}\\
\delta E_e/E_e &= 3.0\% \text{ im FB, IF und OF}\\
\\
\text{Hadron-Kalibration } \delta E_{had}/E_{had} &= 3.0\% \text{ im gesamten Messbereich}
\end{aligned}$$

Der gesamte Fehler setzt sich aus der quadratischen Summe von statistischem und systematischem Fehler zusammen. Letzterer beinhaltet die betrachteten Fehler sowie zusätzlich 1% für alle übrigen Fehler.

Hier werden alle Fehler als 100% unkorreliert angenommen, eine Annahme, die selbst für die Kalibration von Elektron und Hadron näherungsweise gilt, da beiden eine verschiedene Methode zugrunde liegt[2].

[2]Eine exaktere Methode wäre die Trennung von korreliertem und unkorreliertem Fehler.

Kapitel 7

Ergebnisse und Interpretation

7.1 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

Die Intervalleinteilung entspricht hier der in der Analyse der e^+p-Daten aus den Jahren 1994-97 gewählten.

In Abbildung 7.1 sind die Stabilität und die Reinheit für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ dargestellt. Die Stabilität liegt überall oberhalb von 70% und nimmt stetig mit Q^2 zu. Ab $Q^2 > 2000$ GeV^2 werden über 90% der Ereignisse im richtigen Q^2-Intervall rekonstruiert. Die hohen Werte der Reinheit zeigen, daß auch die Migrationen aus anderen Intervallen klein sind.

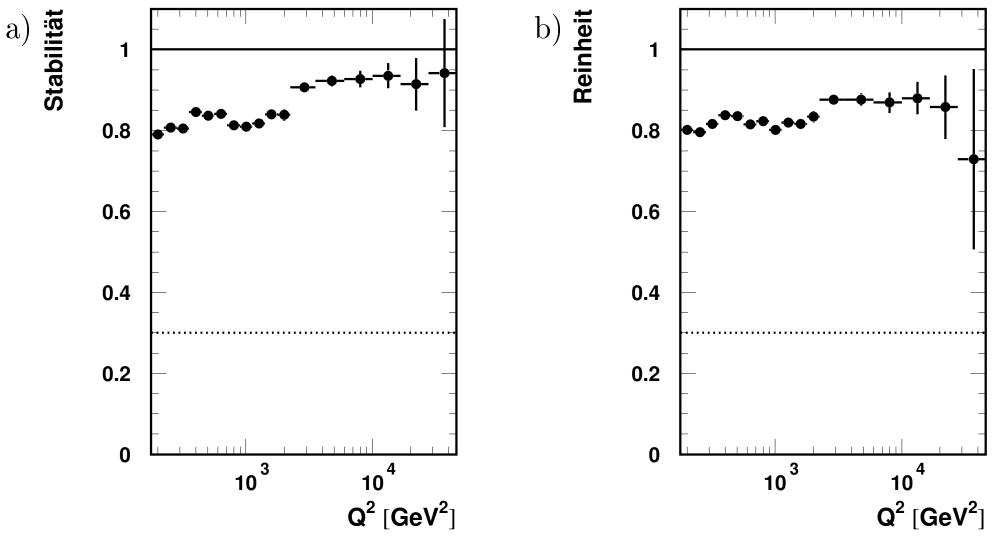


Abbildung 7.1: Stabilität (a) und Reinheit (b) für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$. Die gepunktete Linie kennzeichnet das 30%-Niveau, welches als Mindestwert gefordert wird.

Abbildung 7.2 zeigt den einfach-differentiellen Bornschen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$, korrigiert auf radiative Effekte, für die Elektron-Proton-Streuung und als

Vergleich die Erwartung für DIS (s. Kapitel 6). Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler, die äußeren den Gesamtfehler. Der Wirkungsquerschnitt fällt für Q^2 zwischen 200 und 30000 GeV^2 über sechs Größenordnungen ab.

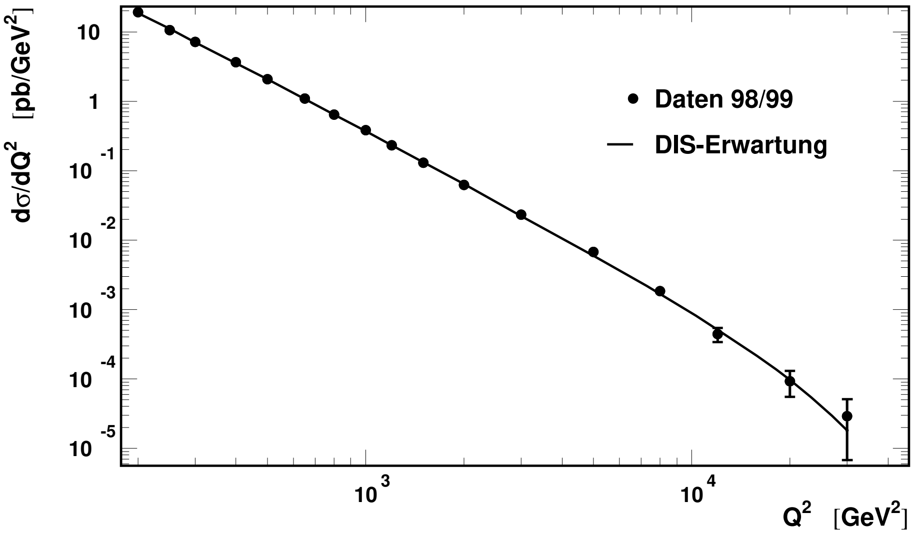


Abbildung 7.2: Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ auf Born-Niveau für e^-p-Streuung im Vergleich zur Erwartung für DIS (s. Kapitel 6).

Wie in Abbildung 7.3 gezeigt, stimmt die Messung im Rahmen der Fehler sehr gut mit der DIS-Erwartung für die e^-p-Streuung überein.

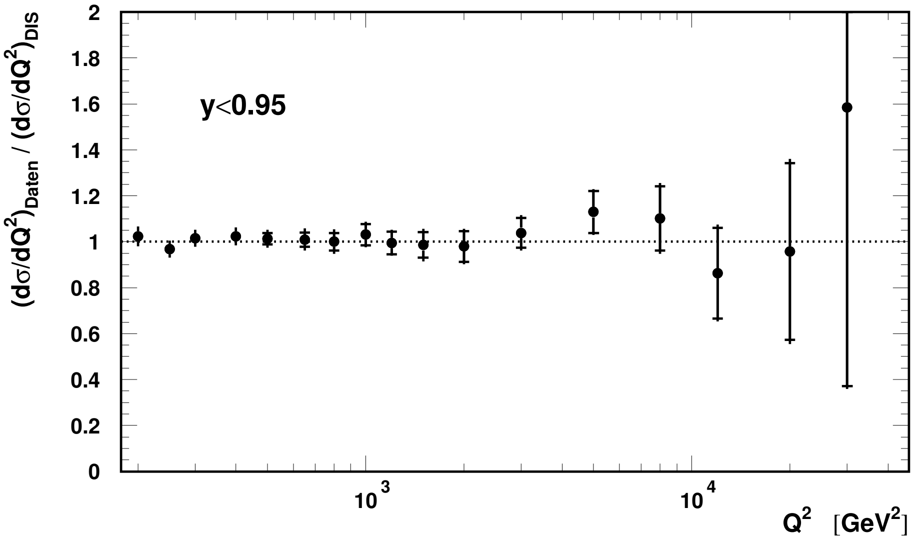


Abbildung 7.3: Das Verhältnis von dem einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ und der Erwartung für DIS.

Bei der Interpretation des Wirkungsquerschnittes sind zwei verschiedene Bereiche zu unterscheiden. Im Bereich kleiner Q^2 sind keine neuen physikalischen Effekte zu erwarten, da sie hier bereits durch andere Experimente ausgeschlossen sind. Zudem sind die Partondichten in dem hier relevanten x-Bereich gut bekannt und die nötige Extrapolation in Q^2 von den Fixed-Target-Experimenten begrenzt. Daher zeigt die gute Übereinstimmung dieser Messung mit der DIS-Erwartung, daß die Effizienzen und Korrekturen für die Messung des Wirkungsquerschnittes korrekt bestimmt wurden.

Anders verhält es sich im Bereich hoher Q^2. Hier läßt die gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Standardmodell-Erwartung keinen signifikanten Beitrag neuer Physik erkennen. Dazu würden z.B. die positiven oder negativen Interferenzen zwischen dem Photon/Z^0-Austausch des Standardmodells und neuen Prozessen wie Kontaktwechselwirkungen, virtueller Austausch von Leptoquarks, Squarks oder neuer Eichbosonen gehören.

7.1.1 Vergleich mit e^+p-Daten

Die Relevanz dieser Messung für neue physikalische Prozesse läßt sich auch am Vergleich der einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ für e^+p- und e^-p-Streuung in Figur 7.4 ablesen. Da die beiden Datensätze auf verschiedenen Schwerpunktsenergien beruhen (e^+: $E_p = 820$ GeV Protonenergie, e^-: $E_p = 920$ GeV), sind die Wirkungsquerschnitte auf den reinen Photon-Austausch für die MRST-Partondichte mit der entsprechenden Schwerpunktsenergie normiert.

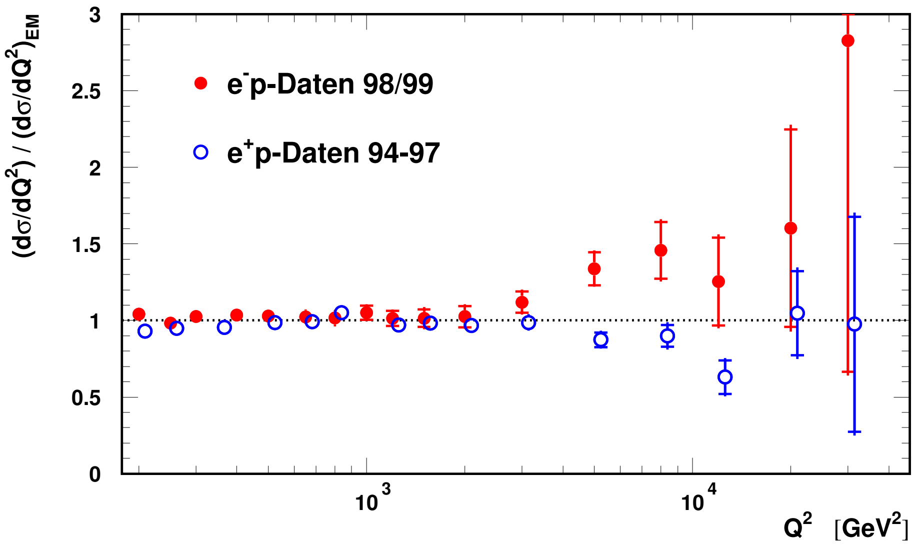


Abbildung 7.4: Verhältnis des gemessenen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dQ^2$ relativ zur Erwartung für den reinen Photonaustausch $(d\sigma/dQ^2)_{EM}$ (MRST-Partondichte) für e^-p-Daten (diese Messung) und e^+p-Daten [H1C98]. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler, die äußeren den Gesamtfehler. Aus Darstellungszwecken wurde die Q^2-Achse für die e^+-Daten leicht verschoben.

Der Photon-Beitrag ist unabhängig vom Ladungsvorzeichen des Leptons (vgl.

Kapitel 2), trägt in beiden Fällen also gleich stark bei. Wie erwartet ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte bei kleinen Q^2 und, hoch signifikant, ein Unterschied für $Q^2 \approx M_Z^2$ zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten und auch zum reinen Photonaustausch. Dieser Effekt ist auf das unterschiedliche Vorzeichen der Interferenz zwischen Photon und Z^0 in der e^+- und e^--Streuung zurückzuführen. Damit kann das Ergebnis als Evidenz für das Auftreten elektroschwacher Effekte bei der ep-Streuung bei HERA gedeutet werden. Die Qualität der Beschreibung der e^+p- und e^-p-Daten für den γZ^0-Austausch mit dem gleichen Satz von Partondichten deutet auf eine konsistente Beschreibung der tiefunelastischen Streuung durch das Standardmodell hin. Zudem läßt sich folgern, daß der bestimmte Wirkungsquerschnitt sensitiv ist auf neue Physik bei Energieskalen weit jenseits der elektroschwachen Physik.

7.1.2 Direkte Messung elektroschwacher Effekte

Fits stellen die einzige Möglichkeit dar, allein aus e^-(oder e^+)-Daten elektroschwache Parameter zu bestimmen. Sie haben jedoch den Nachteil der Modellabhängigkeit, da sie z.B. die Partondichten als Vorgabe benötigen.

Mit den aktuellen e^-- und den in den zurückliegenden Jahren gesammelten e^+-Daten besteht jedoch die Möglichkeit, durch direkten Vergleich der beiden Datensätze die Strukturfunktion $xF_3\left(x,Q^2\right)$ zu messen, denn nach Gleichung (2.26) gilt:

$$\frac{d^2\sigma^{e^-}}{dxdQ^2}\left(x,Q^2\right) - \frac{d^2\sigma^{e^+}}{dxdQ^2}\left(x,Q^2\right) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\cdot Y_- \cdot xF_3\left(x,Q^2\right) \tag{7.1}$$

Damit ist man sensitiv auf die unterschiedliche γZ^0-Interferenz in der e^-p- und e^+p-Streuung. Unter Berücksichtigung der aufgrund der erhöhten Protonenenergie geänderten Schwerpunktsenergie ergibt sich $xF_3\left(x,Q^2\right)$ aus der Differenz der reduzierten Wirkungsquerschnitte zu:

$$xF_3\left(x,Q^2\right) = \frac{1}{\frac{Y_-^{920}}{Y_+^{920}} + \frac{Y_-^{820}}{Y_+^{820}}} \cdot \left[\left(\frac{d^2\sigma^{e^-}}{dxdQ^2}\left(x,Q^2\right)\right)_{red} - \left(\frac{d^2\sigma^{e^+}}{dxdQ^2}\left(x,Q^2\right)\right)_{red}\right] \tag{7.2}$$

Die $Y_\pm$-Terme sind dabei für die entsprechende Schwerpunktsenergie und bei dem betrachteten x und Q^2 zu berechnen. Diese direkte Messung von xF_3 ist bis zu dem jetzigen Zeitpunkt leider noch nicht möglich, da das Binning für die analysierten e^--Daten demjenigen der erst in Kürze veröffentlichten e^+p-Analyse der Datennahmeperiode 1994-97 entspricht.

7.2 Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$

Für $Q^2 > 1000$ GeV^2 sind in Abbildung 7.5 die Stabilität und die Reinheit für den einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ und dieser als Verhältnis zur DIS-Erwartung dargestellt. Über den gesamten Bereich ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und der Erwartung aufgrund der Extrapolation der Partondichten aus Fixed-Target-Experimenten[1] gut. Lediglich der Datenpunkt bei $x = 0.65$, bei dem die Stabilität gerade über dem Mindestwert liegt, weicht ein wenig ab. Der statistische Fehler ist bei kleinen x relativ groß, da diese Ereignisse bei großen Q^2 ein großes y erfordern.

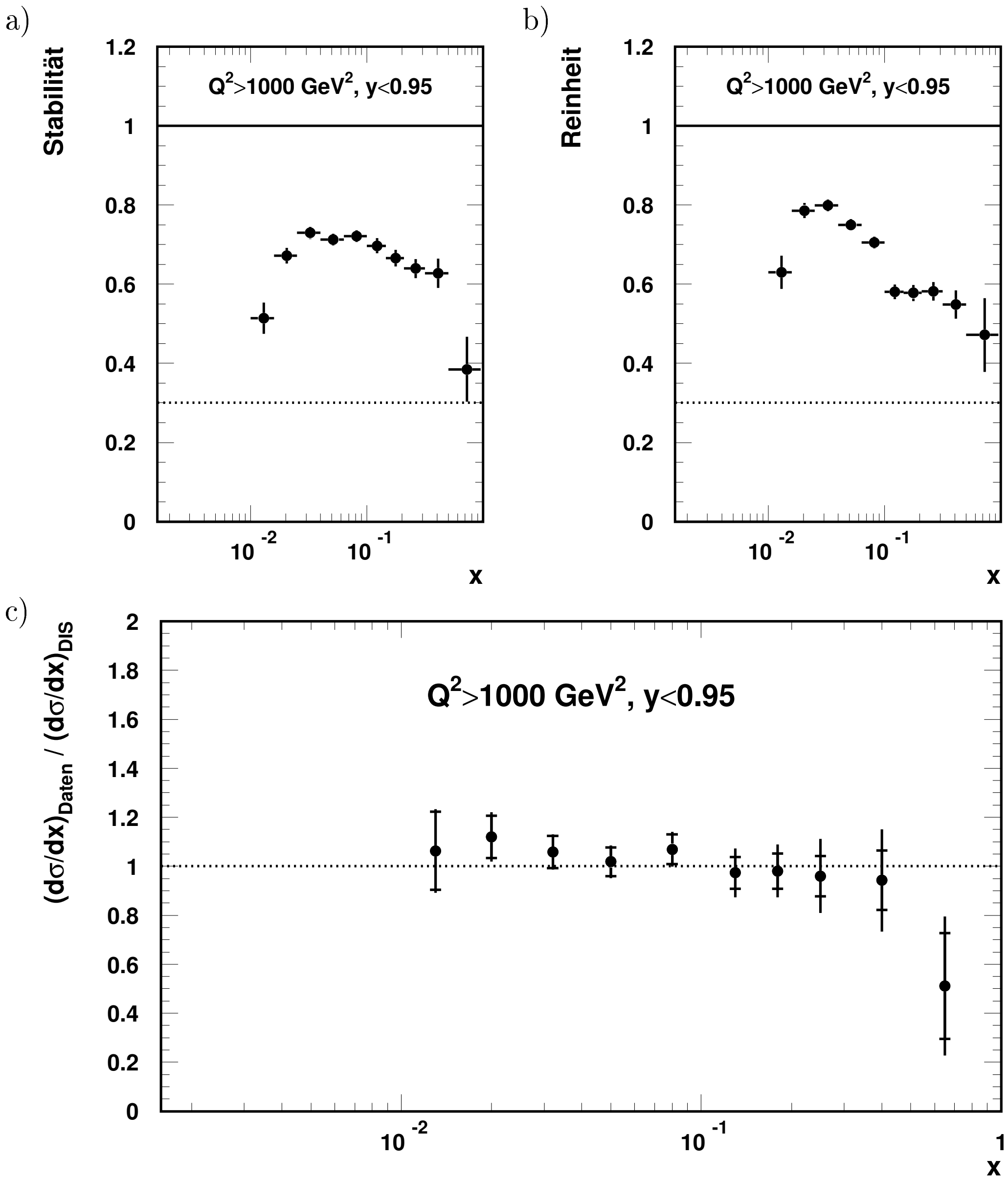


Abbildung 7.5: Die Stabilität (a) und Reinheit (b) sowie das Verhältnis von einfach-differentiellem Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ und DIS-Erwartung (c) für große $Q^2 > 1000$ GeV^2.

Abbildung 7.5 zeigt dieselben Verteilungen für $Q^2 > 10000$ GeV^2. Diese Verteilung ist interessant insbesondere im Hinblick auf den berichteten kleinen Überschuß

[1] Die H1-e^+-Daten haben auf die hier verwendete Partondichte nur geringen Einfluß.

an Ereignissen bei $x \simeq 0.4$ in der e^+p-Streuung [H1C97], der als eine mögliche Resonanz in der Elektron-Quark-Streuung interpretiert wurde. Aus diesem Grunde wurde hier eine geringe Binbreite gewählt, wie sie für eine Resonanzsuche relevant wäre. Im Rahmen der sehr erheblichen statistischen Fehler zeigt sich in der e^-p-Streuung

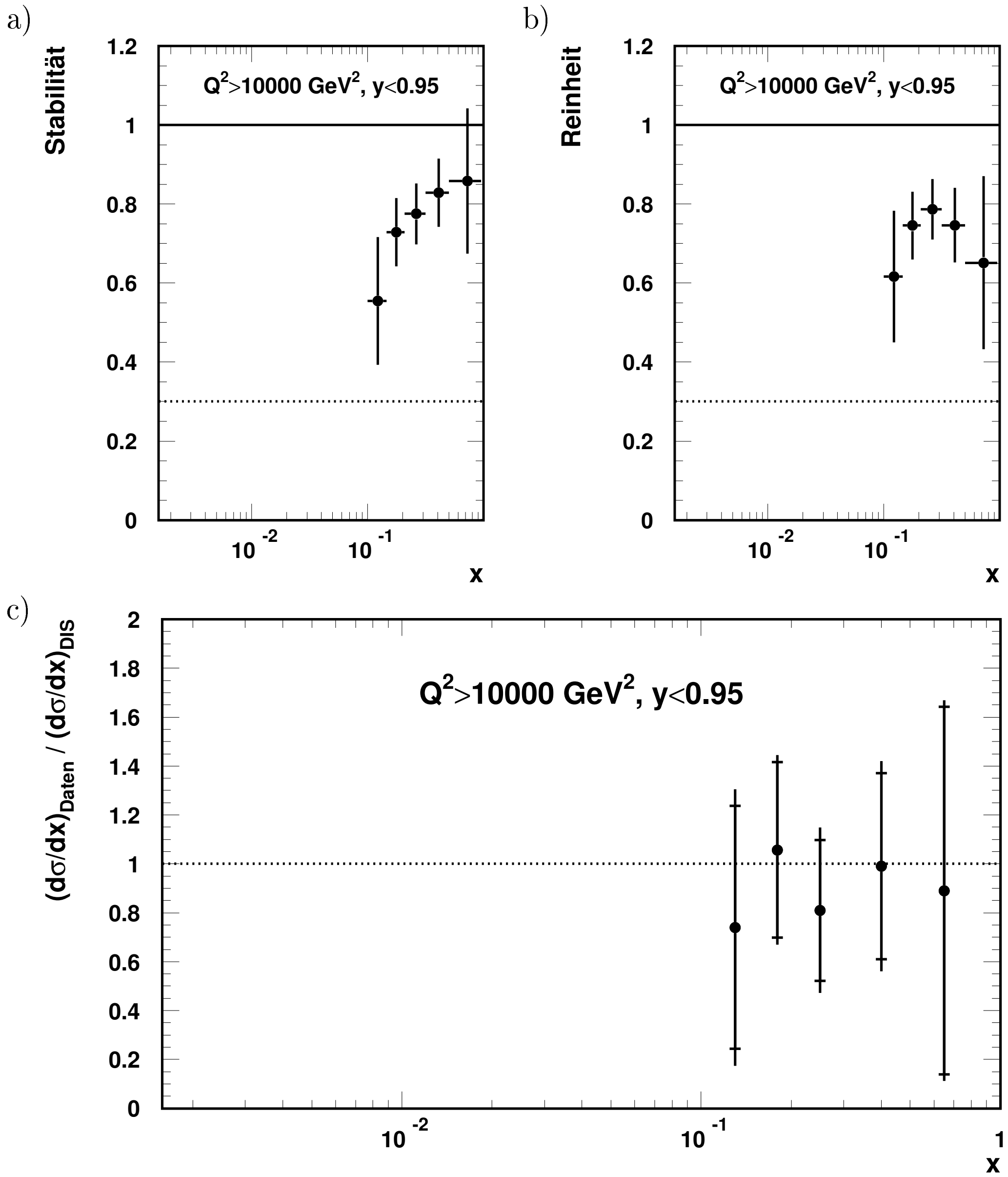
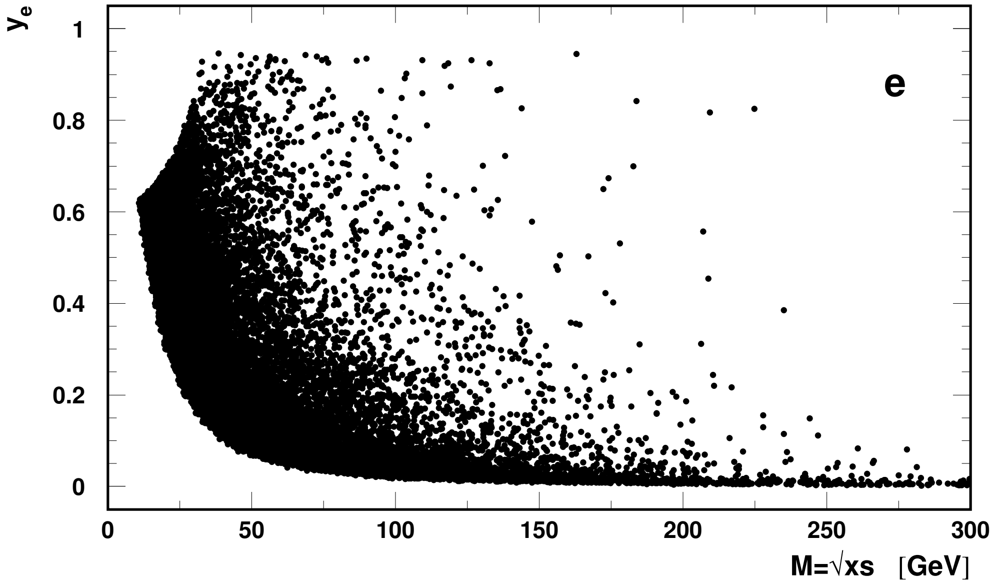


Abbildung 7.6: Die Stabilität (a) und Reinheit (b) sowie der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ (c) für sehr große $Q^2 > 10000$ GeV^2.

keine Abweichung der Ereignisrate. Zur Illustration zeigt Abbildung 7.7 die Verteilung der Ereignisse in Abhängigkeit von y und der invarianten Elektron-Quark-Masse $M = \sqrt{xs}$ für die e-Methode und für die $e\Sigma$-Methode. Die hyperbelförmige Einhüllende entspricht der Akzeptanz des LAr-Kalorimeters.

a)



b)

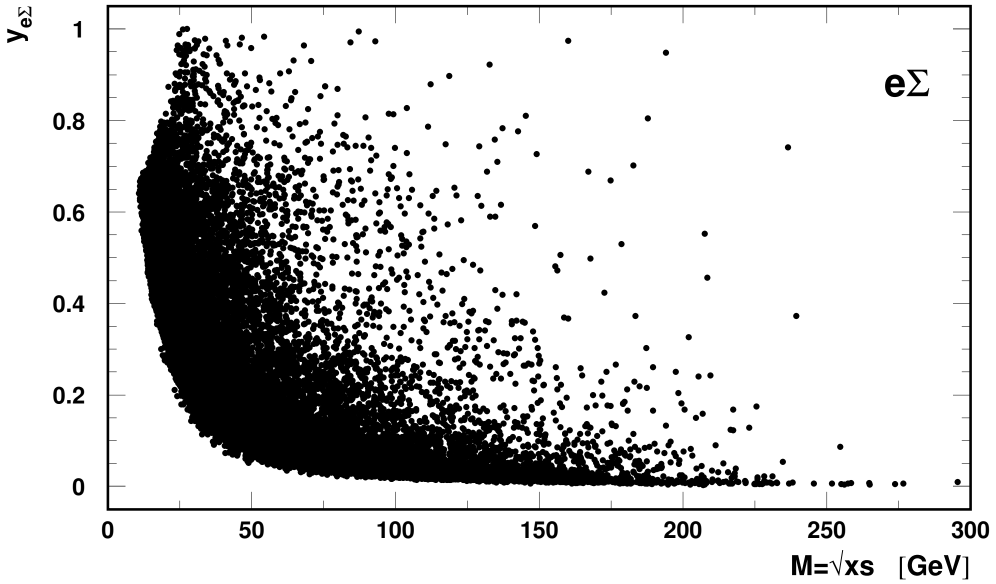


Abbildung 7.7: Die Ereignis-Verteilung der Daten in Abhängigkeit von y und $M = \sqrt{xs}$ für die e-Methode (a) und für die $e\Sigma$-Methode (b).

Auch in der $e^{-}p$-Streuung zeigen sich Ereignisse bei $M \approx 200$ GeV und großen y, insbesondere bei der e-Methode. Eine quantitative Auswertung dieses kinematischen Bereichs wird im folgenden Abschnitt in Form des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes durchgeführt.

7.3 Doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$

Figur 7.8 zeigt die Stabilität und Reinheit in Intervallen von Q^2 als Funktion von x. Wie für ein zweidimensionales Binning zu erwarten, sind hier beide deutlich kleiner als für die vorangegangenen einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitte. Beim größten Q^2 kann aufgrund der Reinheit nur das größte x-Bin zur Messung zugelassen werden.

Für diejenigen Bins, bei denen sowohl die Stabilität als auch die Reinheit oberhalb 30% liegen, ist in Abbildung 7.9 der reduzierte, doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{red}$ gezeigt (s. Kapitel 2 für die Definition des reduzierten Wirkungsquerschnittes). Selbst der reduzierte Wirkungsquerschnitt, aus dem bereits die steile Q^{-4}-Abhängigkeit herausdividiert wurde, fällt mit zunehmendem x und Q^2 ab. Die Fehler sind für kleine Q^2 durch die Systematik dominiert.

Zur besseren Übersicht ist in Figur 7.10 das Verhältnis des reduzierten Wirkungsquerschnittes zur DIS-Erwartung dargestellt.

Insgesamt liegt in allen Q^2-Bereichen eine gute Beschreibung der Daten durch die Erwartung vor. Obwohl in einigen Bereichen leichte Tendenzen erkennbar scheinen, werden diese jedoch in benachbarten Bereichen in Q^2 nicht bestätigt. Wie im Abschnitt 7.2 bemerkt, ist insbesondere der Bereich von x um ≈ 0.4 interessant. Wie auch im einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt, so zeigt sich auch im doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt in keinem Q^2-Bereich eine signifikante Abweichung von der Erwartung.

Damit konnte der in den e^+p-Daten beobachtete Überschuß mit den e^-p-Daten nicht bestätigt werden.

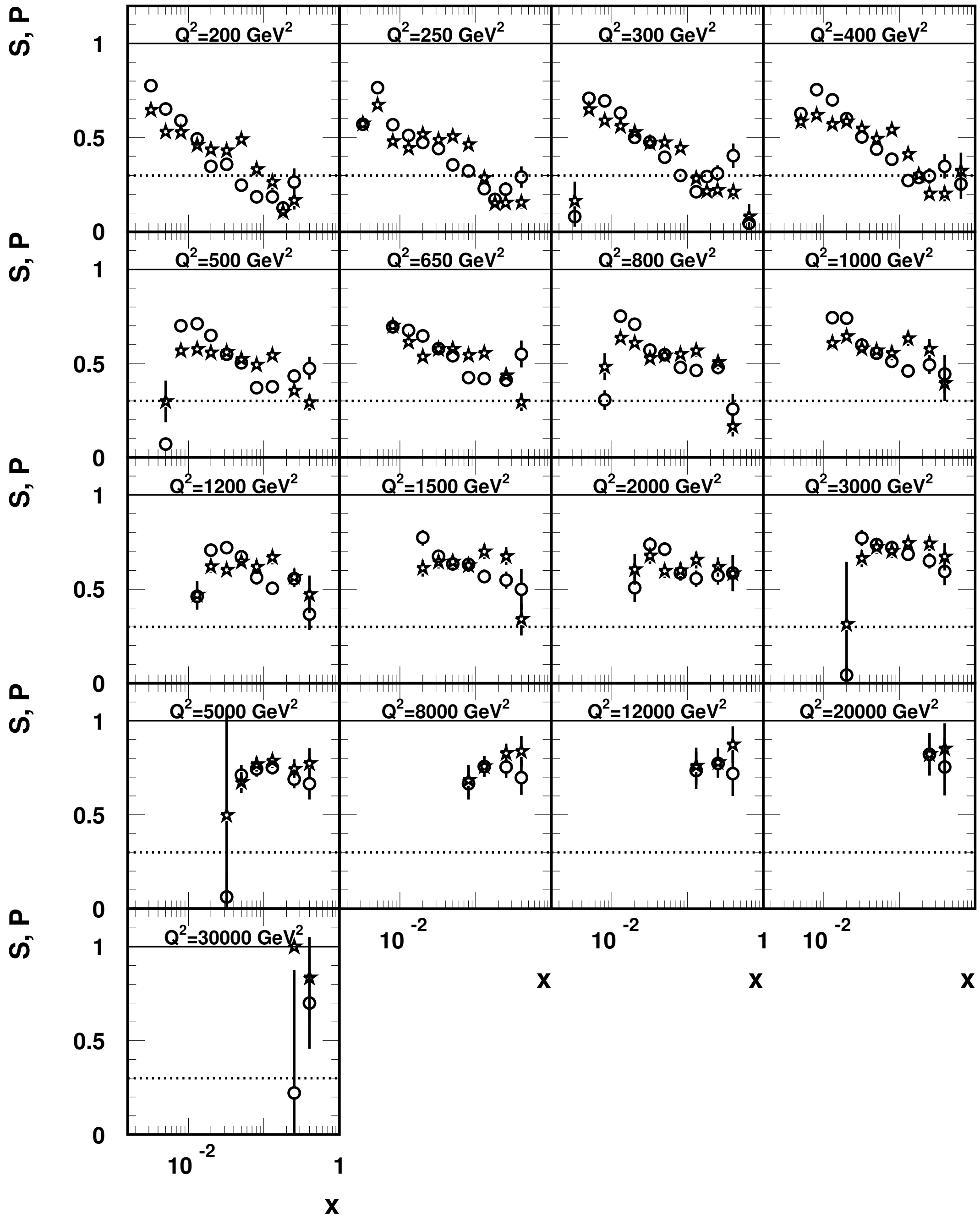


Abbildung 7.8: Stabilität (Sterne) und Reinheit (Kreise) in Intervallen von Q^2 als Funktion von x für den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$.

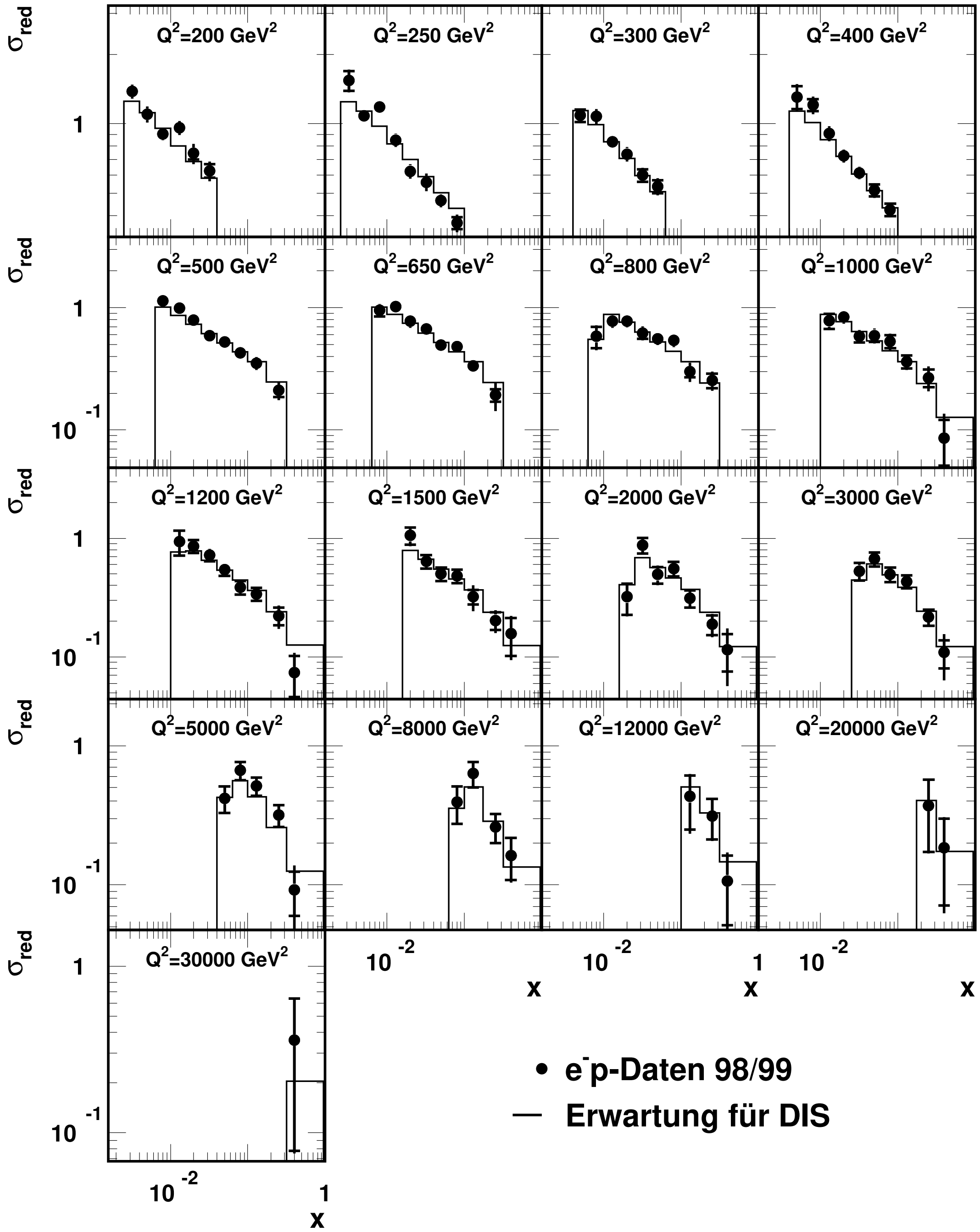


Abbildung 7.9: Der reduzierte, doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $(d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{red}$ (Punkte) und die Erwartung für DIS (Histogramme).

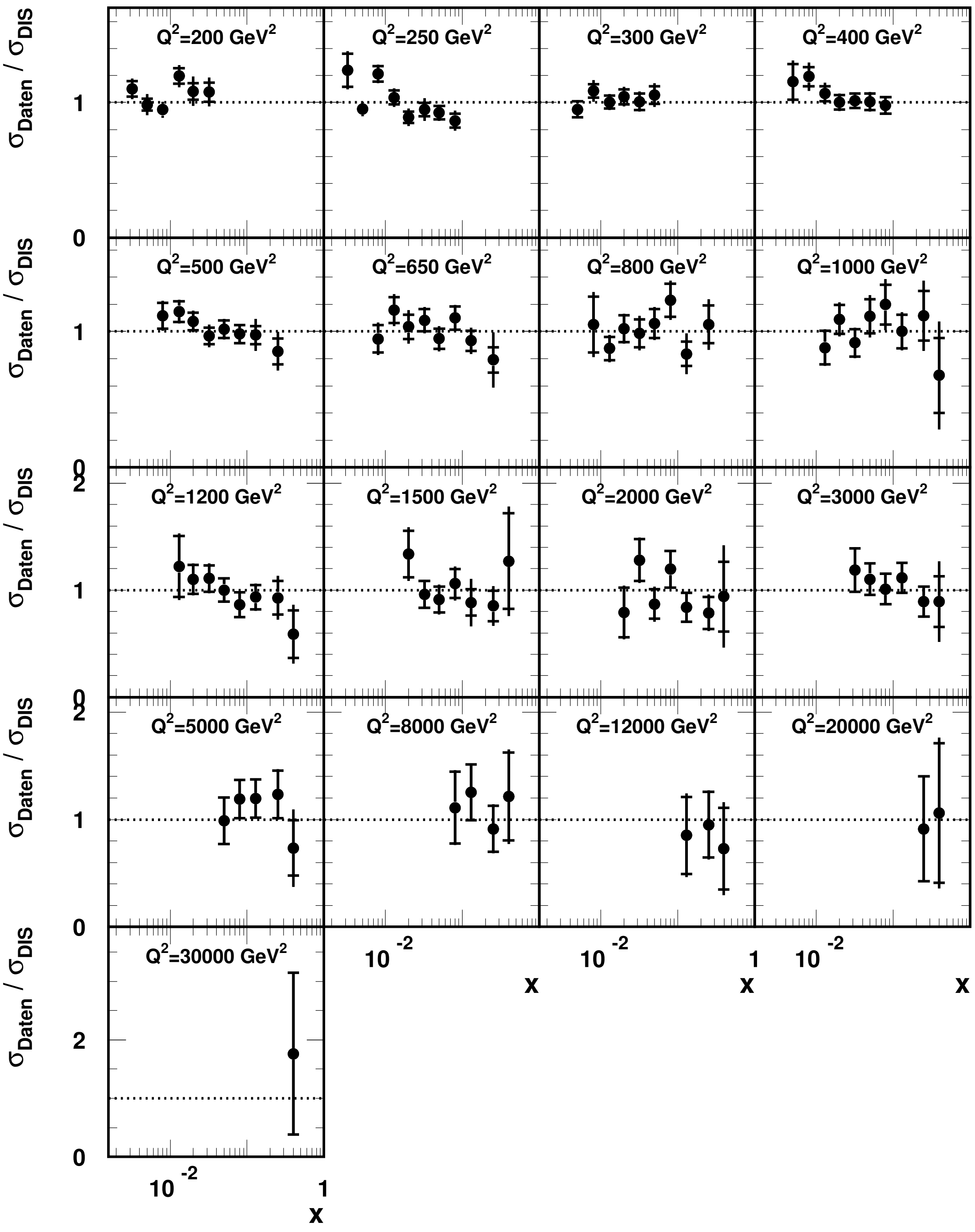


Abbildung 7.10: Verhältnis aus dem doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ und der DIS-Erwartung.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die tiefunelastische ep-Streuung mit neutralen Strömen bei Impulsüberträgen Q^2 oberhalb 200 GeV^2 untersucht. Ziel dieser Arbeit war es, erstmals nach neuen physikalischen Effekten mit der erst kürzlich abgeschlossenen Datennahme für e^-p-Streuung zu suchen. Grundlage waren die Daten des H1-Experimentes aus dem Zeitraum 1998 bis Mai 1999. Die einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \simeq 14.6$ pb^{-1} entsprechende Datenmenge ermöglicht einen ersten Vergleich mit den Ergebnissen aus der e^+p-Datennahmeperiode 1994-97.

Das Hauptaugenmerk der Analyse lag auf dem experimentellen Verständnis des Detektors. Insbesondere konnte die Energieskala des LAr-Kalorimeters für die Energiemessung des Elektrons für die Großzahl der Ereignisse bis auf 1% festgelegt werden.

Es wurden folgende Wirkungsquerschnitte gemessen:

$d\sigma/dQ^2$: Der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ zeigt im Rahmen der Fehler keine signifikanten Abweichungen vom Standardmodell. Der Vergleich mit den e^+p-Daten aus den Jahren 1994-97 durch Normierung auf den reinen Photonaustausch ermöglicht die direkte Beobachtung der durch den xF_3-Term beschriebenen elektroschwachen γZ^0-Interferenz.

$d\sigma/dx$: Das x-Spektrum ist insbesondere im Hinblick auf Resonanzen interessant. Daher wurde der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für $Q^2 > 1000$ GeV^2 und für $Q^2 > 10000$ GeV^2 gemessen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der Vorhersage für tiefunelastische ep-Streuung.

$d^2\sigma/dx\,dQ^2$: Weiterhin wurde der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt. Mit einem typischen Fehler von 10% bei kleinen Q^2, wird eine gute Übereinstimmung mit dem Standardmodell beobachtet.

Es wurden keine signifikanten Abweichungen von der Vorhersage des Standardmodells für die tiefunelastische e^-p-Streuung gefunden. Damit konnte im Rahmen der begrenzten Statistik eine Abweichung wie bei den e^+p-Daten nicht bestätigt werden.

Die vorliegende Analyse ist durch mehrere Faktoren limitiert, so daß noch nicht die letzte Präzision erreicht werden konnte: Zum großen Teil ist dies auf die zur Zeit erst vorliegende vorläufige Rekonstruktion zurückzuführen. Vor allem in der Kalibration, die den systematischen Fehler dominiert, gibt es vielversprechende Ansätze zur Erhöhung der Präzision. So konnte im Rahmen dieser Arbeit die Elektronenergie im Vorwärtsbereich des H1-Detektors aufgrund fehlender Statistik nicht kalibriert werden. Ebenfalls steht eine detaillierte Anpassung der Hadron-Kalibration aus. Außerdem sollten mit der vollständigen Reprozessierung der e^-p-Daten wieder alle Detektorkomponenten des H1-Experimentes mit erheblich verbesserter Meßpräzision der Analyse zur Verfügung stehen. Schließlich ist die Analyse im interessanten Bereich sehr hoher Q^2 statistisch limitiert. Bis zum HERA-Upgrade im Jahre 2000 werden noch weitere $\simeq 40$ pb^{-1} integrierte Luminosität erwartet. Damit sind noch viele Möglichkeiten für eine Präzisierung und für neue Untersuchungen offen.

Anhang A

Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte tabellarisch aufgeführt. Für jedes Bin, welches der Messung zugänglich sind, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt mit dem statistischen Fehler δ_{stat} und dem Gesamtfehler δ_{tot} angegeben.

Q^2 [GeV^2]	$d\sigma/dQ^2$ [pb/GeV^2]	$\pm\delta_{\text{stat}}$ [pb/GeV^2]	$\pm\delta_{\text{tot}}$ [pb/GeV^2]
200	$0.1910{\cdot}10^{2}$	$0.36{\cdot}10^{0}$	$0.81{\cdot}10^{0}$
250	$0.1065{\cdot}10^{2}$	$0.19{\cdot}10^{0}$	$0.40{\cdot}10^{0}$
300	$0.7191{\cdot}10^{1}$	$0.14{\cdot}10^{0}$	$0.26{\cdot}10^{0}$
400	$0.3629{\cdot}10^{1}$	$0.76{\cdot}10^{-1}$	$0.14{\cdot}10^{0}$
500	$0.2092{\cdot}10^{1}$	$0.51{\cdot}10^{-1}$	$0.82{\cdot}10^{-1}$
650	$0.1093{\cdot}10^{1}$	$0.33{\cdot}10^{-1}$	$0.52{\cdot}10^{-1}$
800	$0.6468{\cdot}10^{0}$	$0.25{\cdot}10^{-1}$	$0.34{\cdot}10^{-1}$
1000	$0.3816{\cdot}10^{0}$	$0.17{\cdot}10^{-1}$	$0.21{\cdot}10^{-1}$
1200	$0.2318{\cdot}10^{0}$	$0.11{\cdot}10^{-1}$	$0.13{\cdot}10^{-1}$
1500	$0.1308{\cdot}10^{0}$	$0.74{\cdot}10^{-2}$	$0.95{\cdot}10^{-2}$
2000	$0.6250{\cdot}10^{-1}$	$0.42{\cdot}10^{-2}$	$0.49{\cdot}10^{-2}$
3000	$0.2314{\cdot}10^{-1}$	$0.14{\cdot}10^{-2}$	$0.17{\cdot}10^{-2}$
5000	$0.6711{\cdot}10^{-2}$	$0.54{\cdot}10^{-3}$	$0.60{\cdot}10^{-3}$
8000	$0.1843{\cdot}10^{-2}$	$0.23{\cdot}10^{-3}$	$0.26{\cdot}10^{-3}$
12000	$0.4419{\cdot}10^{-3}$	$0.10{\cdot}10^{-3}$	$0.11{\cdot}10^{-3}$
20000	$0.9238{\cdot}10^{-4}$	$0.37{\cdot}10^{-4}$	$0.39{\cdot}10^{-4}$
30000	$0.2893{\cdot}10^{-4}$	$0.22{\cdot}10^{-4}$	$0.22{\cdot}10^{-4}$

Tabelle A.1: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$.

x	$d\sigma/dx$ [pb]	$\pm\delta_{\mathrm{stat}}$ [pb]	$\pm\delta_{\mathrm{tot}}$ [pb]
0.013	$0.153 \cdot 10^5$	$0.23 \cdot 10^4$	$0.25 \cdot 10^4$
0.020	$0.146 \cdot 10^5$	$0.11 \cdot 10^4$	$0.13 \cdot 10^4$
0.032	$0.656 \cdot 10^4$	$0.41 \cdot 10^3$	$0.45 \cdot 10^3$
0.050	$0.277 \cdot 10^4$	$0.16 \cdot 10^3$	$0.18 \cdot 10^3$
0.080	$0.110 \cdot 10^4$	$0.63 \cdot 10^2$	$0.74 \cdot 10^2$
0.130	$0.350 \cdot 10^3$	$0.24 \cdot 10^2$	$0.36 \cdot 10^2$
0.180	$0.166 \cdot 10^3$	$0.12 \cdot 10^2$	$0.18 \cdot 10^2$
0.250	$0.688 \cdot 10^2$	$0.59 \cdot 10^1$	$0.11 \cdot 10^2$
0.400	$0.136 \cdot 10^2$	$0.17 \cdot 10^1$	$0.30 \cdot 10^1$
0.650	$0.383 \cdot 10^0$	$0.16 \cdot 10^0$	$0.21 \cdot 10^0$

Tabelle A.2: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für $Q^2 > 1000$ GeV^2.

x	$d\sigma/dx$	$\pm\delta_{\mathrm{stat}}$	$\pm\delta_{\mathrm{tot}}$
	[pb]	[pb]	[pb]
0.13	$0.691 \cdot 10^2$	$0.46 \cdot 10^2$	$0.53 \cdot 10^2$
0.18	$0.953 \cdot 10^2$	$0.32 \cdot 10^2$	$0.35 \cdot 10^2$
0.25	$0.409 \cdot 10^2$	$0.15 \cdot 10^2$	$0.17 \cdot 10^2$
0.40	$0.120 \cdot 10^2$	$0.46 \cdot 10^1$	$0.52 \cdot 10^1$
0.65	$0.603 \cdot 10^0$	$0.51 \cdot 10^0$	$0.53 \cdot 10^0$

Tabelle A.3: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für $Q^2 > 10000$ GeV^2.

Q^2 [GeV^2]	x	σ_{red}	$\pm\delta_{\mathrm{stat}}$	$\pm\delta_{\mathrm{tot}}$
200	0.0032	1.382	0.071	0.095
	0.0050	1.098	0.048	0.088
	0.0080	0.904	0.040	0.056
	0.0130	0.962	0.045	0.066
	0.0200	0.744	0.042	0.075
	0.0320	0.626	0.041	0.062
250	0.0032	1.542	0.153	0.178
	0.0050	1.082	0.047	0.062
	0.0080	1.184	0.055	0.069
	0.0130	0.851	0.042	0.057
	0.0200	0.623	0.030	0.046
	0.0320	0.559	0.029	0.049
	0.0500	0.466	0.024	0.030
	0.0800	0.372	0.023	0.032
300	0.0050	1.086	0.068	0.077
	0.0080	1.078	0.049	0.079
	0.0130	0.836	0.040	0.049
	0.0200	0.740	0.040	0.052
	0.0320	0.599	0.037	0.044
	0.0500	0.535	0.034	0.045
400	0.0050	1.307	0.150	0.178
	0.0080	1.204	0.072	0.105
	0.0130	0.909	0.048	0.069
	0.0200	0.726	0.038	0.046
	0.0320	0.613	0.033	0.038
	0.0500	0.515	0.031	0.037
	0.0800	0.424	0.026	0.030
500	0.0080	1.134	0.097	0.113
	0.0130	0.995	0.066	0.076
	0.0200	0.790	0.049	0.058
	0.0320	0.593	0.037	0.050
	0.0500	0.526	0.034	0.040
	0.0800	0.427	0.029	0.032
	0.1300	0.352	0.024	0.043
	0.2512	0.210	0.024	0.035
650	0.0080	0.954	0.102	0.121
	0.0130	1.019	0.083	0.104
	0.0200	0.775	0.066	0.093
	0.0320	0.673	0.051	0.060
	0.0500	0.495	0.038	0.049
	0.0800	0.481	0.038	0.042
	0.1300	0.336	0.027	0.035
	0.2512	0.193	0.023	0.049
800	0.0080	0.582	0.114	0.133
	0.0130	0.775	0.077	0.089
	0.0200	0.776	0.076	0.084
	0.0320	0.622	0.065	0.080
	0.0500	0.558	0.057	0.064
	0.0800	0.541	0.054	0.064
	0.1300	0.302	0.032	0.054
	0.2512	0.254	0.034	0.045

Tabelle A.4: Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{red}} = (d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{\mathrm{red}}$ für $Q^2 < 1000$ GeV^2.

Q^2 [GeV^2]	x	σ_{red}	$\pm\delta_{\mathrm{stat}}$	$\pm\delta_{\mathrm{tot}}$
1000	0.0130	0.782	0.108	0.121
	0.0200	0.838	0.082	0.096
	0.0320	0.587	0.065	0.071
	0.0500	0.593	0.067	0.083
	0.0800	0.530	0.066	0.084
	0.1300	0.362	0.045	0.051
	0.2512	0.268	0.044	0.062
	0.3981	0.086	0.035	0.050
1200	0.0130	0.935	0.218	0.239
	0.0200	0.857	0.106	0.115
	0.0320	0.720	0.080	0.091
	0.0500	0.541	0.059	0.065
	0.0800	0.386	0.051	0.053
	0.1300	0.339	0.042	0.046
	0.2512	0.222	0.038	0.049
	0.3981	0.074	0.028	0.035
1500	0.0200	1.053	0.171	0.197
	0.0320	0.637	0.083	0.090
	0.0500	0.502	0.066	0.077
	0.0800	0.481	0.061	0.072
	0.1300	0.323	0.045	0.081
	0.2512	0.203	0.034	0.045
	0.3981	0.158	0.055	0.063
2000	0.0200	0.320	0.094	0.102
	0.0320	0.874	0.134	0.145
	0.0500	0.494	0.079	0.094
	0.0800	0.554	0.080	0.082
	0.1300	0.312	0.051	0.052
	0.2512	0.188	0.036	0.041
	0.3981	0.116	0.040	0.059
3000	0.0320	0.530	0.091	0.095
	0.0500	0.669	0.090	0.097
	0.0800	0.497	0.070	0.075
	0.1300	0.432	0.055	0.058
	0.2512	0.217	0.034	0.037
	0.3981	0.109	0.029	0.046
5000	0.0500	0.419	0.091	0.094
	0.0800	0.665	0.100	0.106
	0.1300	0.514	0.076	0.079
	0.2512	0.318	0.057	0.060
	0.3981	0.092	0.032	0.045
8000	0.0800	0.393	0.118	0.123
	0.1300	0.632	0.131	0.137
	0.2512	0.262	0.061	0.065
	0.3981	0.163	0.055	0.059
12000	0.1300	0.431	0.181	0.197
	0.2512	0.313	0.101	0.106
	0.3981	0.107	0.056	0.063
20000	0.2512	0.370	0.198	0.202
	0.3981	0.185	0.113	0.122
30000	0.3981	0.360	0.282	0.284

Tabelle A.5: Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{red}} = (d^2\sigma/dx\,dQ^2)_{\mathrm{red}}$ für $Q^2 \geq 1000$ GeV^2.

Anhang B

Zusammenfassung kinematischer Rekonstruktionsmethoden

An dieser Stelle seien noch einmal die ausgewählten Rekonstrunktionsmethoden zur Bestimmung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 aus Kapitel 2.2 im Überblick dargestellt.

	x	y	Q^2
e	$\frac{p_{T,e}^2}{s \cdot (E-p_z)_e} \cdot \frac{(2E_0)^2}{2E_0 - (E-p_z)_e}$	$1 - \frac{(E-p_z)_e}{2E_0}$	$p_{T,e}^2 \cdot \frac{2E_0}{(E-p_z)_e}$
Σ	$\frac{p_{T,e}^2}{s \cdot (E-p_z)_e} \cdot \frac{(E-p_z)_{tot}^2}{(E-p_z)_{had}}$	$\frac{(E-p_z)_{had}}{(E-p_z)_{tot}}$	$p_{T,e}^2 \cdot \frac{(E-p_z)_{tot}}{(E-p_z)_e}$
$e\Sigma$	x_Σ	$\frac{2E_0}{(E-p_z)_{tot}} \cdot y_\Sigma$	Q_e^2
DA	$\frac{4E_0^2}{s} \cdot \cot\frac{\theta_e}{2} \cdot \cot\frac{\gamma}{2}$	$\frac{\tan\gamma/2}{\tan\gamma/2 + \tan\theta_e/2}$	$4E_0^2 \cdot \frac{\cot\theta_e/2}{\tan\gamma/2 + \tan\theta_e/2}$

Tabelle B.1: Formeln für die Rekonstruktion der Kinematik mit ausgewählten Methoden.

Anhang C

Ereignisse mit höchstem Q^2 in der grafischen Darstellung

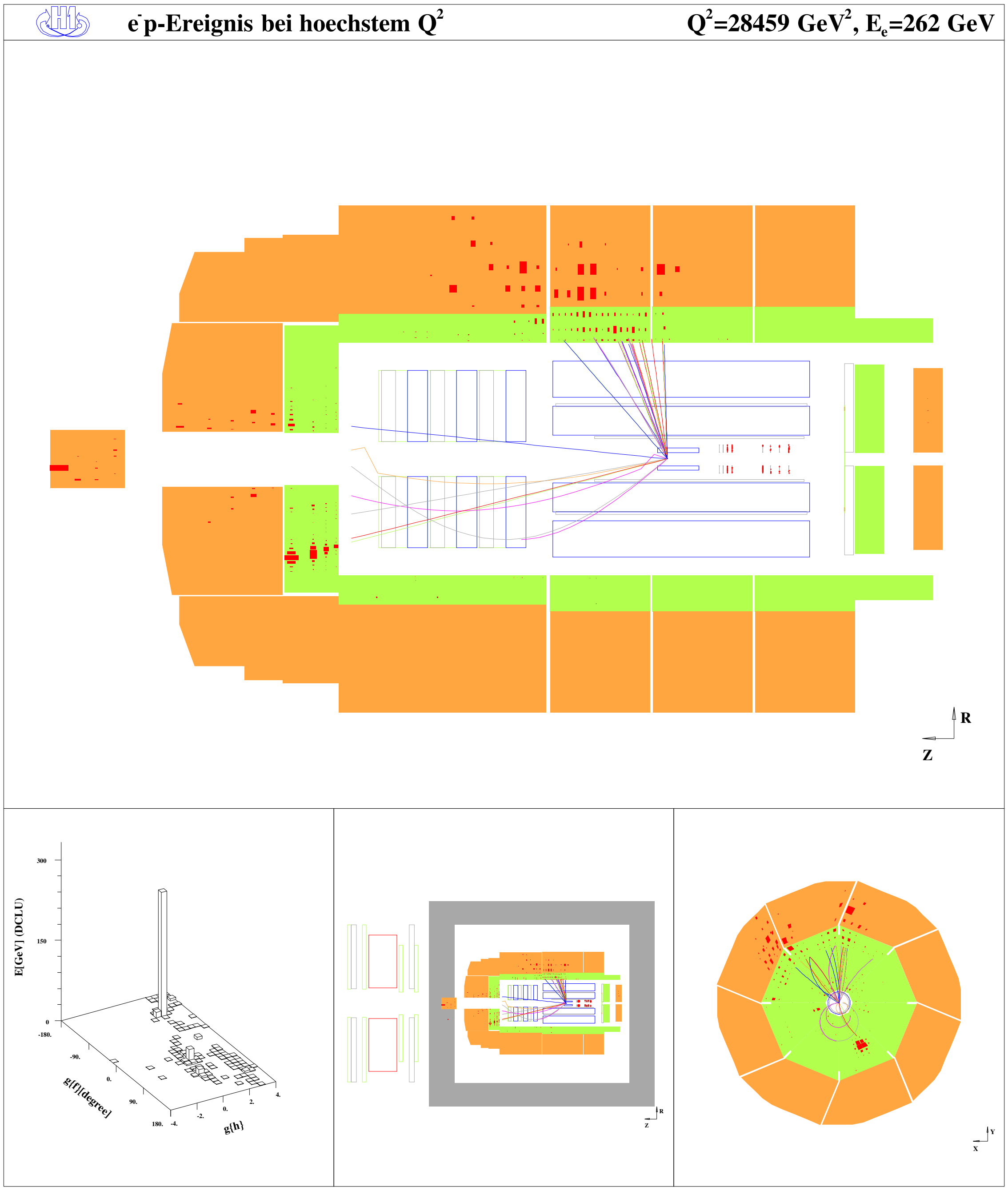


Abbildung C.1: $e^{-}p$-Ereignis mit $Q^2 \simeq 28459$ GeV^2.

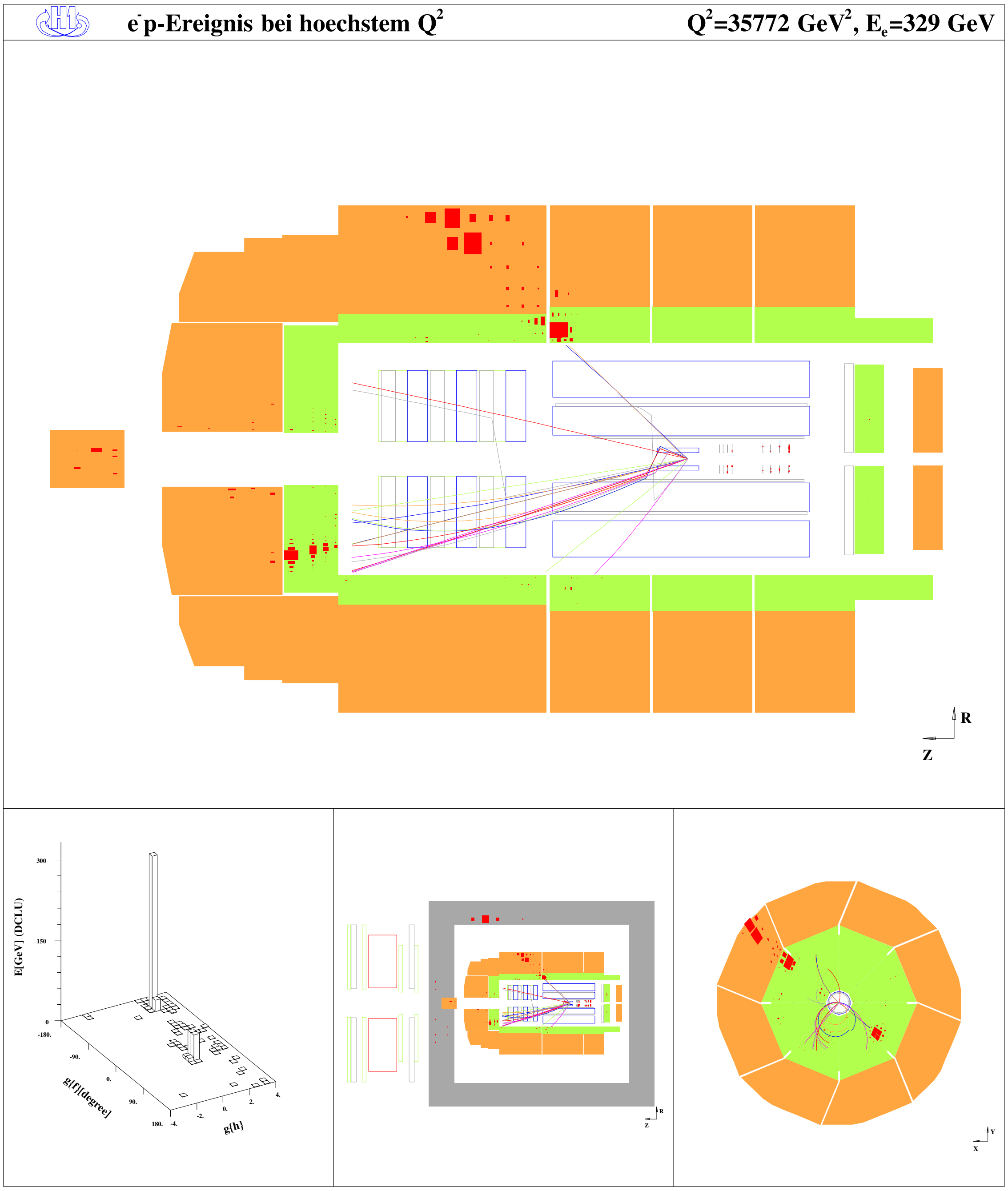


Abbildung C.2: $e^{-}p$-Ereignis mit $Q^2 \simeq 35772$ GeV^2.

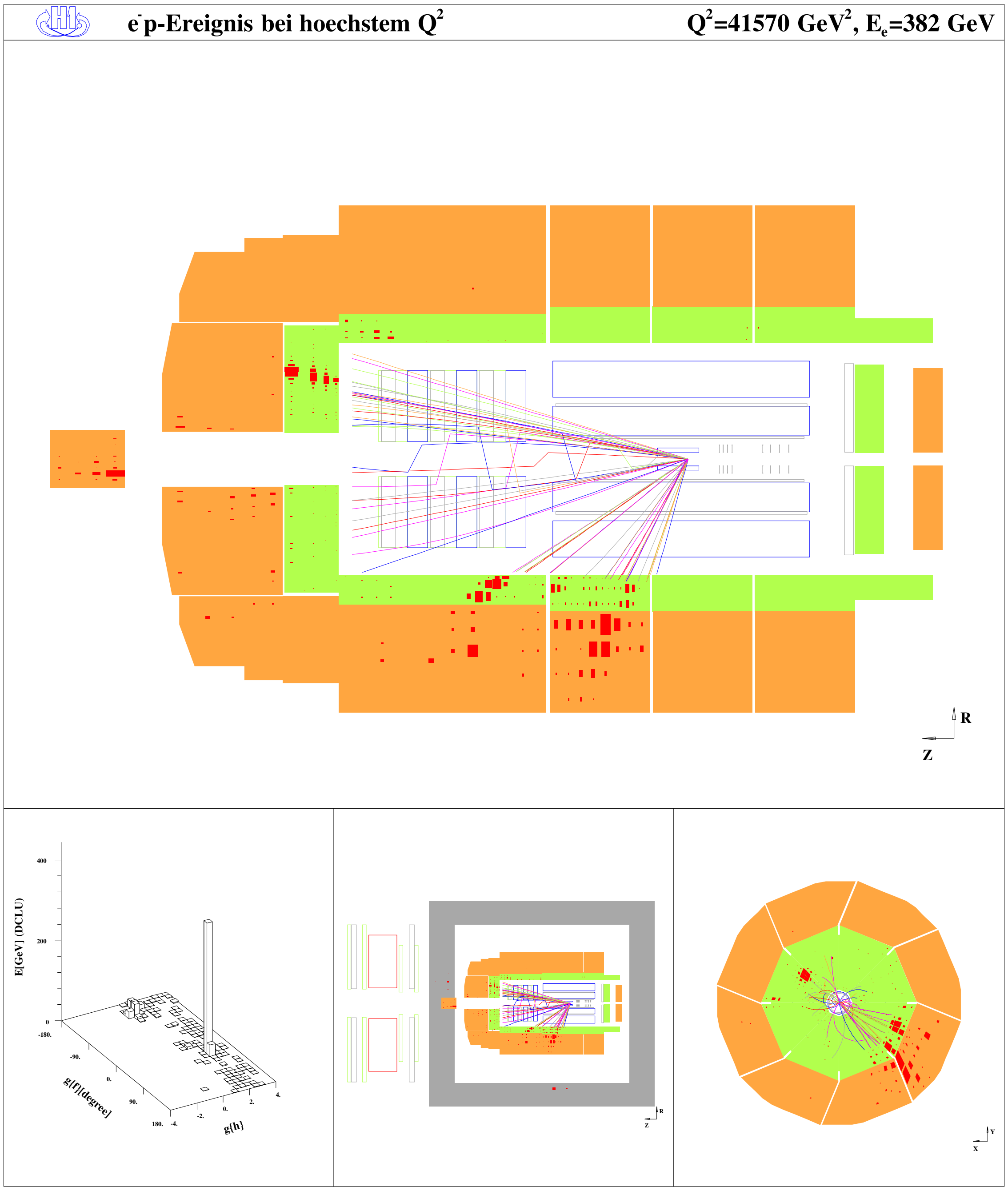


Abbildung C.3: e^-p-Ereignis mit $Q^2 \simeq 41570$ GeV^2.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Bas94] U. Bassler, G. Bernardi:
On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the Σ Method.
DESY-94-231, Dec 1994
Published in Nuclear Instruments and Methods A 361 (1995), 197-208

[Bas97a] U. Bassler, G. Bernardi:
Some Properties of the Very High Q^2 Events of HERA.
DESY-97-136, July 1997

[Bas97b] U. Bassler, G. Bernardi:
Structure Function Measurements and Kinematic Reconstruction at HERA.
DESY-97-137, Dec 1997

[Bei96] C.C. Beier:
Untersuchung neutraler Ströme mit hohen Impulsüberträgen bei HERA.
Diplomarbeit, Heidelberg, Juli 1996

[Ben91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman:
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA.
Vol. 1 of [HWS91]

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler:
Proc. Roy. Soc. A 146 (1934), 83

[Bru93] R. Brun, F. Carminati:
GEANT Detector Description and Simulation Tool.
CERN Program Library W5013, 1993

[CDHS81] CDHS Collaboration:
Nuclear Instruments and Methods 180 (1981), 429

[Cha98] E. Chabert et al.:
QBGFMAR – An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis.
H1-11/98-556, Marseille, 1998

[H1C93] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 Liquid Argon Calorimeter System.
Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993), 460-498

[H1Cal93] H1 Calorimeter Group:
Results from pion calibration runs for the H1 LAr calorimeter and comparisons with simulations.
Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993), 499-509

[H1Cal94] H1 Calorimeter Group:
Beam tests and calibration of the H1 LAr calorimeter with electrons.
Nuclear Instruments and Methods A 350 (1994), 57-72

[H1C96a] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The H1 Detector at HERA.
Nuclear Instruments and Methods A 386 (1997), 310-347

[H1C96b] H1 Collaboration (I. Abt et al.):
The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of the H1 Experiment at HE-RA.
Nuclear Instruments and Methods A 386 (1997), 348-396

[H1C97] H1 Collaboration (C. Adloff et al.):
Observation of Events at Very High Q^2 in ep Collisions at HERA.
Z. Phys. C74 (1997), 191

[H1C98] H1 Collaboration:
Preliminary results, Moriond conference, 1998

[H1C99] H1 Collaboration (C. Adloff et al.):
Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Trasfer.
Hamburg, in preparation

[Hal84] F. Halzen, A.D. Martin:
Quarks and Leptons.
Wiley & Sons, New York, 1984

[Hei99] B. Heinemann:
Ph.D. Thesis, Hamburg, in preparation

[HWS87] R.D. Peccei:
Proceedings on the HERA Workshop.
Vol. 1 and 2, Hamburg, October 12-14, 1987

[HWS91] W. Buchmüller, G. Ingelman:
Physics at HERA.
Proceedings of the Workshop, Vol. 1,2,3, Hamburg, October 29-30, 1991

[HWS91/3] *Monte Carlo Generators.*
Vol. 3 of [HWS91]

[HWS95/96] G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner:
Future Physics at HERA.
Proceedings of the Workshop, Vol. 1,2, Hamburg, 1995/96

[Ing87] G. Ingelman et al.:
Deep inelastic physics and simulation.
Vol. 1 of [HWS87]

[Lev99] S. Levonian:
Private Mitteilung, Mai 1999

[Nac86] O. Nachtmann:
Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik.
Vieweg, Braunschweig, 1986

[PDG98] Particle Data Group:
Review Of Particle Physics.
The European Physical Journal C3, 1998

[Rei99] B. Reisert:
The New Liquid Argon Calorimeter.
Crosstalk '98, Hamburg, 6th Oct. 98

[She99] V. Shekelyan, private Kommunikation

[Wil74] W.J. Willis et al.:
Nuclear Instruments and Methods 120 (1974), 221

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Malte Ellerbrock