Prozesse des geladenen Stromes in tiefunelastischer Positron–Proton Streuung bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Jürgen Rauschenberger

aus Winsen an der Luhe

Hamburg

2002

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer
	Prof. Dr. G. Heinzelmann
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer
	Prof. Dr. Joachim Meyer
Datum der Disputation:	12.04.2002
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Abstract

Charged Current processes in deep inelastic scattering at HERA

This thesis is based on the analysis of charged current processes in positron–proton scattering at HERA. The data were taken in 1999 and 2000 at a centre–of–mass energy $\sqrt{s} = 320$ GeV and correspond to an integrated luminosity of $\mathcal{L} = 65{,}25$ pb^{-1}. The total (σ_{CC}^{tot}), single differential ($d\sigma/dQ^2$ and $d\sigma/dx$) and double differential ($d^2\sigma/dxdQ^2$) cross sections for charged current processes are measured in the range of four–momentum transfer squared, Q^2, greater than 200 GeV^2, and inelasticity y between 0,03 and 0,85. In the measurement the background caused by photoproduction is reduced by the use of neural networks. The hadronic energy scale is calibrated by using neutral current events. To increase the statistical precision of the measurement the cross sections are combined with previous ones, measured with e^+p data taken in 1994 to 1997 at a centre–of–mass energy $\sqrt{s} = 300$ GeV. The measured cross sections are compared to the Standard Model predictions. The measurement are found to be fully consistent with the theoretical prediction. In addition the measured cross section are compared to the results of the analysis of e^-p–data taken in 1998 and 1999. The helicity dependence of the double differential cross section and the influence of the different parton densities on the cross section are analysed. The comparison of the charged current single differential cross $d\sigma/dQ^2$ with the neutral current one, shows the unification of the weak and electromagnetic force at high Q^2.

Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von Wirkungsquerschnitten des geladenen Stroms in der Positron–Proton Streuung ($e^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + X$) bei HERA. Die zugrundeliegenden e^+p–Daten wurden mit dem H1–Detektor in den Jahren 1999 und 2000 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320$ GeV aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 65{,}25$ pb^{-1}. Im kinematischen Bereich $Q^2 > 200$ GeV^2 und $0{,}03 < y < 0{,}85$ werden σ_{CC}^{tot} , die in Q^2 und x einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dx$, sowie der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$ des geladenen Stroms gemessen. In der Messung werden zur Reduktion des Photoproduktionsuntergrundes neuronale Netzwerke eingesetzt. Die hadronische Energieskala des LAr–Kalorimeters wurde unter Verwendung von Ereignissen des neutralen Stroms kalibriert. Um die statistische Präzision der Messung zu erhöhen, werden die in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Resultaten der auf den mit dem H1–Detektor in den Jahren 1994–1997 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV aufgezeichneten e^+p–Daten beruhenden Analyse kombiniert. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden mit den theoretischen Vorhersagen des Standardmodells verglichen, wobei eine gute Übereinstimmung gefunden wird. Desweiteren werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Resultaten der auf den e^-p–Daten der Jahre 1998 und 1999 beruhenden Analyse verglichen. Die Abhängigkeit des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Helizitätsterm und von den einzelnen Beiträgen der Quark–Partondichteverteilungen des Protons wird untersucht. Im abschließenden Vergleich des in Q^2 einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms mit dem des neutralen Stroms, wird die elektroschwache Vereinigung bei großem Q^2 beobachtet.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Will man sich nicht mit der phänomenologischen Beschreibung des Verhaltens der Materie die uns umgibt und aus der wir bestehen zufrieden geben, wird es unumgänglich, ihre Struktur und die damit verbundenen internen Wechselwirkungen genau zu verstehen. Die Zerlegung eines komplexen Systems in seine Bestandteile und deren Analyse hat nicht nur in der Physik, sondern in vielen weiteren Disziplinen der Naturwissenschaften zu einem tieferen Verständnis der Welt geführt.

Eine große Bedeutung für die Analyse der Struktur der Materie haben Streuprozesse. Grundlage dafür ist die Tatsache, daß ein Teilchen auch als Welle beschrieben werden kann. Streut man zum Beispiel Elektronen an einem Doppelspalt, beobachtet man ein Interferenzmuster, das nur durch die Beschreibung der Elektronen als Wellen erklärt werden kann. Aufgrund der Struktur des Interferenzmusters ist es möglich auf die Struktur des Objektes an dem gestreut wurde, zurück zu schließen. So kann zum Beispiel durch eine Fourieranalyse des Interferenzmusters die Geometrie des Doppelspalts rekonstruiert werden. Quantitativ wird dieser Welle–Teilchen Dualismus durch die De Broglie–Beziehung $\lambda = h/p$ [1] beschrieben. Die De Broglie–Wellenlänge λ entspricht der maximalen Ortsauflösung, die mit Teilchen, die einen Impuls p besitzen, erreichbar ist.

Durch die Streuung von α-Teilchen an einer Goldfolie konnte Ernest Rutherford in den Jahren 1911–1913 die Existenz der Atomkerne nachweisen. 1956 zeigten die Experimente von Hofstadter et al., in denen Elektronen an Atomkernen gestreut wurden, daß es sich bei den Atomkernen um Objekte handelt, die eine innere Struktur besitzen. Die Bestandteile der Atomkerne, die Nukleonen, wurden in den 60er Jahren des vergangenen Jahrhunderts am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) durch Elektron–Nukleon Streuung näher analysiert. Es wurde gezeigt, daß die Nukleonen aus Partonen, die im Rahmen des naiven Quark–Parton Modells als Quarks (Gluonen) identifiziert wurden, bestehen.

Unter anderem um die Struktur des Protons weiter zu analysieren, wurde die Speicherringanlage HERA[2] errichtet. Dort werden Elektronen (Positronen) an Protonen bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 300$ und 320 GeV gestreut. Mit HERA wird eine um zwei Größenordnung höhere Auflösung des Protons (10^{-18} m) als bei bisherigen Lepton-Nukleon-Streuexperimenten an einem stationären Target (Fixed–Target–Experimente) erreicht.

[1] $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Js ist die Planck-Konstante
[2] Hadron–Elektron–Ring–Anlage

Zwei neue kinematische Bereiche sind durch HERA zugänglich geworden:

- der Bereich sehr kleiner Impulsanteile der Partonen $x_{Bj} \simeq 5 \cdot 10^{-6}$ bei Viererimpulsüberträgen $Q^2 > 1{,}5$ GeV^2. (In bisherigen Experimenten betrugen die kleinsten erreichbaren x–Werte $\simeq 10^{-2}$.)
- der Bereich sehr großer Viererimpulsüberträge $Q^2 \simeq 10^5$ GeV^2. (Vor HERA konnten nur Q^2–Werte von bis zu 500 GeV^2 erzielt werden.)

Erstmals ist die Messung der elektroschwachen Wechselwirkung in einem kinematischen Bereich möglich, in dem ein Einfluss der Massen der im Prozess des neutralen bzw. geladenen Stroms ausgetauschten Vektorbosonen Z^0 bzw. $W^\pm$ beobachtbar wird.

In dieser Arbeit wird die Wechselwirkung zwischen Positron und Proton bei großem Viererimpulsübertrag Q^2 analysiert, bei der zwischen einem Konstituenten des Protons und dem einlaufenden Lepton ein $W^\pm$–Boson ausgetauscht wird. Dieser Prozess wird als geladener Strom bezeichnet. Die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dxdQ^2$ des geladenen Stromes ermöglicht es, Informationen über die Struktur des Protons zu erhalten. So ist es möglich die Dichteverteilung der Valenzquarks im Proton bei großem x zu bestimmen.

Im ersten Kapitel wird eine Einführung in die Physik der tiefunelastischen Positron–Proton Streuung bei HERA und das Quark–Parton Modell gegeben, sowie die Größen der Ereigniskinematik definiert. Die theoretischen Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte des neutralen und des geladenen Stroms werden dargestellt und erläutert. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der notwendige Erweiterung des naiven Quark–Parton Modells im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) und einer Auflistung der verwendeten Monte Carlo Generatoren. Das zweite Kapitel gibt eine kompakte Einführung in die Funktionsweise von neuronalen Netzwerken, die in dieser Arbeit als Werkzeuge in der Ereignisselektion Verwendung finden. Das dritte Kapitel stellt HERA und den H1–Detektor vor, wobei die einzelnen für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten vorgestellt und ihre Funktionsweise erläutert werden. Im vierten Kapitel wird die Rekonstruktion der Ereigniskinematik und die Kalibration des LAr–Kalorimeters erläutert. Das fünfte Kapitel stellt die Ereignissignaturen dar und schildert die einzelnen Schritte in der Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms. Im sechsten Kapitel wird detailliert die Methode zur Bestimmung der Wirkungsauerschnitte dargestellt und die Ursachen der systematische Fehler diskutiert, ferner werden die Ergebnisse den theoretischen Vorhersagen und älteren Messungen von HERA und "Fixed Target" Experimenten gegenüber gestellt.

Kapitel 1

Physik der tiefunelastischen Positron–Proton–Streuung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Wirkungsquerschnitte von elektroschwachen Prozessen in der tiefunelastischen Positron–Proton–Streuung bei hohen Viererimpulsüberträgen Q^2. In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen die zum Verständnis dieser Prozesse benötigt werden, dargestellt. Nach der Definition der relevanten kinematischen Größen, werden die Wirkungsquerschnitte des neutralen und des geladenen Stroms erläutert. Da die Ereignisse des neutralen Stroms ein wichtiges Hilfsmittel zum Studium der Systematiken, Effizienzen und Kalibrationen bei der Messung des geladenen Stromes sind, werden diese im Folgenden näher besprochen.

1.1 Ereigniskinematik

In der tiefunelastische Lepton–Proton–Streuung ("Deep Inelastic Scattering", DIS) bleibt das Proton, im Gegensatz zur elastischen und diffraktiven Streuung, im Endzustand als Teilchen nicht erhalten. Ist das Quadrat des zwischen Lepton und Proton ausgetauschten Viererimpulses wesentlich größer als das Massequadrat des Protons, kann die tiefunelastische Streuung im Rahmen des Quark–Parton–Modells (QPM) beschrieben werden. In diesem Modell wird das Proton als ein System von quasi ungebundenen Partonen, den Quarks und Gluonen, aufgefasst. Das Lepton koppelt über den elektroschwachen Strom an eines der Partonen, die übrigen Partonen bleiben ungestört und bilden den Protonrest.

Bei der tiefunelastische Positron–Proton–Streuung unterscheidet man zwischen zwei fundamentalen Prozessen:

- dem Prozess ausgelöst durch den neutralen Strom ("Neutral Current", NC). Wobei zwischen dem einlaufenden Positron und einem Parton ein Photon γ oder ein Z^0–Eichboson ausgetauscht wird. Es findet kein Ladungstransfer zwischen dem Lepton– und Hadronvertex statt. Der Endzustand setzt sich aus dem gestreuten Positron und einem hadronische System X zusammen.

$$e^+ + p \rightarrow e^{+'} + X$$

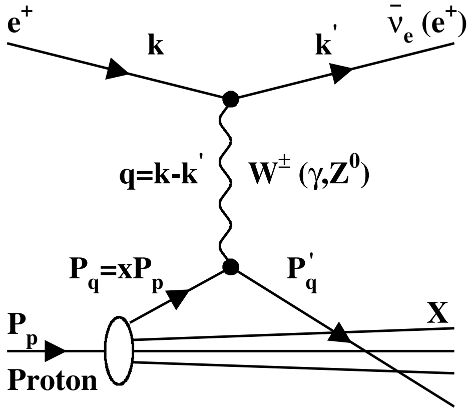


Abbildung 1.1: *Das Feynmandiagramm niedrigster Ordnung der tiefunelastischen Positron–Proton–Streuung im Quark–Parton–Modell. Die Viererimpulse des ein– und des auslaufenden Positrons sind mit k und k', der Viererimpuls des einlaufenden Protons mit P_p und die Vierervektoren des ein– und des auslaufenden Quarks mit P_q und P_q' bezeichnet. Der hadronische Endzustand setzt sich aus dem Protonrest und dem gestreuten Quark zusammen und wird mit X bezeichnet.*

- dem Prozess des geladenen Stroms ("Charged Current", CC). Wobei zwischen dem einlaufenden Positron und einem Parton ein elektrisch geladenes $W^{\pm}$–Eichboson ausgetauscht wird. Der leptonischen Ausgangskanal enthält ein Antineutrino , das zusammen mit dem hadronischen System X den Endzustand bildet.

$$e^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + X$$

In der Abbildung 1.1 ist das Feynmandiagramm der tiefunelastischen Positron–Proton–Streuung im QPM in niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ der Feinstrukturkonstanten α dargestellt. Die Vierervektoren des ein– und des auslaufenden Leptons werden mit k und k', der Viererimpuls des einlaufenden Protons mit P_p und der Vierervektor des hadronischen Endzustandes mit X bezeichnet. Dieser setzt sich aus mindestens einem vom gestreute Parton erzeugten Stromjet[1]und dem Protonrest zusammen. Der Viererimpuls des zwischen Positron und Proton ausgetauschten Bosons wird mit q bezeichnet. Die Kinematik des Streuprozesses kann durch die folgenden, lorentzinvarianten Größen vollständig beschrieben werden:

- Das zwischen Positron und Parton ausgetauschte Quadrat des Viererimpulsübertrags.

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \tag{1.1}$$

  Da aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie bei HERA Q^2 Werte in der Größenordnung der Masse der Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung erreichen kann $Q^2 \approx m_W^2 \approx m_Z^2$, wird ein kinematischer Bereich zugänglich, in dem die Stärke der elektromagnetischen und der schwachen Kraft von gleicher Größenordnung sind. Durch die Heisenbergsche Unschärferelation bestimmt Q^2 das Auflösungsvermögen der Substrukturen im Proton $\lambda \sim 1/Q$. Die höchsten bei HERA erreichbaren Q^2–Werte ermöglichen eine Auflösung von Strukturen im Proton mit bis zu 10^{-18} m.

- Die dimensionslosen Bjørken–Skalenvariablen y und x.

$$y \;=\; \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot k} = \frac{1 - cos\theta^*}{2} \tag{1.2}$$

[1]Eine Gruppe von Hadronen und Leptonen die sich im Rahmen einer begrenzten Raumwinkelverteilung in eine gemeinsame Richtung bewegen, wird als Jet bezeichnet.

$$x = \frac{Q^2}{2P_p \cdot q} \tag{1.3}$$

$$\tag{1.4}$$

Die Inelastizität y beschreibt den relativen Energieverlust des Positrons. Im Positron–Proton–Schwerpunktsystem bezeichnet θ^* den Winkel des gestreuten Positrons. Unter der Voraussetzung, daß das einlaufende Parton keinen Transversalimpuls besitzt, beschreibt x den vom Parton getragenen Anteil am Gesamtimpuls des Protons.

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie.

$$s = (k + P_p)^2 \tag{1.5}$$

Unter der Vernachlässigung der Massen von Proton und Positron ($m_p \ll E_p, m_e \ll E_e$) ist die Schwerpunktsenergie bei HERA durch cfolgende Relation gegeben:

$$\sqrt{s} = \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} = 318 \text{ GeV} \tag{1.6}$$

Die kinematischen Größen sind durch die Beziehung

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{1.7}$$

miteinander verknüpft. Da die Schwerpunktsenergie s konstant ist, wird die Ereigniskinematik durch zwei Variablen vollständig beschrieben. Üblicherweise werden dazu die Variablen x und Q^2 benutzt. Die Beziehung 1.7 definiert die sogenannte kinematische Ebene.

Die Abbildung 1.2 stellt in der Q^2–x–Ebene die den Experimenten H1 und ZEUS zugänglichen kinematischen Bereiche dar. Im Vergleich zu den bisherigen Fixed–Target–Experimenten konnte der zugängliche Bereich in Q^2 und x um zwei Größenordnungen erweitert werden.

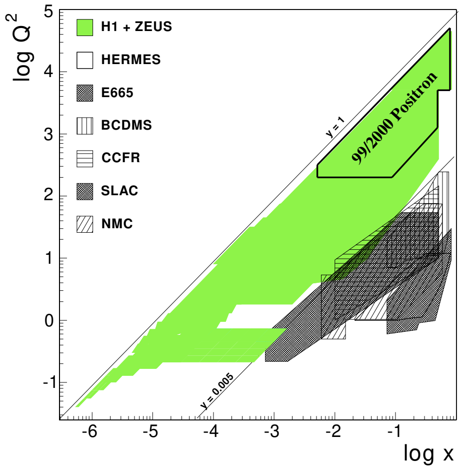


Abbildung 1.2: *Logarithmische Darstellung in den Variablen Q^2 und x der dem H1 und ZEUS Experimenten zugänglichen kinematischen Ebene (grau). Der in dieser Analyse untersuchte Bereich ist mit "99/2000 Positron" bezeichnet. Im Vergleich dazu sind die kinematischen Bereiche, die einer Auswahl von Fixed–Target–Experimenten zugänglich waren dargestellt (schwarz, schraffiert).*

1.2 Wirkungsquerschnitte

Das Matrixelement des neutralen Stroms beinhaltet die γ– und die Z^0–Kopplung der elektroschwachen Wechselwirkung. Der dem Quadrat des Matrixelements proportionale Wirkungsquerschnitt besteht somit aus den Beiträgen der einzelnen Bosonen γ, Z^0 und deren Interferenz γZ^0. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms in Bornscher Näherung für einlaufende Positronen (Elektronen), ist gegeben durch [1][2] :

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dxdQ^2}(e^{\pm}p) = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[Y_+\mathcal{F}_2(x,Q^2) \mp Y_- x\mathcal{F}_3(x,Q^2) - y^2\mathcal{F}_L(x,Q^2)]. \tag{1.8}$$

Hierin bezeichnet $\alpha = e^2/4\pi$ die Feinstrukturkonstante und $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ den von der Inelastizität abhängigen, aus der $(V-A)$–Kopplung der elektroschwachen Wechselwirkung resultierenden Helizitätsfaktor. $\mathcal{F}_2$, $x\mathcal{F}_3$ und $\mathcal{F}_L$ sind die generalisierten Strukturfunktionen. Die longitudinale Strukturfunktion $\mathcal{F}_L$ resultiert im Wesentlichen aus dem Beitrag der Gluonen am Streuprozess. Da sich im naiven QPM das Proton nur aus Quarks mit Spin 1/2 zusammensetzt und ein longitudinal polarisiertes Vektorboson an diese nicht koppeln kann, verschwindet $\mathcal{F}_L$. Es gilt die Callan–Cross Relation $\mathcal{F}_L(x,Q^2) = \mathcal{F}_2(x,Q^2) - 2x\mathcal{F}_1(x,Q^2) = 0$. Die generalisierten Strukturfunktionen können durch die fünf Strukturfunktionen F_2, G_2, H_2, xG_3 und xH_3, die unabhängig von der Ladung des einlaufenden Leptons sind, ausgedrückt werden. Dabei beschreibt (F_2) die reine γ–Kopplung, H_2 bzw. xH_3 die reine Z^0–Kopplung und G_2 bzw. xG_3 die γZ^0–Interferenz.

$$\mathcal{F}_2(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2e_e v_e \chi(Q^2) G_2(x,Q^2) + (v_e^2 + a_e^2)\chi^2(Q^2) H_2(x,Q^2) \tag{1.9}$$

$$x\mathcal{F}_3(x,Q^2) = -2e_e a_e \chi(Q^2) xG_3(x,Q^2) + 2v_e a_e \chi^2(Q^2) xH_3(x,Q^2) \tag{1.10}$$

$$\text{mit} \quad \chi = \frac{1}{4\sin^2\vartheta_W \cos^2\vartheta_W}\frac{Q^2}{(Q^2 + M_Z^2)} \tag{1.11}$$

ϑ_W bezeichnet den Weinbergwinkel und M_Z die Masse des Z^0–Bosons. Die Vektor und Axialvektorkopplungen des Z^0 an das Positron werden mit v_e und a_e bezeichnet. e_f bezeichnet die Ladung eines Fermions f in Einheiten der Elementarladung e. Die Strukturfunktionen F_2, G_2, H_2, xG_3 und xH_3 enthalten die Kopplungen des Photons und des Z^0 an die Quarks, sowie die Quark–Dichteverteilungen ("parton density functions", PDF) im Proton.

$$\begin{aligned}
F_2(x,Q^2) &= x\sum_q |e_q|^2[q(x,Q^2) + \bar{q}(x,Q^2)] \\
G_2(x,Q^2) &= x\sum_q (-e_q)v_q[q(x,Q^2) + \bar{q}(x,Q^2)] \\
H_2(x,Q^2) &= x\sum_q (v_q^2 + a_q^2)[q(x,Q^2) + \bar{q}(x,Q^2)] \\
xG_3(x,Q^2) &= x\sum_q (-e_q)a_q[q(x,Q^2) - \bar{q}(x,Q^2)] \\
xH_3(x,Q^2) &= x\sum_q 2v_q a_q[q(x,Q^2) - \bar{q}(x,Q^2)]
\end{aligned} \tag{1.12}$$

Die Summationen erstrecken sich über sämtliche Quarkflavours. Mit $q(x,Q^2)dxdQ^2$ wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, ein Quark des Flavours q mit einem relativen Impuls im Intervall $[x,\, x+dx]$ und bei einer Energieskala von $[Q^2,\, Q^2+dQ^2]$ im Proton zu finden. Die Vektor und Axialvektorkopplungen des Z^0–Bosons an die Fermionen sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}
v_f &= I_3^f - 2e_f \sin^2\vartheta_W \\
a_f &= I_3^f
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Hierin bezeichnet I_3^f die dritte Komponente des schwachen Isospins des Fermions f.

Im Unterschied zum neutralen Strom, der einen Prozess der elektroschwachen Wechselwirkung darstellt, handelt es sich beim geladenen Strom um einen reinen Prozess der schwachen Wechselwirkung. Das Matrixelement beinhaltet nur die durch den Austausch eines W–Bosons beschriebene Kopplung der Quarks und Leptonen. Die $(V-A)$–Struktur der schwachen Wechselwirkung lässt das W–Boson nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppeln. Dies führt in der e^+q und $e^-\bar{q}$ Streuung zusammen mit der Drehimpulserhaltung zu einer Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel θ^* die durch den Helizitätsfaktor $(1-y^2)$ beschrieben wird (vgl. Abbildung 1.3).

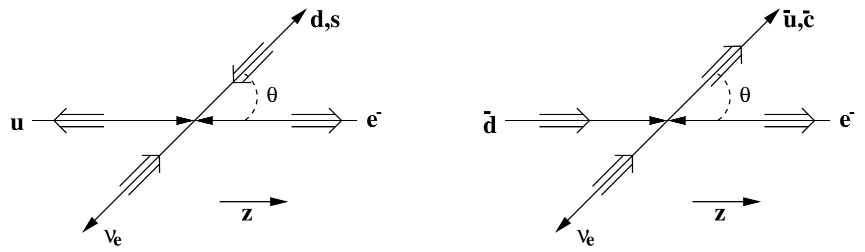


Abbildung 1.3: *Die Drehimpulsbilanz in den Reaktionen $e^-u \to \nu_e d$ und $e^-\bar{d} \to \nu_e\bar{u}$. In der Reaktion $e^-u \to \nu_e d$ hat die z–Komponente des Gesamtdrehimpulses vor und nach der Wechselwirkung den Wert $J_z = 0$. Im Prozess $e^-\bar{d} \to \nu_e\bar{u}$ hingegen ist im Eingangskanal $J_z = 1$, während die auslaufenden Teilchen einen Drehimpuls $J = 1$ in der durch den Winkel θ beschriebenen Richtung haben. Da die z–Komponente des Drehimpulses erhalten sein muss, ist der Streuwinkel $\theta = \pi$ streng verboten und die Wahrscheinlichkeit für andere Streuwinkel durch die Verteilung $\frac{1}{4}(1+cos(\theta))^2 = (1-y)^2$ gegeben.*

Im Partonmodell kann der doppelt differentielle CC–Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung direkt als Funktion der PDF im Proton angeben werden:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdQ^2}(e^-p) &= \frac{G_F^2 M_W^4}{2\pi}\left(\frac{1}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \sum_{i,j}\left[|V_{u_i,d_j}|^2 u_i(x,Q^2) + (1-y)^2|V_{u_j,d_i}|^2 \bar{d}_i(x,Q^2)\right] \\
\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdQ^2}(e^+p) &= \frac{G_F^2 M_W^4}{2\pi}\left(\frac{1}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \sum_{i,j}\left[|V_{u_i,d_j}|^2 \bar{u}_i(x,Q^2) + (1-y)^2|V_{u_j,d_i}|^2 d_i(x,Q^2)\right]
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Hierin bezeichnet $u_i(x,Q^2)$ die u, c und t Quark–Dichten und $d_i(x,Q^2)$ die d, s und b Quark–Dichten im Proton. Die Kopplung des W–Bosons an die Quarks wird durch die Elemente V_{u_i,d_j} der Cabibbo–Kobayashi–Maskawa–Matrix (CKM–Matrix) beschrieben. Der Beitrag der Quarks der dritten Generation zum Wirkungsquerschnitt ist aufgrund der großen Quarkmassen stark unterdrückt und kann in dem bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich vernachlässigt werden. Wählt man die diagonale Darstellung der CKM–Matrix, d.h. vernachlässigt man die Mischung der Quarks verschiedener Generationen untereinander, vereinfacht sich der doppelt differentielle CC–Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma^{CC}_{(e^-p)}}{dxdQ^2} &= \frac{G_F^2 M_W^4}{2\pi}\left(\frac{1}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \left[u(x,Q^2)+c(x,Q^2)+(1-y)^2\Big(\bar{d}(x,Q^2)+\bar{s}(x,Q^2)\Big)\right] \\
\frac{d^2\sigma^{CC}_{(e^+p)}}{dxdQ^2} &= \frac{G_F^2 M_W^4}{2\pi}\left(\frac{1}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \left[\bar{u}(x,Q^2)+\bar{c}(x,Q^2)+(1-y)^2\Big(d(x,Q^2)+s(x,Q^2)\Big)\right]
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Man erkennt, daß der CC–Wirkungsquerschnitt der e^-p–Streuung sensitiv auf die u–Valenzquark–Dichteverteilung, hingegen der Wirkungsquerschnitt der e^+p–Streuung sensitiv auf die Dichteverteilung der d–Valenzquarks im Proton ist. Die e^+–Streuung am d–Quark ist im Gegensatz zur e^-–Streuung am u–Quark um den Faktor $(1-y)^2$ unterdrückt.

Analog dem Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms, lässt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms durch drei Strukturfunktionen beschreiben:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdQ^2}(e^\pm p) = \frac{G_F^2 M_W^4}{2\pi x}\left(\frac{1}{Q^2+M_W^2}\right)^2 \phi^\pm_{CC} \tag{1.16}$$

mit

$$\phi^\pm_{CC} = Y_+ F_2^{CC\pm}(x,Q^2) \mp Y_- x F_3^{CC\pm}(x,Q^2) - y^2 F_L^{CC\pm}(x,Q^2) \tag{1.17}$$

Durch einen Vergleich der Gleichungen 1.17 und 1.15, unter Vernachlässigung der longitudinalen Strukturfunktion F_L^{CC}, die nur bei kleinem x aber nicht im Bereich der Valenzquarks einen Beitrag liefert, erhält man eine Darstellung von F_2^{CC} und xF_3^{CC} in Abhängigkeit von den Quark–Dichteverteilungen im Proton:

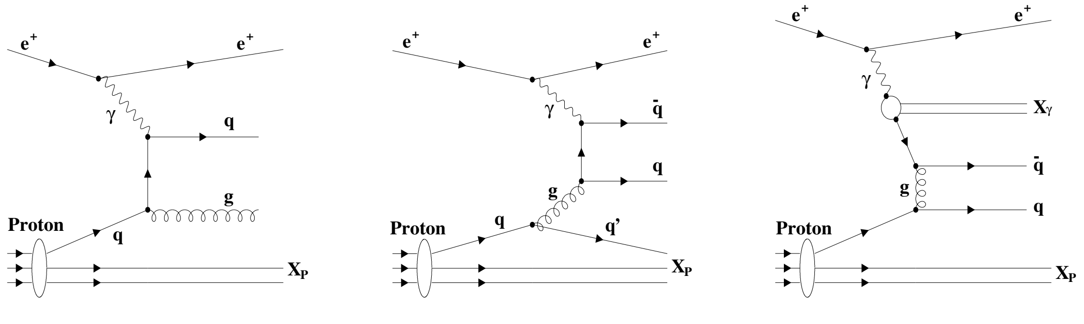
$$\begin{aligned}
F_2^{CC+} &= x\sum_i[d_i(x,Q^2)+\bar{u}_i(x,Q^2)] \quad , \quad & F_2^{CC-} &= x\sum_i[u_i(x,Q^2)+\bar{d}_i(x,Q^2)] \\
xF_3^{CC+} &= x\sum_i[d_i(x,Q^2)-\bar{u}_i(x,Q^2)] \quad , \quad & xF_3^{CC-} &= x\sum_i[u_i(x,Q^2)-\bar{d}_i(x,Q^2)]
\end{aligned} \tag{1.18}$$

1.3 Prozesse der Photoproduktion

Ereignisse der ep–Streuung in denen zwischen Positron und Proton ein quasireelles Photon γ ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) ausgetauscht wird, werden als Ereignisse der Photoproduktion bezeichnet. Das Positron wird in diesem Fall unter einem sehr kleinen Polarwinkel θ gestreut. Bei HERA wird die Grenze zwischen der DIS und der Photoproduktion aufgrund der Detektorakzeptanz bei einem Wert von $Q^2_{min} = 2$ GeV^2 gezogen. Photoproduktionsprozesse können in zwei Klassen eingeteilt werden:

1. **Direkte Prozesse**: in denen das Photon direkt mit einem Quark oder Gluon des Protons wechselwirkt. Beispiele für direkte Prozesse sind die Boson–Gluon–Fusion (Abb. 1.4(b)) und der QCD–Compton–Prozess (Abb. 1.4(a)). In der direkten Photoproduktion können die entstehenden Teilchenjets hohe Transversalimpulse aufweisen, da die gesamte Energie des Photons für die Wechselwirkung zur Verfügung steht.

2. **Aufgelöste Prozesse**: in denen das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert und das Parton des Protons an ein Parton des hadronischen Photon–Zustandes koppelt. In solchen Reaktionen tritt zusätzlich zu dem Protonrest der hadronische Rest des Photons im Endzustand auf. In der Abbildung 1.4(c) ist das Feynmandiagramm eines beispielhaften aufgelösten Prozesses dargestellt.



(a) *QCD–Compton Prozess* (b) *Boson–Gluon–Fusion* (c) *Aufgelöster Prozess*

Abbildung 1.4: *Beispiele von Feynmandiagrammen der Photoproduktion in führender Ordnung α_s.*

1.4 Quantenchromodynamik und Partondichten

Im naiven Quark–Parton Modell wird das Proton als ein System von nicht miteinander wechselwirkenden Partonen, die mit den Quarks identifiziert werden, aufgefasst. In diesem Bild kann der Wirkungsquerschnitt der Lepton–Proton Streuung als eine inkohärente Summe von elastischen Lepton–Parton Wirkungsquerschnitten dargestellt werden. Im Fall des neutralen Stroms stellt sich dies unter Nichtberücksichtigung des erst bei sehr großen Werten von Q^2 beitragenden Z^0–Austausches folgenderweise dar:

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \sum_f \int_0^1 d\xi q_f(\xi) e_f^2 \frac{\xi}{2} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi) \tag{1.19}$$

Die Summe erstreckt sich über sämtliche Quarks mit Flavour f und Ladung e_f im Proton. Die Wahrscheinlichkeit ein Quark mit dem Bruchteil ξ des Protonimpulses zu finden wird mit $q(\xi)$ bezeichnet. Im naiven QPM verschwindet die longitudinale Strukturfunktion F_L, da nur die Quarks (Spin 1/2) und nicht die Gluonen (Spin 1) im Modell berücksichtigt werden (F_L beschreibt die Kopplung longitudinal polarisierter Bosonen an Teilchen mit ganzzahligem Spin, eine Kopplung an Teilchen mit halbzahligem Spin ist nicht möglich). Das naive QPM sagt weiterhin voraus, daß die Partondichteverteilungen q_f und somit die Strukturfunktionen nur von der dimensionslosen Variable x abhängen und von Q^2 unabhängig sind. Dieses Verhalten wird als Skaleninvarianz ("Bjorken scaling") bezeichnet.

Im Widerspruch zu dieser Vorhersage erkennt man in der gemessenen Strukturfunktion F_2 des Protons (Abb. 1.5) die Verletzung der Skaleninvarianz. Die Strukturfunktion F_2 zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2. Im Rahmen des Quark–Parton

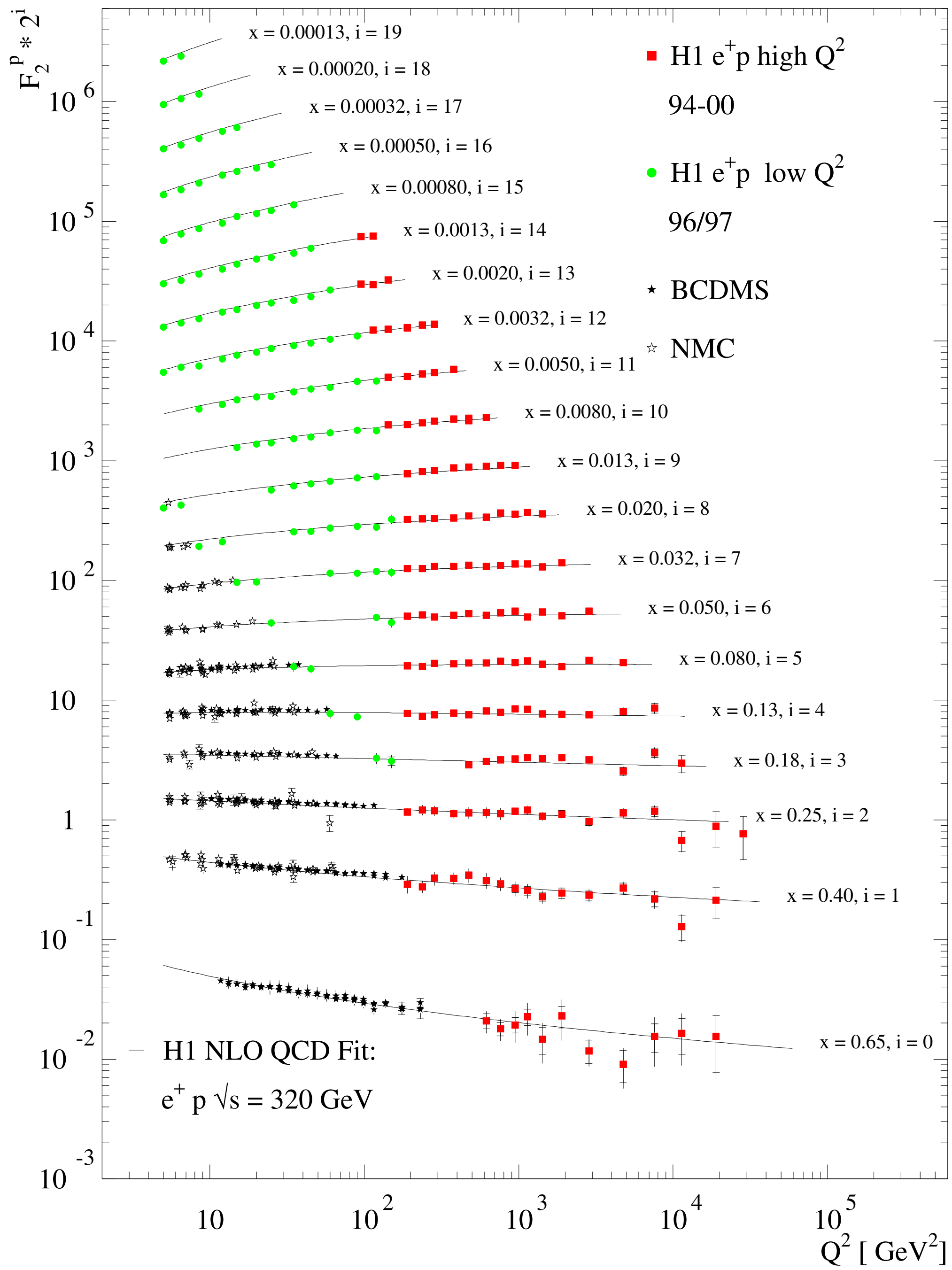


Abbildung 1.5: *Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ des Protons in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2 und für verschiedene Werte von x. Dargestellt sind die Resultate der auf den H1–e^+p–Daten der Jahre 1994 bis 2000 basierenden Messung von F_2 bei großem Q^2 (■) [3], die auf den H1–e^+p–Daten der Jahre 1996 und 1997 basierenden Messung bei kleinen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 < 150$ GeV^2) (•) [4] sowie die Ergebnisse der "fixed target"–Experimente BCDMS (★) [5] und NMC (offene Sterne) [6].*

Modells kann dieses Verhalten nur verstanden werden, falls die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks im Proton nicht länger vernachlässigt wird. Die starke Wechselwirkung wird durch die nichtabelsche Eichtheorie Quantenchromodynamik ("Quantum Chromodynamics", QCD) beschrieben. In ihr wird die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Gluonen beschrieben. Die zugehörige Lagrange-Dichte ist invariant unter einer lokalen $SU(3)$ Transformation, welche die drei Farbladungszustände der Quarks beschreibt. Die $SU(3)$–Invarianz erfordert die Existenz von Feldern, die an die Farbladungen koppeln, und den Farbladungszustand der Quarks ändern können. Die notwendigen acht Feldquanten werden als Gluonen bezeichnet. Da die Gluonen selbst eine Farbladung tragen, können sie mit einander wechselwirken. Diese Möglichkeit der Wechselwirkung zwischen den Feldquanten der starken Kraft hat ihre Ursache in der nichtabelschen Struktur der QCD.

In diesem durch die QCD erweiterten Modell vom Proton, kann die Skalenverletzung folgendermaßen erklärt werden: Die virtuellen Gluonen die zwischen den Quarks im Proton ausgetauscht werden, und diese aneinander binden, können in Quark–Antiquark Paare fluktuieren. Diese sogenannten See–Quarks besitzen sehr kleine Anteile am Impuls des Protons. Im Bereich $x < 0{,}1$ steigt die Wahrscheinlichkeit Partonen mit entsprechend kleinem Impulsbruchteil im Proton zu finden mit zunehmendem Q^2 (d.h. zunehmenden Auflösungsvermögen), die Strukturfunktion steigt daher mit zunehmenden Q^2 an. Im Bereich $x > 0{,}1$ nimmt die Wahrscheinlichkeit Partonen mit entsprechend großen Impulsbruchteilen zu finden mit zunehmenden Q^2 ab, F_2 fällt mit steigendem Q^2.

Eine weitere Konsequenz der nichtabelschen Natur der QCD ist die starke Q^2-Abhängigkeit der Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$, man bezeichnet diese auch als laufende Kopplungskonstante. Dieses Verhalten hat seine Ursache in zwei gegenläufigen Effekten. Virtuelle Quark–Antiquark–Paare sorgen wie bei der QED dafür, daß die effektive Farbladung bei großen Abständen geringer ist als bei kleinen Abständen, d.h. die Kopplungsstärke steigt mit steigendem Q^2 an. Die Emission von Gluonen bewirkt das Gegenteil: Die Quarks im Proton sind durch den gegenseitigen Austausch von virtuellen Gluonen aneinander gebunden. Streut man ein Teilchen, das eine Farbladung trägt, an einem gebundenen Quark und erreicht dabei eine Ortsauflösung, die es ermöglicht Strukturen aufzulösen, die klein sind im Vergleich zur Reichweite der virtuellen Gluonen (typischerweise ein Protondurchmesser) d.h. großes Q^2, beobachtet man im Mittel eine reduzierte effektive Farbladung des Quarks aufgrund der Emission der virtuellen Gluonen, die selbst eine Farbladung tragen. Dieser Effekt überwiegt der Farbladungsabschirmung und führt zu einer mit steigendem Q^2 abnehmenden Kopplungskonstanten, der sogenannten asymptotischen Freiheit:

$$\alpha_s(Q^2) \to 0 \qquad \text{für} \qquad Q^2 \to \infty$$

Quantisiert wird dieses Verhalten durch die Berechnung von virtuellen Korrekturen zum $gq\bar{q}$ Vertex, die im Wesentlichen den Wert von α_s bestimmen. Um die bei dieser Berechnung auftretenden Singularitäten zu regularisieren, muss eine Renormalisierungsskala μ_R^2 eingeführt werden. Die Einführung des Abschneideparameters μ_R, der die Dimension Impulsquadrat besitzt, ermöglicht die Berechnung der sonst divergenten, von $ln(Q^2)$ abhängigen, Integrale. Da eine physikalische Observable nicht von einer beliebig wählbaren Skala abhängen darf, führen die Renormierungsgruppengleichungen zu einer Beziehung zwischen der Beträge von α_s für verschiedene Werte der Skala μ_R^2. In der tiefunelastischen Streuung wird gewöhnlich Q^2 als Skala verwendet. Die laufende Kopplungskonstante kann dann ausgedrückt werden als

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \tag{1.20}$$

wobei N_f die Anzahl der Quarkflavours bezeichnet. Der Parameter Λ kann nicht im Rahmen der QCD berechnet werden, er bezeichnet die Skala oberhalb der die pertubative QCD angewandt werden kann. Durch Messungen wurde gezeigt, daß der Wert von Λ im Bereich zwischen 100 und 500 MeV liegt.

Obwohl die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung von der Energieskala abhängt, wird die Wechselwirkung der Partonen innerhalb des Protons weiterhin als inkohärent angenommen. Dies führt zum Faktorisierungstheorem: der Wirkungsquerschnitt der Lepton–Proton Streuung kann als eine Faltung zwischen der die Struktur des Protons beschreibenden universellen Partondichtefunktionen q_f und dem harten Streuprozess als punktförmiger Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}$, der die Wechselwirkung des Leptons mit den Quarks des Protons beschreibt, ausgedrückt werden:

$$\sigma(x,Q^2) = \sum_f \int_x^1 \frac{dz}{z} \cdot \tilde{\sigma}(z,\, Q^2,\, \mu_F^2) \cdot q_f(\frac{x}{z},\, Q^2,\, \mu_F^2) \tag{1.21}$$

Die Partondichteverteilungen q_f beschreiben den nichtpertubativen Anteil der Wechselwirkung und müssen experimentell bestimmt werden. Die Faktorisierungsskala μ_F^2 definiert die Grenze zwischen pertubativer und nichtpertubativer Physik. In der tiefunelastischen Streuung wird in der Regel die Wahl $\mu_F^2 = \mu_R^2 = Q^2$ getroffen. Das Faktorisierungstheorem besagt weiterhin, das die Strukturfunktionen des Protons als eine Faltung der Partondichtefunktionen mit dem harten Subprozess, der durch Koeffizientenfunktionen $C_{i,f}$ beschrieben wird, ausgedrückt werden können:

$$F_i(x,Q^2) = \sum_{n=1,2,\ldots} \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\right)^{n-1} \sum_{f=q,\bar{q},g} \int_x^1 \frac{dz}{z} C_{i,f}^{(n)}(z,Q^2) \cdot q_f(\frac{x}{z},Q^2) \tag{1.22}$$

Hierin bezeichnet n die Ordnung der Störungstheorie in der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$. Mit Ausnahme der niedrigsten Ordnung unterscheiden sich die Definitionen der Partondichte und Koeffizientenfunktionen in den gebräuchlichen Faktorisierungsschemen voneinander. In der Analyse der tiefunelastischen Streuung wird das DIS Schema verwendet. Innerhalb des DIS Schemas werden sämtliche Divergenzen und die Gluonbeiträge in den Partondichtefunktionen absorbiert, so daß die Koeffizientenfunktionen für höhere Ordnungen ($n > 1$) bei der Berechnung der reinen elektromagnetischen Strukturfunktion F_2 verschwinden.

In erster Ordnung α_s sind folgende Prozesse für die Wechselwirkung der Partonen verantwortlich: Die Gluon–Abstrahlung $q \to qg$ durch Quarks und Antiquarks, die Gluon–Paarproduktion $g \to gg$ und die Produktion von Quarkpaaren $g \to q\bar{q}$. Die beobachtete Skalenverletzung kann intuitiv durch diese Prozesse erklärt werden. Betrachte man z.B. bei einer bestimmten Skala Q_0^2 die Wechselwirkung zwischen einem Photon (bzw. ein Z^0 oder $W^\pm$–Boson) und einem Gluon, dann besitzt das Photon auf dieser Skala ein zu $1/\sqrt{Q_0^2}$ proportionales Auflösungvermögen, und es findet keine Wechselwirkung statt. Auf einer höheren Skala $Q^2 \gg Q_0^2$ kann das Photon wesentlich kleinere Strukturen auflösen. Es besteht jetzt die Wahrscheinlichkeit, daß es mit einem der Quarks aus dem Quark–Antiquark

Paar, in die das Gluon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit fluktuiert, wechselwirkt. Die Partondichteverteilungen und somit die Strukturfunktionen des Protons sind daher von Q^2 abhängig.

Die Entwicklung der Quark und Gluon–Dichteverteilungen im Proton als Funktion von Q^2 werden durch die DGLAP[2] Gleichungen bestimmt[7]:

$$\frac{dq_f(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\left[q_f(z,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \quad (1.23)$$

$$\frac{dg_f(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z}\left[\sum_f q_f(z,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{z}\right) + g(z,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{z}\right)\right] \quad (1.24)$$

Diese Gleichungen beruhen auf der Tatsache, daß $\alpha_s(Q^2)$ für große Q^2 klein wird und dadurch die Störungstheorie angewendet werden kann um die Änderung von q_f mit zunehmendem Q^2 zu berechnen. Die Gleichung 1.23 drückt aus, daß ein Quark mit dem Impulsbruchteil x aus einem Quark mit dem größeren Impulsbruchteil z, das ein Gluon abgestrahlt hat, entstanden sein kann. Ausserdem kann ein Quark mit dem Impulsbruchteil x aus der Fluktuation eines Gluons mit dem Impulsbruchteil z in eine Quark–Antiquark Paar entstanden sein. Entsprechend beschreibt die Gleichung 1.24 die Änderung der Gluondichte aufgrund der Abstrahlung von Gluonen durch Quarks und Gluonen. Die Funktionen $P_{a,b}$ werden als Splitting–Funktionen bezeichnet und sind im Rahmen der pertubativen QCD berechenbar [8].

Die DGLAP Gleichungen beschreiben die Entwicklung der Partondichteverteilungen mit dem Viererimpulsübertrag Q^2. Sind die Partondichteverteilungen für einen bestimmten Q^2–Wert (Q_0^2) bekannt, so können sie mit Hilfe der DGLAP Gleichungen für größere Q^2–Werte vorausgesagt werden. Dabei muß Q_0^2 so gewählt sein, daß eine störungstheoretische Rechnung möglich ist. Da die DGLAP–Gleichungen die x–Abhängigkeit der Partondichten nicht vorhersagt, wird diese bei einer Skala Q_0^2 parametrisiert . Um die freien Parameter zu bestimmen, wird eine Anpassung an eine Reihe von Messungen der Strukturfunktion des Protons vorgenommen. In die Anpassung gehen unter anderem die Messungen von F_2^{ep}, $F_{2,charm}^{ep}$, der Jet–Produktion und der J/ψ–Produktion bei HERA, die Daten einer Reihe von “fixed target” Experimenten ($F_2^{\nu N}$,$xF_2^{\nu N}$, $F_2^{\mu P}$, $F_2^{\mu D}$), die Messungen zur inklusiven Jet–Produktion am Tevatron und die Analyse des Drell–Yan Prozesses in Hadron–Hadron Kollisionen ein.

Eine der Gruppen die solche globalen Anpassungen durchführen ist die MRST[3] Kollaboration [9]. Bei einem Startwert von $Q_0^2 = 1$ GeV^2 werden die Partondichteverteilungen im Proton durch folgende Funktionen mit den Parametern η_i, ϵ_i, γ_i, λ_i und δ_i parametrisiert:

$$xu_v = A_u x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1+\epsilon_u\sqrt{x}+\gamma_u x) \quad (1.25)$$

$$xd_v = A_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1+\epsilon_d\sqrt{x}+\gamma_d x) \quad (1.26)$$

$$xS = A_S x^{-\lambda_S}(1-x)^{\eta_S}(1+\epsilon_S\sqrt{x}+\gamma_S x) \quad (1.27)$$

$$xg = A_g x^{-\lambda_g}(1-x)^{\eta_g}(1+\epsilon_g\sqrt{x}+\gamma_g x) \quad (1.28)$$

$$x(\bar{d}-\bar{u}) = A_\Delta x^{\eta_\Delta}(1-x)^{\eta_S+2}(1+\gamma_\Delta x+\delta_\Delta x^2) \quad (1.29)$$

[2]**D**okshitzer, **G**ribov, **L**ipatov, **A**ltarelli, **P**arisi
[3]**M**artin, **R**oberts, **S**tirling, **T**horn

Dabei bezeichen u_v und d_v die Dichteverteilung der Valenzquark und S die der Seequarks. Die Gluonendichteverteilung wird mit g bezeichnet. Einige der freien Parameter werden durch die Gottfried Summen Regel und durch die Valenzquark Summen Regel eingeschränkt ($\int(q_u - q_{\bar{u}})dx = 2, \quad \int(q_d - q_{\bar{d}})dx = 1, \quad \sum_i \int(x \cdot f_i)dx = 1$).

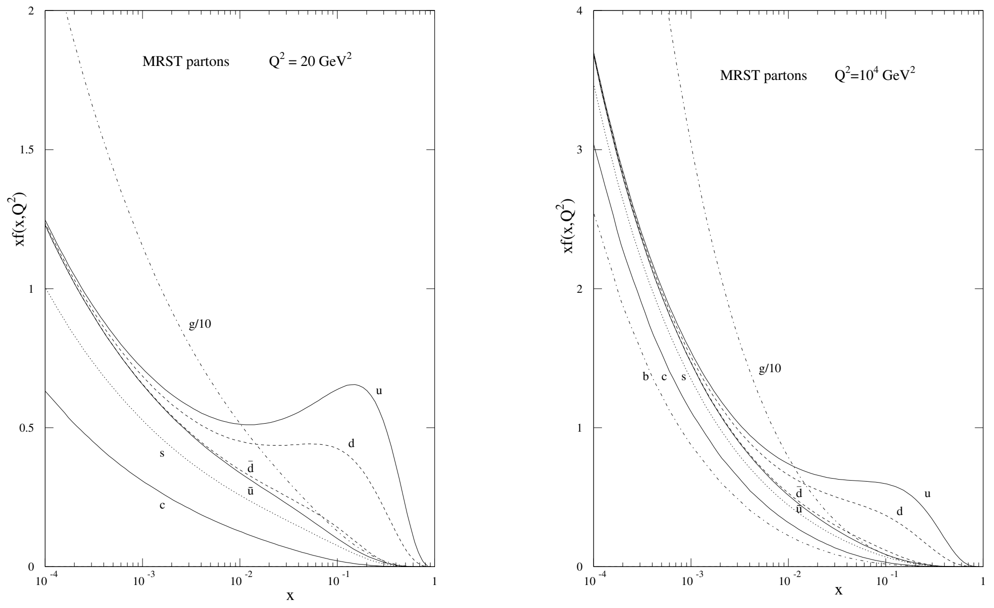


Abbildung 1.6: *Eine Darstellung der MRST Partondichteverteilungen* $xf(x,Q^2)$ *als Funktion von* x*, für (links)* $Q^2 = 20$ *GeV*^{2} *und (rechts)* $Q^2 = 10^4$ *GeV*^{2}*. Die Kurve der Gluondichteverteilung ist mit dem Faktor* $1/10$ *gewichtet.*

Die Abbildung 1.6 zeigt die MRST Partondichteverteilungen als Funktion von x für $Q^2 = 20$ GeV^2 und $Q^2 = 10^4$ GeV^2. Die logarithmische Q^2–Abhängigkeit der DGLAP Entwicklungsgleichungen erklärt die nur geringe Abhängigkeit der Partondichten von Q^2. Bei einem Impulsbruchteil von $x = 0{,}5$ dominiert die u_v–Quarkdichte, sie liegt um einem Faktor drei über der d_v–Quarkdichte und dominiert daher den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei großem x. Die Werte der Seequarkdichten liegen in diesem x–Bereich um eine Größenordnung unter denen der Valenzquarkdichten und sind mit den Werten der Gluondichte vergleichbar.

Die von der MRST und anderen Gruppen ermittelten Partondichteverteilungen beinhalten keine Angaben über die Fehler und erlauben es daher nicht, die Fehler der prognostizierten Wirkungsquerschnitte vorherzusagen. Diese Informationen werden aber unbedingt benötigt, um eventuelle Abweichungen der Daten von den Vorhersagen des Standardmodells bewerten zu können. Es wird daher eine sogenannte “Next to leading Order QCD Anpassung” (NLO QCD Fit)[4] [10] auf der Basis der HERA Daten von 1994–1997 und “fixed target” Daten vorgenommen, um die Partondichteverteilungen mit den zugehörigen

[4]Mit dem Ausdruck Fit wird die Anpassung einer, die theoretischen Vorhersagen wiedergebenden, Funktion an Daten bezeichnet. Dabei werden bestimmte Parameter dieser Funktion typischerweise mit der Methode der kleinsten Quadrate optimiert. (im NLO QCD Fit sind dies die Parameter der Partondichtefunktionen Gl. 1.29)

Fehlern zu extrahieren. Die Anpassung berücksichtigt die statistischen und systematischen Fehler der Daten sowie sämtliche Korrelationen. Die Daten, die in die NLO QCD Anpassung eingehen, sind in erster Linie die Messungen der Protonstrukturfunktion F_2^p von ZEUS [11] und H1 [12]. Um den Verlauf der Anpassung im Bereich großer Werte von x einzuschränken, werden zusätzlich die durch die "Fixed Target"–Experimente NMC [6] und BCDMS [5] erfolgten Messungen der Proton und Deuteron–Strukturfunktionen F_2^p und F_2^d verwendet. Die Lösung der DGLAP Gleichungen wird mit dem QCDNUM [13] Programm durchgeführt. Im Abschnitt 7 werden die Resultate der NLO QCD Anpassung den in dieser Analyse gewonnenen Ergebnissen gegenübergestellt.

1.5 Monte–Carlo–Simulationen

Um die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, müssen die Akzeptanz, Effizienz und Auflösungseffekte des Detektors berücksichtigt werden. Die nötigen Korrekturen werden unter der zu Hilfenahme von sogenannten Monte–Carlo–Generatoren (MC) bestimmt. Mit diesen wird, auf dem ausgewählten theoretischen Modell basierend, eine große Anzahl von Ereignissen generiert.

Da kein geschlossenes Modell existiert, welches es erlaubt, direkt von den physikalischen Prozessen auf Partonebene auf die in der Natur beobachtbaren Hadronen und Leptonen zu schließen, wird die Ereignisgenerierung in drei Phasen unterteilt. In der ersten Phase wird, basierend auf bekannten Parton–Dichte–Verteilungen und dem theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitt in Bornscher Näherung, der elementare Streuprozess simuliert. In einem zweiten Schritt werden QED und QCD–Strahlungskorrekturen höherer Ordnung berücksichtigt. Zur Beschreibung der QCD–Korrekturen stehen zwei unterschiedliche Modelle, das Parton–Schauer–Modell [14] und das Farb–Dipol–Modell [15] zur Verfügung. In der letzten Phase wird die Hadronisierung der Partonen innerhalb eines phänomenologisches Modells simuliert. Die am häufigsten verwendeten Modelle sind das Lund–String–Modell [16] und das Cluster–Fragmentierungs–Modell [17].

Mit der auf dem Programm GEANT [18] basierenden H1–Detektorsimulation H1SIM [19] werden die Wechselwirkungen der generierten Hadronen und Leptonen mit der Detektormaterie simuliert und die resultierenden elektronischen Signale in den einzelnen Detektorkomponenten berechnet. Die Parameter dieses Programms wurden in Teststrahlmessungen [20][21] bestimmt und während der Datennahme weiter optimiert. Die auf diese Weise simulierten Ereignisse werden analog den tatsächlichen Daten mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC [19] rekonstruiert. Die erzeugten MC–Ereignisse enthalten die generierten ("wahren") und die rekonstruierten kinematischen Variablen und erlauben dadurch die Bestimmung der Detektorauflösung und Akzeptanz. Diese werden als Basis für eine statistische Entfaltung der Daten verwandt.

Um eine korrekte Entfaltung der Daten zu ermöglichen (siehe Abschnitt 6.2), muß sichergestellt werden, daß die Simulation die Daten hinreichend genau beschreibt. Zu diesem Zweck werden die Effizienzen sämtlicher Selektionskriterien sowie die Kalibration und Auflösung des Detektors direkt aus den Daten bestimmt und mit der Simulation verglichen. Werden Abweichungen zwischen Daten und Simulation beobachtet, wird die Simulation entsprechend modifiziert. Die Untergrundbeiträge im Datensatz werden mit einer entsprechenden MC–Simulation modelliert.

Ereignisse der tiefunelastischen Positron–Proton–Streuung wurden in dieser Analyse mit den Programmpaketen DJANGOH 1.2 [22] und DJANGO 6.2 [23] generiert. Der elementare Streuprozess in Bornscher Näherung wird unter Verwendung der MRSH [24] Parametrisierung der Partondichteverteilungen simuliert. Radiative QED–Korrekturen des leptonischen Anteils des Wirkungsquerschnittes werden bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ berücksichtigt. QCD–Korrekturen werden mit dem im Programm ARIADNE [25] verwendeten Parton–Schauer–Modell beschrieben. Mit dem Programm JETSET [26] wird die Fragmentierung der Partonen modelliert.

Folgende MC–Datensätze wurden generiert:

- **CC:** Ein Datensatz mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 2{,}6\ \mathrm{fb}^{-1}$ für Viererimpulsüberträge von $Q^2 > 100\ \mathrm{GeV}^2$ und ein Datensatz mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 144\ \mathrm{fb}^{-1}$ für Viererimpulsüberträge von $Q^2 > 10000\ \mathrm{GeV}^2$. Der statistische Fehler der MC–Vorhersage ist in allen x und Q^2–Bereichen kleiner als der statistische Fehler der Daten. Der Datensatz bei hohem Q^2 wurde generiert, um ein Studium der radiativen Korrekturen in diesem Q^2–Bereich mit einer ausreichenden Statistik zu ermöglichen.

- **Photoproduktion:** Ereignisse der Photoproduktion wurden mit dem Ereignisgenerator PYTHIA 5.7 [27] unter Verwendung der GRVLO [28] Partondichteverteilungen des Protons sowie des Photons generiert. Es wurde jeweils ein Datensatz für aufgelöste Prozesse ($\mathcal{L} = 97\ \mathrm{pb}^{-1}$), für direkte Prozesse ($\mathcal{L} = 554\ \mathrm{pb}^{-1}$) und ein Datensatz für den Prozess der promten Photonproduktion [29] ($\mathcal{L} = 1{,}4\ \mathrm{fb}^{-1}$) erzeugt.

- **NC:** Mehrere Datensätze für verschiedene Bereiche des Viererimpulsübertrags ($Q^2 < 60; > 60;\ > 100;\ > 1000;\ > 10000\ \mathrm{GeV}^2$) mit jeweils wesentlich größeren integrierten Luminositäten als die des analysierten Datensatzes.

- **Produktion reeller W und Z^0 Bosonen:** Ein Datensatz mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 100\ \mathrm{fb}^{-1}$ wurde mit dem Ereignisgenerator EPEVEC [30] generiert.

Kapitel 2

Neuronale Netzwerke

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in den Aufbau und die Funktionsweise von künstlichen neuronalen Netzwerken (NN). In dieser Analyse werden neuronale Netzwerke verwendet, um in der Ereignisselektion den Photoproduktionsuntergrund zu minimieren und gleichzeitig eine hohe Selektionseffizienz für Ereignisse des geladenen Stromes zu gewährleisten. Im Gegensatz zu eindimensionalen Selektionskriterien repräsentiert ein neuronales Netz ein System von mehrdimensionalen Schnitten, die in einem Trainigsprozess mit MC–Ereignissen, so eingestellt werden können, daß die gewünschten Vorgaben erfüllt werden.

2.1 Einführung

Das menschliche Gehirn stellt die komplexeste uns bekannte Struktur dar: Es besteht aus ca. einer Billion Zellen, wovon 100 Milliarden Nervenzellen (Neuronen) sind. Die in Netzwerken verknüpften Neuronen ermöglichen dem Menschen, eine koordinierte Motorik, Intelligenz, Sprache, Kreativität, Gefühle, Gedächtnis und Bewusstsein (um nur einige Stichworte zu nennen) zu entwickeln.

Ein Neuron (vgl. Abbildung 2.1) nimmt über seine zahlreichen Dendriten, baumartig verästelte Strukturen, Signale von anderen Neuronen auf. Über sein Axon, eine lange dünne Nervenfaser, die sich gleichfalls in Tausende von Zweigen verästelt, leitet es eigene Signale in Form elektrischer Potentiale weiter. Diese können ihrerseits die nachgeschalteten Neuronen über deren Dendriten erregen oder hemmen. Sind die erregenden Einflüsse auf ein Neuron im Verhältnis zu den hemmenden ausreichend groß, schickt es selbst einen elektrischen Impuls durch sein Axon ab. Wie stark sich ein Impuls in einem Neuron auf das nachgeschaltete auswirkt, hängt von der Effizienz der Übergangsstelle, der Synapse, ab. Indem sich diese synaptischen Übertragunsfaktoren verändern und neue Verknüpfungen gebildet werden, findet Lernen statt.

Künstliche neuronale Netze sind mathematische Systeme zur stark vereinfachten Nachbildung des menschlichen Gehirns. Sie bestehen aus untereinander verbundenen Einheiten, wobei jede einem natürlichen Neuron entspricht. In Analogie zu einem gewöhnlichem Netz spricht man von Knoten. Jeder Verbindung zwischen zwei Knoten ist eine Zahl, ein soge-

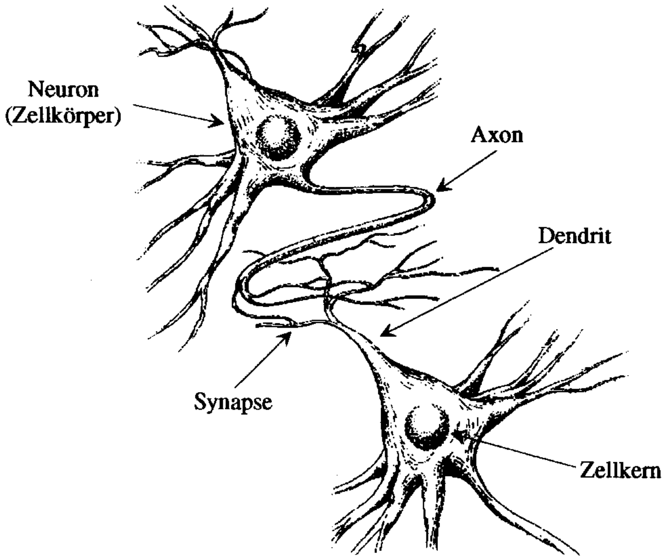


Abbildung 2.1: *Skizze zweier biologischer Neuronen.*

nanntes Gewicht, zugeordnet, die der synaptischen Effizienz entspricht. Künstliche Netze können allerdings bislang ein typisches Verknüpfungsmuster von Dendriten und Axonen weder in der Anzahl noch in der Komplexität der Verschaltungen nachbilden. Zudem gibt ein künstliches Neuron nicht wie das reale eine Folge von Impulsen aus, sondern eine Zahl, die seiner Aktivität (der Anzahl der Impulse pro Zeiteinheit) entspricht.

Neuronale Netze haben sich u.a. bei Problemen der Mustererkennung, Funktionsanpassung, Robotik und Spracherkennung bewährt [31]. In der vorliegenden Arbeit werden neuronale Netzwerke verwendet, um in einem von den kinematischen Variablen aufgespannten, mehrdimensionalen Ereignisraum Muster zu erkennen, die einzelnen Ereignisklassen bei der e^+p–Streuung (Photoproduktion, geladene Ströme usw.) zugeordnet werden können. Dieses Vermögen der Mustererkennung wird vom Netz durch eine Konditionierung mit bekannten Mustern "erlernt". Dabei wird nach der Eingabe der Trainingsmuster aus dem Vergleich der Ausgabe des Netzes mit den vorgegebenen Zielausgaben ein Fehler bestimmt. Dieser wird verwendet, um das Netz zu modifizieren und dadurch den Fehler zu minimieren. Dieser Vorgang wird als "error-back-propagating" bezeichnet, und das Netz als "Back-Propagation Netzwerk".
In der Hochenergiephysik werden neuronale Netze ferner zur Klassifizierung von Teilchen, bei der Rekonstruktion von Spuren in Drift- und Proportionalkammern, zur Rekonstruktion von invarianten Massen und als Ereignistrigger eingesetzt. So wurden z.B. am FNAL [1] neuronale Netzwerke eingesetzt, um das Top-Quark nachzuweisen [32].
Bei H1 werden neuronale Netze in der Ereignisselektion [33], in der Energierekonstruktion [34] und in der L2 Triggerstufe [35] angewendet.

[1]Fermi National Accelerator Laboratory

2.2 Identifikation von Ereignissen mit neuronalen Netzen

In dieser Analyse werden Neuronale Netzwerke eingesetzt, um die Untergrundereignisse der Photoproduktion von den Ereignissen des geladenen Stroms zu separieren.

Um die gesuchten Ereignisse vom Untergrund zu unterscheiden, werden in Analysen der Teilchenphysik die kinematischen und andere charakteristische Größen auf bestimmte Wertebereiche eingeschränkt (Schnitte).

Jedes Ereignis kann durch einen Punkt in dem, von den verfügbaren n Variablen aufgespannten n-dimensionalen Ereignisraum, beschrieben werden. Alle Ereignisse einer Klasse können einem bestimmten Bereich dieses Ereignisraumes zugeordnet werden. Sind die Bereiche zweier Ereignisklassen separabel, so können sie durch eine Beschränkung des Ereignisraum vollständig voneinander getrennt werden. Durch die Beschränkung einzelner Variablen ist eine vollständige Trennung der Klassen nicht möglich. Zur Verdeutlichung betrachte man Abbildung 2.2.

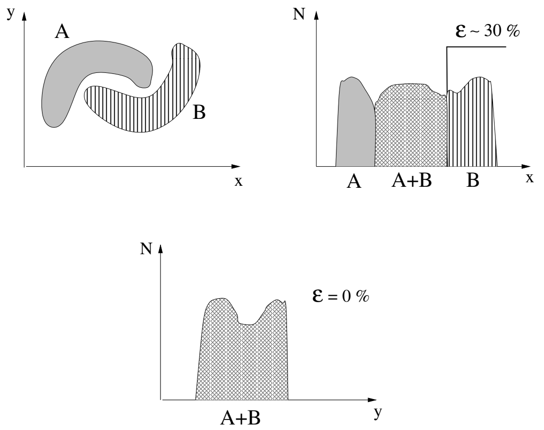


Abbildung 2.2: *Die Bereiche der beiden Klassen A und B sind in den von den Variablen x und y aufgespannten zwei-dimensionalen Raum separabel. Durch eine eindimensionale Beschränkung der Variablen x bzw. y ist keine vollständige Trennung der Klassen möglich.*

Der n-dimensionale Ereignisraum wird hier durch zwei Dimensionen symbolisiert. Im zweidimensionalen Raum ist es möglich, die beiden Bereiche der Ereignisklassen A und B durch eine nichtlineare Kurve zu trennen (Mit einer einfachen Geraden ist dies nicht möglich). Betrachtet man die Projektion auf die x-Achse, so erkennt man, daß die beiden Bereiche durch eine Beschränkung der Größe x nur mit einer geringer Effizienz ε getrennt werden können. Es ensteht eine Überlappung der Ereignisklassen, welche die vollständige Trennung der Bereiche verhindert. Bei die Projektion auf die y-Achse ensteht eine vollständige Überlappung, so daß keine Trennung erzielt werden kann.

Durch ein neuronales Netz wird eine Methode zur vollständigen Trennung der Ereignisklassen genau dann zur Verfügung gestellt, wenn die notwendigen Eingabevariablen identifiziert werden können. Jedes Neuron eines neuronalen Netzes trennt den n-dimensionalen Raum der Eingabevektoren durch eine zum Gewichtsvektor senkrecht stehende $(n-1)$-dimensionale Hyperebene. Ein neuronales Netz erzeugt im Trainingsprozess ein System von nichtlinearen Hyperebenen, welches die beiden Ereignisklassen trennt.

2.3 Das Modellneuron

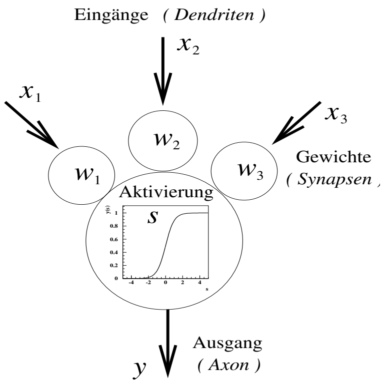


Abbildung 2.3: *Modell eines Neurons*

Das Grundmodell eines Neurons (siehe Abbildung 2.3) kann als eine Art Summationselement mit einem vorgegebenen Schwellenwert am Ausgang betrachtet werden. Die Verbindungen (Synapsen) eines Neurons nehmen eine Aktivierung x_i mit einer bestimmten Stärke w_i (Gewicht) von anderen Neuronen auf, und summieren diese. Wenn die Summe der gewichteten Aktivierungen den Schwellenwert θ überschreitet, entsteht am Ausgang (Axon) des Neurons ein Signal y.

Fasst man die Eingabeaktivitäten $x_1,...,x_n$ zum Eingabevektor $\mathbf{x} = (x_1,...,x_n)$ und die Gewichte $w_1,...,w_n$ zum Gewichtsvektor $\mathbf{w} = (w_1,...,w_n)$ zusammen, so lässt sich die resultierende Aktivität s als Summe der gewichteten Eingaben und damit formal als Skalarprodukt beider Vektoren schreiben:

$$s(\mathbf{w},\mathbf{x}) = \sum_j w_j x_j = \mathbf{w} \cdot \mathbf{x} \tag{2.1}$$

Die Aktivität muß erst eine Schwelle θ überschreiten, bevor sie am Ausgang ein Signal erzeugt. Dies lässt sich durch die Minderung der Aktivität um den Schwellenwert darstellen:

$$s(\mathbf{w},\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^{n} w_j x_j - \theta = \sum_{j=0}^{n} w_j x_j \tag{2.2}$$

mit $\theta = -w_0 x_0$.

Um den Wert y am Neuronausgang auf ein bestimmtes Intervall zu beschränken (z.B. [0,1]), wird der Ausgabewert y aus der internen Aktivität s des Neurons, mit einer Ausgabefunktion f, welche den Wertebereich [0,1] besitzt berechnet ($y = f(s)$). Die gesamte Reaktion des formalen Neurons kann durch eine Funktion,der Transferfunktion $y = F(\mathbf{x},\mathbf{w},s,f)$, dargestellt werden.

2.4 Neuronale Netzwerke

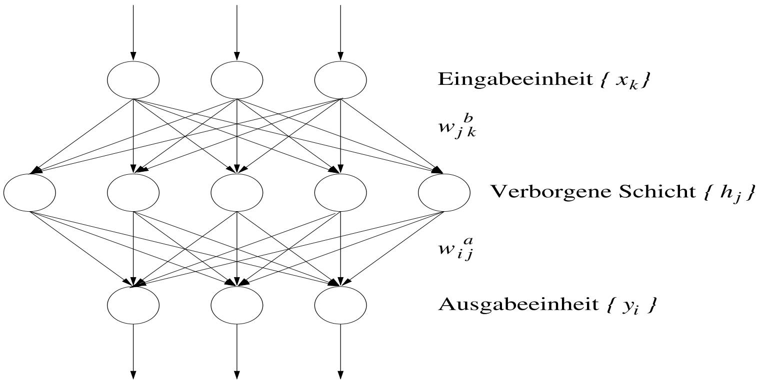


Abbildung 2.4: *Prinzip eines Feed-Forward Netzwerkes mit einer verborgenen Ebene. Die Richtung des Informationstransports ist durch die Pfeile angedeutet.*

Die Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau eines typischen Netzwerks in einer Architektur, bei welcher die einzelnen Neuronen in verschiedenen Ebenen angeordnet sind. Zwischen der Ein- und der Ausgabeebene befindet sich mindestens eine Ebene mit Neuronen, deren Ausgänge nicht beobachtet werden können. Diese Ebene wird daher als verborgene Ebene bezeichnet. Die Informationen werden von den einzelnen Knoten einer Ebene zu den Knoten der folgenden Ebene mit bestimmten Gewichten w_{ij},w_{jk} weitergegeben. Die Weitergabe von Signalen erfolgt dabei in nur einer Richtung: Von den Eingabeeinheiten zu den Knoten der verborgenen Ebene und weiter zu den Ausgabeeinheiten. Man nennt ein solches Netz ein "feed–forward" Netz.

Das Verhalten eines solchen Netzes wird durch eine Ausgabefunktion f beschrieben. Diese muß so gewählt werden, daß sie ein nichtlineares Verhalten des Netzes ermöglicht (vgl. Abschnitt 2.2). Durch die Ausgabefunktion werden die mit dem Netzwerk realisierbaren Formen der mehrdimensionalen Schnitte bestimmt. Eine Stufenfunktion würde nur lineare Schnitte zulassen, eine hyperbolische Funktion z.B. ermöglicht hingegen gekrümmte Schnitte. Um das im Folgenden beschriebene Lernen des Netzes mit einer Gradientenmethode zu ermöglichen, muss die Ausgabefunktion differenzierbar sein. Eine gebräuchliche Wahl der Ausgabefunktion f ist:

$$f(s) = \frac{1}{2}[1 + \tanh(\frac{s}{T})] \tag{2.3}$$

mit Werten im Bereich [0,1]. T ist ein Parameter, der die Steigung der Ausgabefunktion am Ursprung beschreibt. Man bezeichnet T, in terminologischer Analogie zur Debey Temperatur, als die Temperatur des Netzes. Der Parameter T bestimmt im Wesentlichen die möglichen Krümmungen der, durch das Netzwerk realisierten, mehrdimensionalen Schnitte. In Abbildung 2.5 ist die Ausgabefunktion für verschiedene Werte der Temperatur abgebildet. Es entstehen, bei Temperaturen $T > 0$ an den Ausgängen der einzelnen Knoten Werte zwischen Null und Eins.

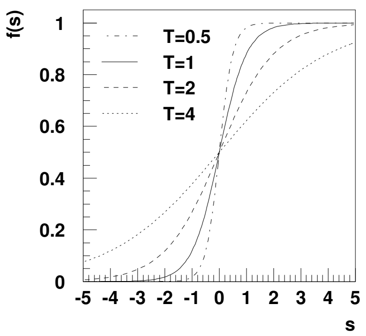


Abbildung 2.5: *Die Ausgabefunktion als Funktion der Aktivierung s, bei vier verschiedenen Werten der Temperatur. Für $T \to 0$ nähert sie sich der Heavyside–Funktion an.*

Der Ausgabewert y_i des i-ten Knotens der Ausgabeschicht wird aus den Ausgabewerten der Knoten der vorhergehenden Schichten und den Eingabewerten berechnet:

$$y_i = f(s_i^a) \tag{2.4}$$

wobei f die nichtlineare Ausgabefunktion ist und s_i^a die Aktivität in der Ausgabeeinheit i

$$s_i^a = \sum_{j=1}^{M_h} w_{ij}^a h_j - \Theta_i^a = \sum_{j=0}^{M_h} w_{ij}^a h_j. \tag{2.5}$$

Dabei sind:

- M_h die Anzahl der Knoten in der verborgenen Ebene.
- w_{ij}^a die Gewichte der Verbindungen zwischen den Knoten der verborgenen und der Ausgabeebene.
- Θ_i^a die Schwellenwerte.
- h_j die Ausgabewerte der Knoten in der verborgenen Ebene :

$$h_j = f(s_j^b) \tag{2.6}$$

s_j^b ist die Aktivitäten in den Knoten der verborgenen Ebene

$$s_j^b = \sum_{k=1}^{M} w_{jk}^b x_k - \Theta_j^b = \sum_{k=0}^{M} w_{jk}^b x_k \tag{2.7}$$

Hierbei sind:

- M die Anzahl der Knoten in der Eingabeebene.
- w_{jk}^b die Gewichte der Verbindungen zwischen den Knoten der Eingabeebene und den Knoten der internen Ebene.
- x_k die Eingabewerte.

Der Ausgabewert y_i des i-ten Neurons der Ausgabeschicht wird somit durch folgende Funktion aus den Eingabewerten x_k berechnet:

$$y_i = f\Big\{ \sum_{j=0}^{M_h} w_{ij}^a f(\sum_{k=0}^{M} w_{jk}^b x_k) \Big\} \tag{2.8}$$

2.5 Lernalgorithmen

Mit dem Training eines neuronalen Netzwerkes bezeichnet man die Optimierung der Gewichte im Netz. Das Ziel dieser Optimierung ist es, daß bestimmte Eingabemuster ein gewünschtes bestimmtes Muster am Ausgang des Netzwerkes ergeben. Mit einem Lernalgorithmus werden durch eine Konditionierung mit Eingabemustern $\mathbf{x} = (x_1,...,x_n)$ und den dazu gewünschten Ausgabemustern $\mathbf{t}(\mathbf{x})$ die Gewichte solange modifiziert, bis das Netzwerk die gewünschte Leistung (z.B. die Trennung zweier Ereignisklassen) mit genügender Genauigkeit erbringt. Dazu wird nach dem Durchlaufen des Eingabesignals $\mathbf{x}$ durch die Netzebenen der Fehler $\delta := \mathbf{y}(\mathbf{x}) - \mathbf{t}(\mathbf{x})$ des Ausgangssignals $\mathbf{y}$ bezüglich der gewünschten Ausgabe $\mathbf{t}$, durch alle Ebenen zurückgeführt. Das Ziel ist die Minimierung des Fehlers bei der Mustererkennung für alle Trainingsmuster. Die im Folgenden verwendete, minimierende Fehlerfunktion $E(\mathbf{w})$ ist:

$$E(\mathbf{w}) = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} \sum_i (y_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2 = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} (\mathbf{y}^{(p)} - \mathbf{t}^{(p)})^2 \tag{2.9}$$

Die Summation erstreckt sich über alle N_p Trainingsmuster $\mathbf{x}^{(p)}$.
Dabei ist:

- $\mathbf{y}^{(p)} = \mathbf{y}(\mathbf{x}^{(p)})$ die Netzausgabe bei Trainingsmuster p.
- $\mathbf{t}^{(p)} = \mathbf{t}(\mathbf{x}^{(p)})$ die Zielvorgabe bei Trainingsmuster p.
- $\mathbf{w}$ die Matrix der Gewichte, $\mathbf{w}_i = (w_{i1},...,w_{ij})$

Die Gradientenmethode ermöglicht es, das Minimum der Fehlerfunktion $E(\mathbf{w})$ aufzufinden. Ausgehend von den Anfangsgewichten $\mathbf{w}_a$ in der Nähe des lokalen Minimums der Fehlerfunktion versucht man sich, iterativ den optimalen Gewichten $\mathbf{w}_{min}$, die die Fehlerfunktion minimieren, anzunähern. Die Ableitung nach allen Gewichten kann in einem Vektor $\nabla_{\mathbf{w}_i} E(\mathbf{w}) := (\partial E(\mathbf{w})/\partial w_{i1} \ ,..., \ \partial E(\mathbf{w})/\partial w_{ij})$ zusammengefasst werden. In der Nähe des Minimums zeigt der so definierte Vektor der Richtungsableitung in die Richtung des stärksten Anstiegs der Funktion. Die Differenz von $\mathbf{w}(t-1)$ beim $(t-1)$-ten Schritt zu $\mathbf{w}(t)$ vom nächsten Schritt t ist proportional dem negativen Gradienten:

$$\mathbf{w}_i(t) = \mathbf{w}_i(t-1) - \gamma(t) \nabla_{\mathbf{w}_i} E(\mathbf{w}(t-1)) \tag{2.10}$$

Eine solche Iterationsgleichung zur Optimierung von Parametern einer Zielfunktion wird als Lernregel, die schrittabhängige Proportionalitätskonstante $\gamma(t)$ als Lernrate bezeichnet. Der Gradientenalgorithmus für die Iteration des Gewichts w_{ij} der Verbindung zwischen Neuron j und Neuron i wird damit

$$w_{ij}(t) = w_{ij}(t-1) - \gamma \frac{1}{N_p} \sum_p \frac{\partial E_p}{\partial w_{ij}} \tag{2.11}$$

Nach Ausführung der partiellen Differentiation (durch mehrmalige Anwendung der Kettenregel) erhält man für die Ausgabeebene:

$$\Delta w_{ij}^{(a)} = w_{i,j}(t) - w_{i,j}(t-1) = \gamma \frac{1}{N_p} \sum_p \delta_i^{(a)} h_j^{(a)} \tag{2.12}$$

mit $\delta_i^{(a)} = -(y_i^{(a)} - t_i^{(a)}) f'(s_i^{(a)})$. Dabei ist:

- $(y_i^{(a)} - t_i^{(a)})$ der Fehler des Neurons i der Ausgabeebene
- $f'(s_i) = \partial y_i / \partial s_i$ die partielle Ableitung der Ausgabefunktion nach der Aktivität im Neuron i der Ausgabeebene.

Um die Änderung der Gewichte zwischen der verborgenen Ebene und der Eingabeebene zu berechnen, wird der beobachtete Fehler im j-ten Neuron der verborgenen Ebene rekursiv durch die Fehler der Neuronen der Ausgabeebene dargestellt. Als Ergebnis erhält man:

$$\Delta w_{jk}^{(b)} = \gamma \frac{1}{N_p} \sum_p (-\sum_i \delta_i^{(a)} w_{ij}^{(a)} f'(s_j^{(b)})) x_k^{(b)} \tag{2.13}$$

Mit diesen Lernregeln wird für jedes Trainingsmuster die notwendige Korrektur der Gewichte berechnet. Aber erst nach dem letzten Trainingsmuster wird die tatsächliche Korrektur der Gewichte angebracht. Da die einzelnen Korrekturbeiträge auf der Basis der alten Gewichte ohne Kenntnis der bereits bestimmten Korrekturen errechnet wurden, wird dies als "offline" Version bezeichnet.

Es existieren eine ganze Reihe von Methoden die Gewichte innerhalb des Lernprozesses zu aktualisieren [36]. Die Form

$$\Delta w_t = -\gamma \frac{\partial E_t}{\partial w} = -\gamma \nabla E_t \tag{2.14}$$

wird als Standard-Back-Propagation bezeichnet.

Oftmals wird ein Stabilisierungsterm $\alpha \Delta w_t$ addiert, der Oszillationen des Lernprozesses zwischen den gegenüberliegenden Randbereichen eines Minimums der Fehlerfunktion verhindern soll:

$$\Delta w_t = -\gamma \nabla E_t + \alpha \Delta w_t \tag{2.15}$$

dabei ist $\alpha < 1$ eine Konstante und w_t der gesamte Gewichtsvektor des Netzwerks.

Eine weitere Stabilisierung des Lernprozesses gelingt durch das Hinzufügen eines gaußförmigen Rauschterms. Dieser soll die Stagnation des Lernprozesses auf einem flachen Plateau der Fehlerfunktion verhindern:

$$\Delta w_t = -\gamma \nabla E_t + \sigma \tag{2.16}$$

wobei σ durch eine normalisierte Gaußfunktion erzeugt wird. Man bezeichnet diese Methode als Langevin Aktualisierung.

Eine Methode, welche nur die Richtung des Gradienten und nicht dessen Betrag berücksichtigt, ist die sogenannte Manhattan Aktualisierung :

$$\Delta w_t = -\gamma \; sgn(\frac{\partial E}{\partial w}) \tag{2.17}$$

Dabei bezeichnet w eine Komponente des Gewichtsvektors.

Die zur Zeit leistungsfähigste Aktualisierungsmethode ist der sogenannte "Resilient Backpropagation" Algorithmus (RPROP) [37]. In ihm wird jedem Gewicht ein individueller Aktualisierungswert Δ_{ij} zugeordnet. Diese Aktualisierungsgrößen werden während des Lernprozesses, basierend auf dem lokalen Vorzeichen der Fehlerfunktion, in folgender Weise berechnet:

$$\Delta_{ij}^{(t)} = \begin{cases} \gamma^+ * \Delta_{ij}^{(t-1)} & \text{falls } \dfrac{\partial E^{(t-1)}}{\partial w_{ij}} * \dfrac{\partial E^{(t)}}{\partial w_{ij}} > 0 \\ \gamma^- * \Delta_{ij}^{(t-1)} & \text{falls } \dfrac{\partial E^{(t-1)}}{\partial w_{ij}} * \dfrac{\partial E^{(t)}}{\partial w_{ij}} < 0 \\ \Delta_{ij}^{(t-1)} & \text{anderfalls} \end{cases} \tag{2.18}$$

wobei γ^- und γ^+ frei wählbare Konstanten sind, mit $0 < \gamma^- < 1 < \gamma^+$.

Bei jedem Vorzeichenwechsel der partiellen Ableitung der Fehlerfunktion nach w_{ij} (Sprung über ein lokales Minimum), welcher anzeigt, daß die vorhergehende Aktualisierung zu groß war, wird der Aktualisierungswert Δ_{ij} um den Faktor γ^- verkleinert. Wechselt die partielle Ableitung ihr Vorzeichen nicht, so wird der Aktualisierungswert, zur Beschleunigung der Konvergenz, um den Faktor γ^+ erhöht. Die Aktualisierung der Gewichte wird nach folgender Vorschrift bestimmt: Ist die Ableitung positiv (wachsender Fehler), wird das Gewicht um Δ_{ij} verringert, ist die Ableitung negativ, wird Δ_{ij} zum Gewicht addiert:

$$\Delta w_{ij}^{(t)} = \begin{cases} -\Delta_{ij}^{(t)} & \text{falls } \dfrac{\partial E^{(t)}}{\partial w_{ij}} > 0 \\ +\Delta_{ij}^{(t)} & \text{falls } \dfrac{\partial E^{(t)}}{\partial w_{ij}} < 0 \\ 0 & \text{andernfalls} \end{cases} \tag{2.19}$$

In dieser Arbeit wird der RPROP–Algorithmus verwendet.

2.6 Optimierung neuronaler Netzwerke

Nicht nur die optimale Einstellung der Gewichte durch den Lernalgorithmus, sondern auch die Topologie, die Parameter und die Auswahl der Eingabegrößen des Netzwerkes sind von entscheidender Relevanz für dessen Leistungsfähigkeit.

Die Optimierung der Topologie und Parameter des Netzes stellt Anforderungen, die ein Gradientenverfahren nicht leisten kann, da z.B. keine differenzierbare Fehlerfunktion existiert, welche die Abhängigkeit der Leistungsfähigkeit (Effizienz) des Netzwerks von dessen Aufbau bewertet. Die herkömmliche Vorgehensweise besteht in langwierigen, wenig effizienten Reihenuntersuchungen, in der Netzwerke mit verschiedenen Topologien, Parametern und Eingabegrößen trainiert und getestet werden. Alleine aus Zeitgründen ist eine vollständige Überprüfung des Testraumes nicht möglich. Eine Alternative zu dieser Methode besteht in der Anwendung evolutionärer Algorithmen.

2.6.1 Evolutionäre Algorithmen

Die Aufgabe neuronaler Netzen besteht darin, eine vorgegebene Aufgabe zu lösen (z.B. Mustern zu erkennen oder eine Funktion zu approximieren). Erreicht wird dies durch ihre flexible Architektur und die Einstellung der Gewichte im Netz mit einem Lernalgorithmus. Allgemein entspricht dies der Aufgabenstellung, eine vorgegebene Zielfunktion (z.B. die Effizienz der Mustererkennung) zu optimieren. Eine weitere erfolgreiche Methode Optimierungsaufgaben zu lösen, besteht in der Anwendung biologischer Funktionsprinzipien, die der Evolution nachempfunden sind.

Die Grundidee evolutionärer Algorithmen [38] ist, die Parameter, für die man optimale Werte zur Lösung eines vorgegebenen Problems sucht, zu einem Tupel $\mathbf{g}$ zusammenzufassen und dieses als Bauplan (Chromosomen) eines Lebewesens zu betrachten. Genauso wie sich in der Natur die Lebewesen den Umweltbedingungen anpassen, sollen die Tupel Veränderungen unterworfen werden, und nur die leistungsfähigsten als Ausgangspunkt für noch effizientere Verwendung finden. Die evolutionären Algorithmen versuchen ein solches Zahlentupel $\mathbf{g}_m$ zu finden, mit dem die vorgegebene Zielfunktion $R(\mathbf{g})$ maximiert bzw. minimiert wird.

Der Vorteil evolutionärer Algorithmen ist, daß sie einerseits universell anwendbar sind, und andererseits stets mit einer Menge von Lösungen (Population von Tupeln) gearbeitet wird. Somit werden gleichzeitig mehrere Lösungsmöglichkeiten getestet. Aus den Tupeln mit den besten Resultaten werden innerhalb des genetischen Algorithmus (s.u.) durch Rekombination neue Tupel erzeugt. Durch Vererbung werden die Informationen über den besten Lösungsweg in der Population ausgetauscht.

Neben der Optimierung der Gewichte hat man die Möglichkeit die Topologie und die Parameter (z.B. die Temperatur und die initiale Gewichte) der Netze zu optimieren. In dieser Arbeit wird ein evolutionärer Algorithmus angewandt, um eine optimale Kombination möglicher Eingabevariablen zu finden und um die Architektur (Anzahl der Ebenen, Anzahl der Knoten usw.) der Netze zu optimieren.

Allgemein wird ein Individuum (Netzwerk) durch ein Tupel $\mathbf{a}$ repräsentiert. Über die Fitnessfunktion $F(\mathbf{a})$ wird diesem ein Fitnesswert (eine reelle Zahl) zugeordnet. Die Fitnessfunktion ist stets von der Zielfunktion des Netzwerkes abhängig, und in vielen Fällen ist sie mit ihr identisch.

Eine Population besteht aus einer Anzahl μ von Individuen (Netzwerken) und wird während jeder Iteration unter Verwendung der folgenden genetischen Operatoren verändert:

- **Mutation**: jedes Individuum (Tupel) wird zufällig mittels eines Zufallszahlengenerators verändert.

- **Rekombination**: aus zwei zufällig gewählten Individuen wird ein neues Individuum durch Überkreuzen (cross–over) der Tupel erzeugt.

- **Selektion**: anhand der Fitness (Effizienz des Netzwerks) wird entschieden welche neu erzeugten Individuen in die nächste Iteration (Generation) übernommen werden.

2.6.2 Genetische Algorithmen

Der Transfer des evolutionäre Algorithmus auf die Rechnerebene geschieht durch den kanonische genetische Algorithmus. Dieser benutzt zur Repräsentation der Individuen Binärstrings der Länge ℓ.

Jedes Bit im Binärstring eines Individuums kann bei der Mutation durch ein Zufallsexperiment invertiert werden. Dazu wird eine auf dem Intervall [0,1] gleichmäßig verteilte Zufallszahl erzeugt. Falls diese kleiner gleich einer fest vorgegebenen Mutationswahrscheinlichkeit p_m ist, wird das Bit invertiert. Durch die zufällige Mutation der Individuen wird eine Stagnation des Optimierungsprozesses verhindert und die Suche nach erfolgreichen Individuen auf den gesamten Testraum ausgeweitet.

Die Rekombination (cross-over) der Individuen wird nach folgender Vorschrift durchgeführt: es werden zufällig zwei Individuen aus der Population sowie eine Zufallszahl $c \in \{1,2,...,\ell - 1\}$ ausgewählt. Ein neues Individuum erhält die ersten c Positionen seines Bitstrings von einem, die restlichen vom anderen Elternteil (vgl. Abbildung 2.6). Durch die Rekombination der Erbinformation ist es möglich, daß die erfolgreichen Eigenschaften zweier Individuen auf ein neues Individuum übertragen werden und dieses die beiden erfolgreichen Eigenschaften in sich vereint.

Aus den so erzeugten und anschließend mutierten Individuen wird die neue Population selektiert. Dabei werden die Individuen nach ihrer mit der Fitnessfunktion berechneten Fitness bewertet. Der Fitnesswert eines Netzwerks entspricht seiner Effizienz. Der gesamte Zyklus wird solange wiederholt, bis die Individuen eine genügend große Fitness besitzen.

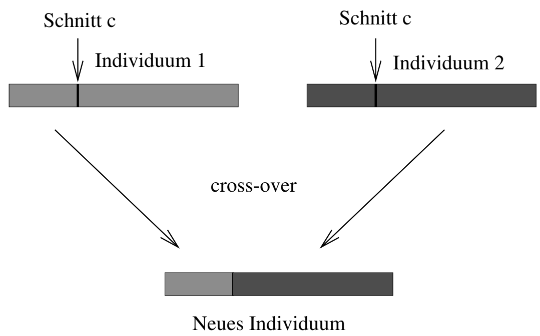


Abbildung 2.6: *Funktionsweise des Rekombinationoperators*

Kapitel 3

Das HERA–Experiment H1

In der am Deutschen Elektronen–Synchrotron in Hamburg errichteten Hadron–Elektron–Ring–Anlage (HERA) werden Elektronen (Positronen)[1] und Protonen auf eine Energie von 27,6 GeV bzw. 920 GeV beschleunigt. Seit 1992 werden mit den beiden Experimenten H1 [39] und ZEUS [40], die sich an zwei der vier Wechselwirkungszonen von HERA befinden, Daten der Elektron–Proton Kollisionen aufgezeichnet. An den beiden weiteren Wechselwirkungszonen sind die Experimente HERMES [41] und HERA–B [42] aufgebaut. Am HERMES–Experiment wird der Elektronstrahl polarisiert und an einem polarisierten Gas–Target gestreut, um die Spinstruktur der Nukleonen zu untersuchen. Das HERA–B Experiment verwendet den Proton Strahl zur Sreuung an einem Draht–Target mit dem Ziel die Physik der B–Mesonen und schweren Quarks zu untersuchen.

Dieses Kapitel beinhaltet eine kurze Beschreibung des HERA–Beschleunigers, gefolgt von einer Vorstellung des H1–Experiments. Es wird auf die einzelnen, für die vorgestellte Analyse relevanten Detektorkomponenten eingegangen. Schwerpunkte sind dabei das Flüssig–Argon Kalorimeter und das H1–Triggersystem.

3.1 Der Speicherring HERA

Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften von Elektron– und Proton–Teilchenstrahlen besteht HERA aus zwei getrennten, in dem gleichen Tunnel von 6,3 km Umfang aufgebauten, Beschleunigerringen HERA–e und HERA–p. In Hera–e werden die Positronen auf eine Energie von $E_e = 27{,}5\,\mathrm{GeV}$, in HERA–p die Protonen auf eine Energie von $E_p = 920\,\mathrm{GeV}$ gebracht. Somit steht bei der Positron–Proton Kollision eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320\,\mathrm{GeV}$ zur Verfügung. Dieser Wert liegt zwei Grössenordnungen über dem bei bisherigen Streuexperimenten an ruhenden Nukleonen [43][44][45][46][6][5] erzielten Wert. Die Protonenenergie in HERA–p wird im wesentlichen durch die mit den supraleitenden Magneten erzielbare Feldstärke von 4,9 T, durch die der Protonenstrahl auf der Sollbahn gehalten wird, bestimmt. Der starke Energieverlust der Positronen (127 MeV pro Umlauf bei Sollenergie) durch die mit der Strahlenergie stark zunehmenden Synchrontronstrah-

[1] Im folgenden wird, falls nicht anders angegeben, nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden

lung wird durch ein System von Hochfrequenzkavitäten ausgeglichen. Die Leistung dieses Systems von 13 MW bestimmt die maximale Positronenenergie, die mit HERA–e zu erreichen ist.

Ein Überblick der Anlage mit ihrem Vorbeschleunigersystem wird in Abbildung 3.1 gegeben. Die Positronen werden im LINAC II mit einer Endenergie von 450 MeV erzeugt. Nach der Injektion in DESY II und der Beschleunigung auf 7,5 GeV werden sie zu PETRA II transferiert. Nach einer weiteren Beschleunigung auf 12 GeV werden die Positronen in HERA–e injiziert. Im LINAC III werden die Protonen aus negativ geladenen Wasserstoff Ionen (H^-), die auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt wurden, durch Abstreifen der Elektronen beim Durchqueren einer Folie erzeugt. Die entstandenen Protonen werden in DESY III injiziert und von dort nach einer Beschleunigung auf 7,5 GeV zu PETRA II transferiert, wo sie auf eine Energie von 40 GeV gebracht werden und anschließend in HERA–p injiziert werden. Die durchschnittliche Lebensdauer des Protonstrahls in HERA ist größer als 24 h, die des Positronstrahls 12 h.

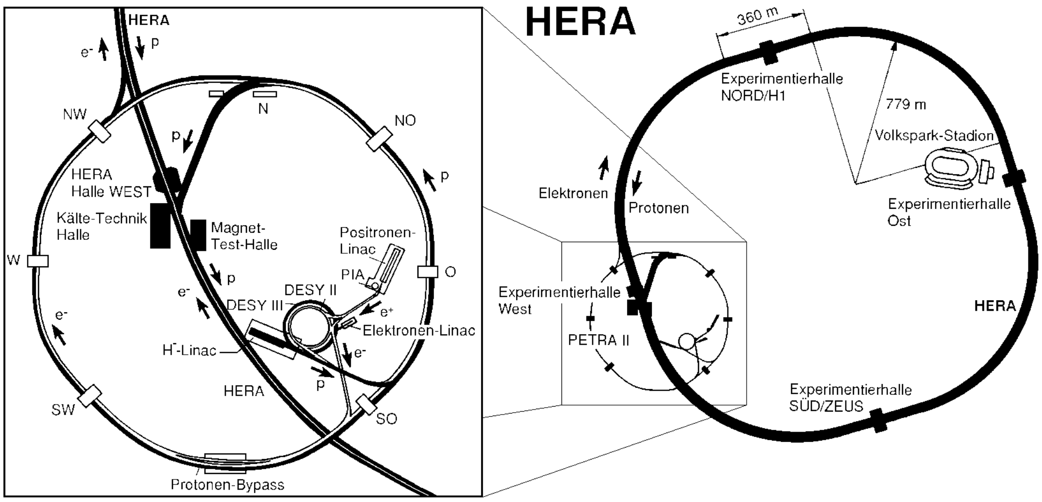


Abbildung 3.1: *Übersicht des HERA Speicherrings und des zugehörigen Vorbeschleunigersystems bei DESY in Hamburg.*

Das HERA Hochfrequenzbeschleunigersystem teilt die Teilchenstrahlen in bis zu 210 gleichmäßig auf den Beschleunigerring verteilte Teilchenpakete, die sogenannten "bunches"[2], auf. Dabei beinhaltet jedes Paket ca. $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen. In den Jahren 1999 und 2000 wurde HERA mit 175 kollidierenden Teilchenpaketen betrieben. Die räumliche Ausdehnung der Pakete in den Wechselwirkungszonen der Experimente beträgt in transversaler Richtung σ_x = 0,29(0,26) mm, σ_y = 0,07(0,02) mm und in longitudinaler Richtung σ_z = 110(8,0) mm für Protonen (Positronen). Der zeitliche Abstand zwischen der Kollision zweier Teilchenpakete beträgt 96 ns. Die entsprechende Kollisionsrate von 10,4 MHz dient als zeitliche Grundlage für die Triggersysteme und die gesamte Datennahme der Experimente (*HERA–Clock*).
Zusätzlich zu den kollidierenden Teilchenpaketen gibt es Pakete ohne Kollisionspartner

[2] *bunche* engl. das Bündel

(*pilot bunches*). Diese ermöglichen die Kontrolle und eine Abschätzung der Rate und Eigenschaften des durch die Teilchenstrahlen verursachten Untergrundes. Untergrundereignisse entstehen z.B. dadurch, daß von der Sollbahn abweichende Protonen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder den Strahlrohrwänden kollidieren. Die von dem Positronstrahl emittierte Synchrotronstrahlung stellt eine weitere Hauptuntergrundquelle dar.

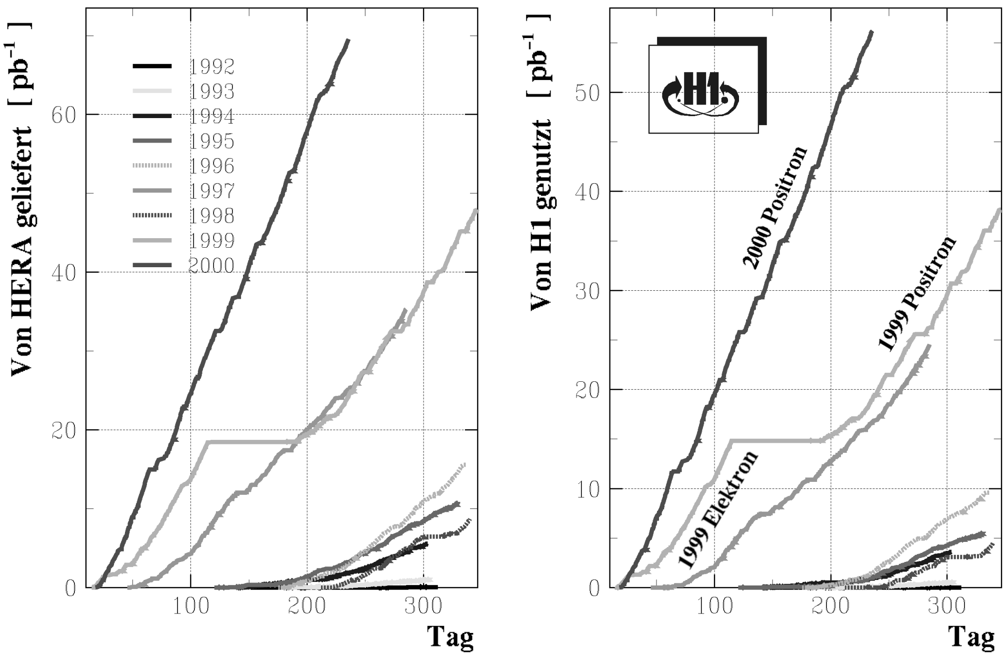


Abbildung 3.2: *Die integrierten von HERA produzierten und von H1 genutzten Luminositäten der Jahre 1992 bis 2000. Die in dieser Analyse verwendeten Luminositätsperioden sind mit Positron 1999 und Positron 2000 gekennzeichnet.*

Im Jahr 2000 wurden Strahlströme von $I_p \simeq 110$ mA und $I_e \simeq 52$ mA erreicht. Diese resultierten in einer gemessenen spezifischen Luminosität von $\mathcal{L} = 1{,}8 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1} die damit über dem Designwert von $\mathcal{L} = 1{,}5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1} lag. In der Abbildung 3.2 sind die von HERA gelieferten und von H1 aufgezeichneten integrierten Luminositäten dargestellt. Die vorliegende Arbeit basiert auf den Positron–Daten der Datennahmeperioden 1999 und 2000, mit einer integrierten Luminosität von 65,3 pb^{-1}.

3.2 Das H1–Experiment

Der in der Halle Nord des HERA Beschleunigers aufgebaute H1–Detektor (vergleiche Abbildung 3.3) ermöglicht die Identifikation, sowie die Messung der kinetischen Größen und Lebensdauern der bei der Positron–Proton Streuung erzeugten Teilchen. Bis auf wenige konstruktiv bedingte inaktive Bereiche, deckt der H1–Detektor den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt ab. Seine Abmessungen betragen etwa $12 \times 10 \times 15$ m^3 bei einem Gesamtgewicht von 2800 t. Aufgrund der asymmetrischen Strahlenergien wird ein großer Teil der Kollisionsprodukte in Protonrichtung, der sogenannten Vorwärtsrichtung ($+\hat{z}$–Richtung), gestreut. Der H1–Detektor ist daher in der Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert. Das H1 Koordinatensystem ist ein rechtshändiges System mit dem Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt. Die $\hat{z}$–Achse weist in Richtung des Protonstrahl, die $\hat{x}$–Achse zeigt zum Zentrum des HERA Beschleunigers.

Die einzelnen Komponenten des Detektors sind schalenförmig um den nominellen Wechselwirkungspunkt angeordnet. Im Zentralbereich wird das Strahlrohr $\boxed{1}$[3] vom zentralen Spurkammersystem, bestehend aus einem Siliziumvertexdetektor und einem System von zentralen Spurkammern $\boxed{2}$, umschlossen. Im Vorwärtsbereich sind die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ plaziert. Das gesamte Spurkammersystem wird vom Flüssig–Argon–Kalorimeter (LAr–Kalorimeter) $\boxed{15}$ umschlossen. Dieses besteht aus einem feiner segmentierten inneren Teil, dem elektromagnetischen Kalorimeter $\boxed{4}$, und dem hadronischen Kalorimeter $\boxed{5}$. Spurkammersystem und LAr–Kalorimeter befinden sich in einem supraleitenden Solenoiden $\boxed{6}$ welcher ein homogenes Magnetfeld von 1,2 T in Proton–Richtung erzeugt. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein Eisenjoch $\boxed{10}$, welches mit Streamerkammern instrumentiert ist, um aus dem LAr–Kalorimeter hinausleckende Energien zu messen und Myonen zu identifizieren. Um eine genauere Spurrekonstruktion der Myonen zu ermöglichen sind am Eisenjoch weitere Myon–Kammern $\boxed{9}$ angebracht. Um die Spuren von Myonen, welche sich in Vorwärtsrichtung bewegen, zu vermessen wurde das Vorwärtsmyonspektrometer konstruiert. Es besteht aus je drei Driftkammerebenen $\boxed{9}$, welche vor und hinter einem Toroidmagneten $\boxed{11}$ angeordnet sind. Das LAr–Kalorimeter wird durch das Rückwärtskalorimeter (SPACAL) $\boxed{12}$ und das Vorwärtskalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$ ergänzt. Der H1–Detektor wird durch die in der Vorwärtsrichtung installierten Proton–Spektrometer (FPS) und das Neutronen–Kalorimeter (FNC) ergänzt.

Eine vollständige Beschreibung des H1–Detektors findet man in [39].

3.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem (Abbildung 3.4) des H1–Detektors ermöglicht zusammen mit dem Magnetfeld des Solenoiden die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen mit einer hohen Auflösung. Mit den gemessenen Spurparametern kann die Richtung und der Betrag des Teilchenimpulses berechnet werden. Durch die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx ist eine Teilchenidentifikation möglich. Außerdem liefert es entscheidende Informationen für das H1–Triggersystem und die Rekonstruktion des Ereignisvertex.

[3] Die Nummerierung folgt der in Abbildung 3.3 gegebenen.

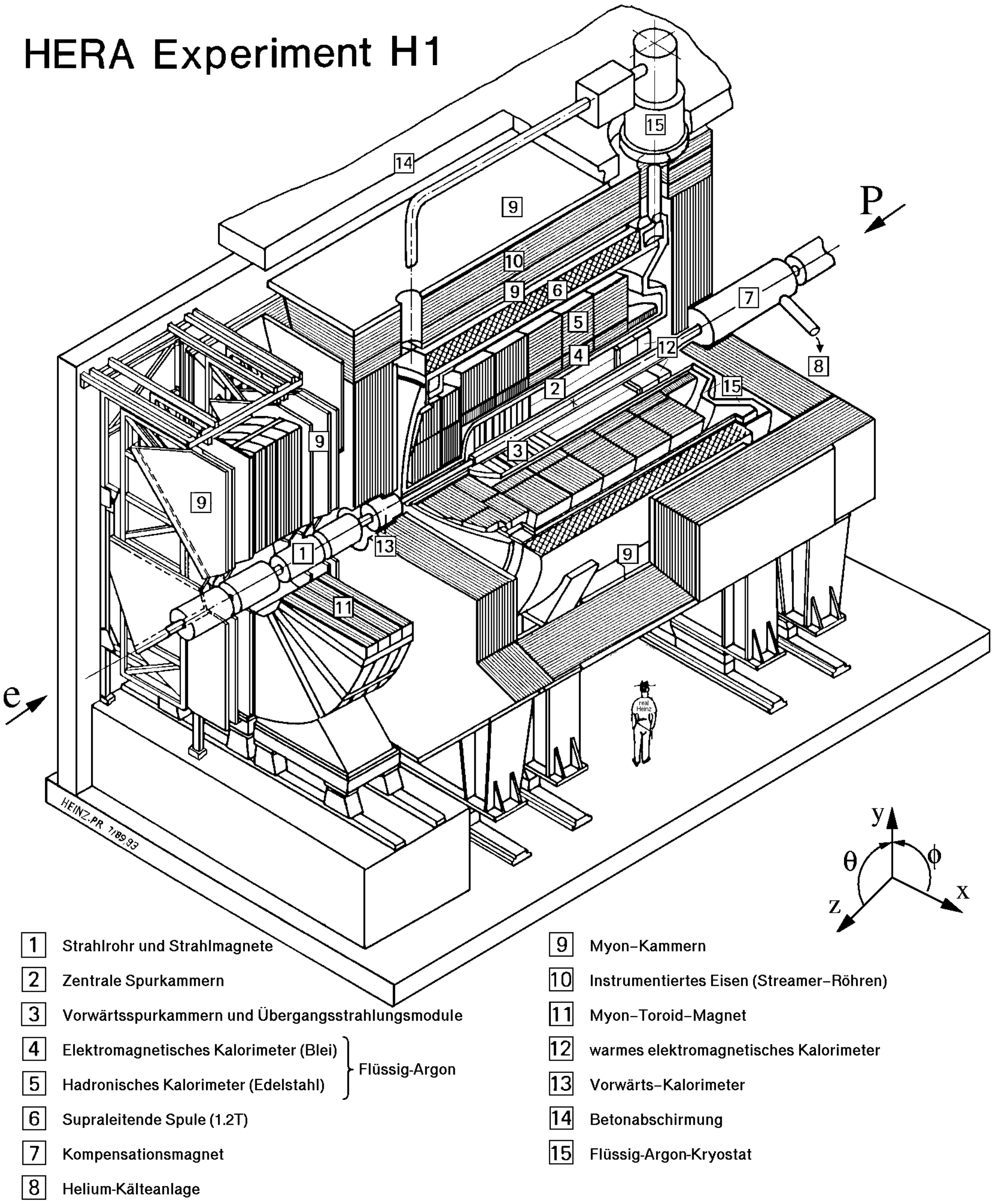


Abbildung 3.3: *Ein Schnittbild des H1–Detektors entlang der Strahlröhre. Die Bewegungsrichtung der Positronen und Protonen sind mit e → und ← P markiert. Der Ursprung des skizzierten H1–Koordinatensystems liegt im mit* $\boxed{2}$ *markierten nominellen Wechselwirkungspunkt.*

Das **zentrale Spurkammersystem** besteht von innen nach außen (vgl. Abb.3.4 und Abb. 3.5) aus der inneren Proportionalkammer (CIP), der inneren z–Kammer (CIZ), der inneren Driftkammer (CJC1), der äußeren Proportionalkammer (COP), der äußeren z–Kammer (COZ) und der äußeren Driftkammer (CJC2).
In den Driftkammern CJC1 und CJC2 sind Drähte mit einer durchschnittlichen Länge von 2,2 m parallel zur Strahlachse gespannt. Die einzelnen Driftzellen sind gegen die radiale Achse um 30° geneigt (vgl. Abb. 3.5). Die innere Driftkammer ist in 30 Zellen mit je 24 Signaldrahtlagen, die äußere Driftkammer in 60 Zellen mit je 32 Signaldrahtlagen segmentiert. Die einzelne Driftzelle wird durch zwei Lagen von Kathodendrähten, die parallel zu der Signaldrahtlage angeordnet sind und Feldformungsdrähte am äußeren und inneren Radius begrenzt. Um ein homogenes Driftfeld, welches in einer konstanten Driftgeschwindigkeit resultiert, zu erzeugen, wird die Spannung an den Kathodendrähten proportional dem Abstand zur Signaldrahtebene eingestellt. Aufgrund des magnetischen Feldes driften die Ionisationselektronen nicht parallel zum elektrischen Driftfeld. Die auftretende Lorentzkraft resultiert in einem konstanten Winkel (*Lorentzwinkel*) zwischen der Bewegungsrichtung der Ionisationselektronen und den Feldlinien des Driftfeldes. Um aus der Messung der Driftzeiten auf die Driftlängen schließen zu können, wird dieser Effekt durch eine Neigung der Driftzellen gegen die Strahlachse kompensiert, so das die von hochenergetischen Teilchen erzeugten Ionisationselektronen, mit einer konstanten Geschwindigkeit, senkrecht zur Spur zu den Signaldrähten driften.
Die räumliche Auflösung in der $(r - \varphi)$–Ebene wurde zu $\sigma_{r\varphi} = 170 \mu$m bestimmt. Die Auflösung in der z–Koordinate beträgt $\sigma_z = 22$ mm. Zur Verbesserung dieses Wertes auf $\sigma_z = 300$ μm dienen die Driftkammern CIZ und COZ. Durch eine Anordnung der Drähte zirkular um die Strahlachse driften die Ionisationselektronen in diesen Kammern parallel zur z–Achse.
Bei den Triggerkammern CIP und COP handelt es sich um doppellagige Vieldrahtproportionalkammern die in z und φ segmentierte Auslesekathodenflächen besitzen. Die Kathodenlagen der CIP sind in z 60 fach und in φ 8 fach unterteilt. Die innere Lage der CIP ist gegen die äußere um 22,5° gedreht, so das in φ eine effektive 16 fache Segmentierung erreicht wird. Die COP ist analog der CIP aufgebaut, wobei sie in φ 16 fach und in z 18 fach unterteilt ist. Die Zeitauflösung der beiden Proportionalkammern beträgt $\sigma_t = 21$ ns (zu vergleichen mit dem zeitlichen Abstand der Kollision der Teilchenpakete in HERA von 96 ns). Dies erlaubt eine gute Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunktes t_0. Die Informationen der Proportionalkammern sind entscheidend zur Bildung einer schnellen Triggerentscheidung auf der ersten Triggerstufe (L1) des H1–Triggersystems.

Das **vordere Spurkammersystem** deckt den Polarwinkelbereich $5° < \theta < 25°$ ab. Es besteht aus drei Supermodulen, die sich jeweils aus drei gegeneinander um 60° gedrehten planaren Driftkammern, einer Proportionalkammer, einer Übergangsstrahlungskammer und einer radialen Driftkammer zusammensetzen. Die Proportionalkammern (FPC) sind analog der CIP und COP aufgebaut und werden für die gleichen Trigger verwendet.

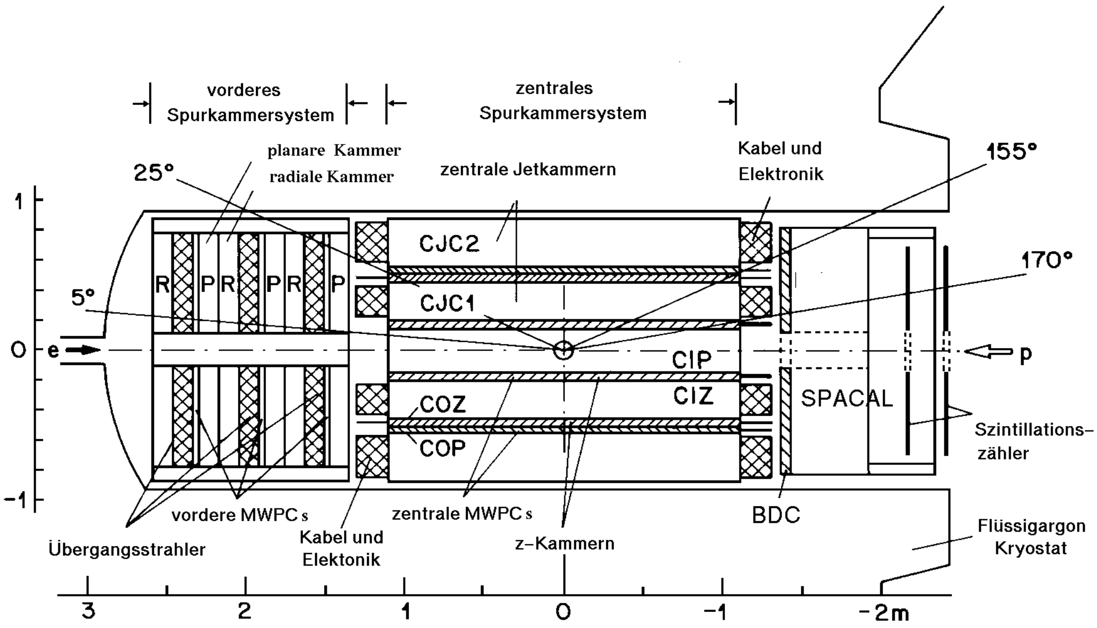


Abbildung 3.4: *Das H1–Spurkammersystem in der $(r-z)$–Ansicht.*

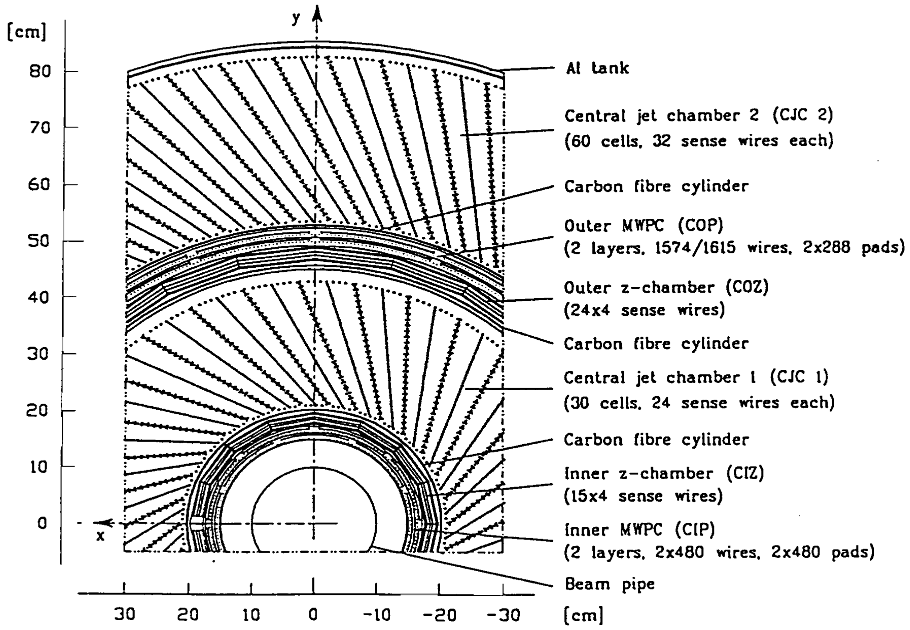


Abbildung 3.5: *Der zentrale Spurdetektor in der $(r-\varphi)$–Ansicht.*

3.2.2 Die H1 Kalorimeter

Das Flüssig–Argon Kalorimeter
Neben dem zentralen Spurkammersystem ist das Flüssig–Argon Kalorimeter eine weitere Hauptkomponente des H1–Detektors. Es handelt sich um ein nicht kompensierendes "Sampling" Kalorimeter mit flüssigem Argon als aktivem Material. Das komplette System befindet sich in einem Kryostaten und deckt einen polaren Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 155^\circ$ ab. In z–Richtung ist das Flüssig–Argon Kalorimeter in acht ringförmige Module, die sogenannten Räder, unterteilt, wobei jedes Modul wiederum in φ–Richtung in acht Oktanden unterteilt ist. Die in englischer Sprache gegebene Benennung der Räder bezieht sich auf ihre relative Lage zum Wechselwirkungspunkt (vgl. Abbildung 3.6):

- **BBE**: **B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic Calorimeter
- **CB1, CB2, CB3**: **C**entral **B**arrel Calorimeter
- **FB1, FB2**: **F**orward **B**arrel Calorimeter
- **IF1, IF2**: **I**nner **F**orward Calorimeter
- **OF1, OF2**: **O**uter **F**orward Calorimeter

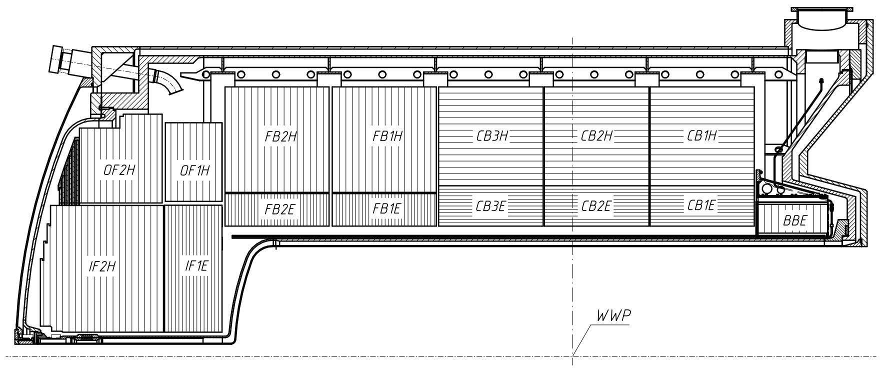


Abbildung 3.6: *Schnittbild entlang der z–Achse durch das Flüssig–Argon Kalorimeter des H1–Detektors. Gezeigt ist nur die obere Hälfte des in der y–Koordinate symmetrischen Kalorimeters.*

Um die Messung und Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer zu ermöglichen, ist das Kalorimeter in radialer Richtung in einen elektromagnetischen Teil mit Bleiplatten und in einen größeren, hadronischen Teil, mit Edelstahlplatten als Absorbermaterial unterteilt. Um die kompaktere Struktur elektromagnetischer Schauer auflösen zu können, ist der elektromagnetische Teil des Kalorimeters feiner segmentiert als der hadronische. Die Absorberplatten sind der Ereigniskinematik entsprechend so angeordnet, daß die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen die Platten unter einem Winkel, der nicht kleiner als 45° ist, treffen. Im elektromagnetischen Teil entspricht die Materialstärke 20 bis 30 Strahlungslängen (X_0), im hadronischen Teil fünf bis acht Absorptionslängen (λ). Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird eine Energieauflösung von $\sigma(E_e)/E_e \simeq 11\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ erreicht, im hadronischen Teil beträgt die Auflösung $\sigma(E_h)/E_h \simeq 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$.

Die kleinste mechanische Einheit des Flüssig–Argon Kalorimeters ist die sogenannte Samplingschicht. Das Prinzip einer solchen Samplingschicht ist das einer Ionisationskammer, die aus jeweils einer Absorberplatte, einer Ausleseplatte ("Geometric Pad") und einer mit flüssigem Argon als aktives Material gefüllten Lücke besteht. Beim Durchqueren der Absorberplatten erzeugen die primären, vom Wechselwirkungspunkt kommenden, Teilchen Schauer von sekundären Teilchen, die wiederum weitere Teilchen erzeugen können. Man unterscheidet zwischen elektromagnetischen Schauern, die von Elektronen (Positronen) oder hochenergetischen Photonen ausgelöst werden und durch Bremsstrahlung und Paarbildung entstehen, und hadronischen Schauern, die durch die Erzeugung von Hadronen durch inelastische Stöße mit den Kernen des Absorbermaterials entstehen. Erst durch diese Vervielfachung der Teilchenzahl wird die Messung der Energie des primären Teilchens ermöglicht. Durchquert ein ionisierendes Teilchen des Schauers die Argonschicht, erzeugt es in dieser freie Ladungsträger in Form von Elektronen und positiv geladenen Argonionen. Durch die anliegende Hochspannung driften die Elektronen in Richtung der Ausleseplatten und induzieren dort ein Signal, welches zu dem in der Ionisationskammer fließenden Strom freier Ladungsträger proportional ist.

Der Aufbau der Samplingschichten im elektromagnetischen und im hadronischen Teil des Kalorimeters unterscheidet sich voneinander:
In einer elektromagnetischen Samplingschicht sind alternierend zwei Bleiplatten und zwei Hohlschichten, in denen sich das Flüssig–Argon befindet, zusammengefasst. Die Platten werden beidseitig durch Schichten aus glasfaserverstärktem Kunststoff stabilisiert. Zur Signalauslese ist der Kunststoff auf der zweiten Platte mit Kupfer beschichtet. Die Segmentierung dieser Kupferschicht bestimmt die Granularität des Kalorimeters.
Eine Samplingschicht des hadronischen Teils setzt sich aus einer Edelstahlplatte und einer mit flüssigem Argon gefüllten Lücke zusammen. Durch Nieten werden die Stahlplatten zweier Schichten auf einen bestimmten Abstand gehalten. An den Nieten sind mechanisch eigenständige Ausleseeinheiten in der Mitte zwischen den beiden Stahlplatten befestigt, so daß in der mit Argon gefüllten Lücke zwei Ausleseschichten entstehen. Die Ausleseeinheit besteht aus einer beidseitig mit Kupfer beschichteten Kunststoffplatte.

Als Kompromiss zwischen einer möglichst hohen Granularität und einer verarbeitbaren Datenmenge werden mehrere aufeinanderfolgende Samplingschichten zu einer Auslesezelle zusammengefasst. Insgesamt werden im Flüssig–Argon Kalorimeter des H1–Detektors 44351 Zellen ausgelesen.

Flüssiges Argon als aktives Medium eines Kalorimeters besitzt, trotz des erforderlichen Kühlungsaufwandes (Siedetemperatur von Argon: 87,5 K), eine Reihe von Vorteilen. So ist Argon als Edelgas strahlungsresistent und über lange Zeiträume stabil. Zusätzlich friert durch die Kühlung ein Großteil der Verunreinigungen aus. Weitere Vorteile sind die aus der hohen Elektronenbeweglichkeit resultierenden kleinen Totzeiten, die hohe Ladungsausbeute und die Homogenität des flüssigen Argons.

Das Rüchwärtskalorimeter SPACAL[4]
Im hinteren offenen Abschluss des Kryostaten befindet sich das SPACAL Kalorimeter (vgl. Abb. 3.7). Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $153° < \theta < 177{,}8°$ und wurde kon-

[4]SPACAL engl. **Spa**ghetti **Cal**orimeter

struiert, um die Kinematik des gestreuten Elektrons in Ereignissen des neutralen Stroms, welche einen kleinen Viererimpulsübertrag ($Q^2 < 120$ GeV^2) aufweisen, zu bestimmen. Das SPACAL Kalorimeter unterteilt sich in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Die elektromagnetische Sektion besteht aus in einer Bleimatrix eingebetteten szintillierenden Fasern mit einem jeweiligen Durchmesser von 0,5 mm. Das Verhältnis zwischen den Volumenanteilen des Bleis und der Fasern beträgt 2,3 : 1. Die hadronische Sektion baut sich analog der elektromagnetischen auf, wobei der Durchmesser der szintillierenden Faser 1,0 mm und das Blei zu Faser Volumenverhältnis 3,4 : 1 beträgt. Im elektromagnetischen Teil entspricht die Materialstärke 28 Strahlungslängen (X_0) und das gesamte Kalorimeter besitzt eine Tiefe von zwei Absorptionslängen (λ). Die szintilierenden Fasern werden mit Photomultipliern ausgelesen. Der elektromagnetische Teil besitzt 1192 elektronische Kanäle, die hadronische Sektion 136 Kanäle. Die zeitliche Auflösung des Kalorimeters beträgt 1 ns, es ermöglicht daher die Identifikation von Strahl–Restgas– oder Strahl–Strahlrohrwand–Ereignissen die aus der z–Richtung in den Detektor gelangen. Die elektromagnetische Energieauflösung des SPACAL wurde in Teststrahlexperimenten zu $\sigma(E_e)/E_e \simeq 7\%/\sqrt{E_e/\mathrm{GeV}} \oplus 2\%$ bestimmt. Die hadronische Energieauflösung beträgt $\sigma(E_h)/E_h \simeq 30\%/\sqrt{E_h/\mathrm{GeV}}$.

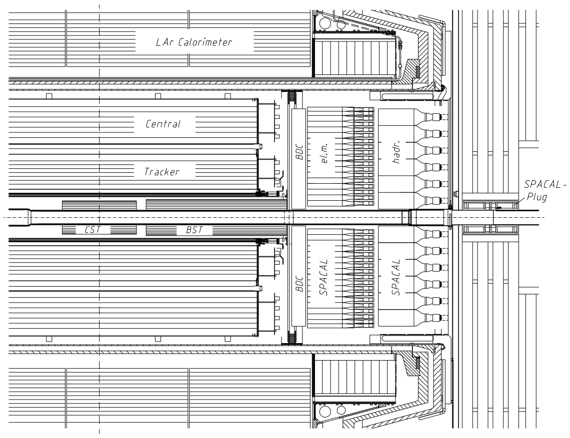


Abbildung 3.7: *Schnittbild entlang der z–Richtung durch den hinteren Bereich des H1–Detektors mit dem SPACAL.*

Das Vorwärtskalorimeter PLUG[5]

Zur Abdeckung der Akzeptanzlücke, die im vorderen Bereich des Flüssig–Argon Kalorimeters durch die Strahlrohrpassage entsteht, wurde das PLUG Samplingkalorimeter entwickelt. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $0{,}7^\circ < \theta < 3{,}3^\circ$. Das PLUG Kalorimeter setzt sich aus neun Kupferabsorberplatten, zwischen denen sich acht Siliziumdetektorebenen befinden, zusammen (vgl. Abb. 3.8). Die Anzahl der Siliziumdetektoren beträgt 672, diese werden zu 336 elektronische Auslesekanäle kombiniert. Mechanisch ist das PLUG–Kalorimeter als Hohlzylinder mit 32 cm Aussen- und 6 cm Innenradius, welcher entlang der Längsachse in zwei Halbschalen geteilt ist, realisiert. Das Plug Kalorimeter besitzt eine Tiefe von 44,6 Strahlungslängen X_0 und 4,25 Absorptionslängen λ. Seine Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E \simeq 150\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

[5]PLUG engl. Stöpsel

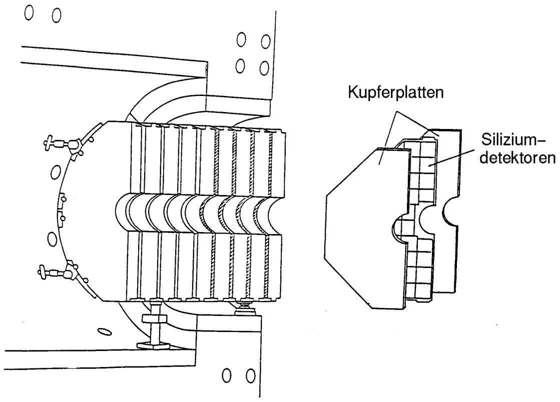


Abbildung 3.8: *Schnittzeichnung des PLUG Kalorimeters mit einer Explosionsdarstellung eines Kalorimetermoduls.*

3.2.3 Das zentrale Myonsystem

Aufgrund ihrer im Vergleich zum Elektron (Positron) hohen Masse und des daraus resultierenden geringen Wirkungsquerschnittes für den Bremsstrahlungsprozess, haben Myonen ein hohes Materietransmissionsvermögen. Die Detektoren zum Nachweis von Myonen bilden die äußere Schale des H1 Systems. Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses ist in mehrere Schalen mit einer Dicke von jeweils 7,5 cm unterteilt; in den Lücken zwischen den einzelnen Schalen befinden sich insgesamt 16 Streamerkammerlagen. Zur Rekonstruktion der Myonspuren werden die digitalen Informationen der Streamerkammern ausgewertet. Zur Erhöhung der Genauigkeit der Spurrekonstruktion sind inner– und außerhalb des Eisenjochs weitere Myonkammern angebracht. Um die hadronische Energie von Teilchenschauern, die zum Teil aus dem Flüssig–Argon Kalorimeter hinauslecken, zu bestimmen, wurden 11 der 16 Streamerkammerlagen mit Ausleseelektroden versehen.

Das zentrale Myonsystem ist in vier Komponenten unterteilt: Den vorderen und hinteren Zentralbereich ($35° < \theta < 130°$), die hintere Endkappe ($130° < \theta < 171°$) und die vordere Endkappe ($4° < \theta < 35°$). Das instrumentierte Eisen ist im Zentralbereich in der φ– und der z–Koordinate segmentiert, in den Endkappen in der x– und y–Koordinate. Dies resultiert in einer Anzahl von 32 Modulen im Zentralbereich und 16 Modulen in jeder der beiden Endkappen. Insgesamt werden im zentralen Myonsystem 160.000 elektronische Kanäle ausgelesen. Das Myonsystem ermöglicht die Identifikation eines Großteils der durch kosmische und sogenannte Halo–Myonen[6] erzeugten Untergrundereignisse.

3.2.4 Das Luminositätsmeßsystem

Die Bestimmung der Luminosität bei H1 beruht auf der Messung der Rate von Bethe–Heitler Ereignissen ($ep \rightarrow ep\gamma$). Der theoretische Wirkungsquerschnitt des Bethe–Heitler Prozesses ist im Rahmen der QED mit hoher Genauigkeit bekannt. Die bei weitem domi-

[6]Halo–Myonen entstehen durch Strahl–Restgas– oder Strahl–Strahlrohrwand–Wechselwirkungen und bilden eine den Protonstrahl begleitendeTeilchenwolke (Halo).

nierende Untergrundquelle sind Bremsstrahlungsereignisse, die durch die Wechselwirkung der Strahlelektronen mit Restgasatomen erzeugt werden ($eA \rightarrow eA\gamma$). Ihr Anteil an der Ereignisrate beträgt ca. 10% und kann mit Hilfe der "pilot bunches" bestimmt und von der gesamten Ereignisrate subtrahiert werden. Die Luminosität berechnet sich zu

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \tag{3.1}$$

wobei R_{tot} die im Luminositätssystem gemessene totale Ereignisrate bezeichnet. R_0 ist die von den "Elektron pilot buches" erzeugte Ereignisrate, I_{tot}, I_0 sind die entsprechenden Elektronstrahlströme und σ_{vis} bezeichnet den mit der Detektorakzeptanz und der Triggereffizienz gewichteten Bethe–Heitler Wirkungsquerschnitt.

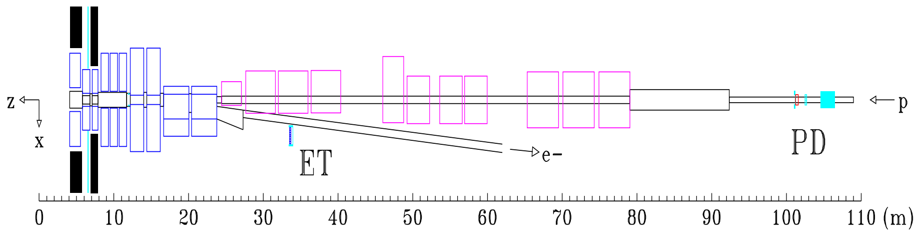


Abbildung 3.9: *Eine Skizze des H1 Luminositätssystems mit dem Elektronen– (ET) und dem Photonendetektor (PD)*

Das Luminositätssystem besteht aus zwei separaten Detektoren: Dem Elektrondetektor (ET) und einem Photonendetektor (PD). Das gestreute Elektron und das Photon werden in Koinzidenz nachgewiesen. Da sich sowohl das gestreute Elektron als auch das Photon unter einem kleinen Polarwinkel (typischerweise $\theta \simeq 17\mu$rad) relativ zur primären Elektronstrahlrichtung bewegen, müssen die Detektoren nahe dem Strahlrohr positioniert werden. Die gestreuten Elektronen werden durch ein System von Quadrupol– und Ablenkmagneten im Bereich $-5{,}8$ m $< z < -23{,}8$ m so abgelenkt, das sie durch ein Fenster bei $z = -27{,}3$ m das Strahlrohr verlassen und den bei $z = -33{,}4$ m befindlichen Elektrondetektor treffen. Die Photonen treten bei $z = -92{,}3$ m durch ein Fenster aus dem Strahlrohr aus und werden in dem bei $z = -102{,}9$ m positionierten Photonendetektor nachgewiesen (vgl. Abb. 3.9). Beide Detektoren sind Kristall–Čherenkov–Zähler und werden mit Photomultipliern ausgelesen. Der Photonendetektor wird durch einen Bleifilter ($2X_0$) und einen Wasser–Čherenkov–Vetodetektor ($1X_0$) gegen den hohen Synchrotronstrahlungsfluß geschützt. In $-z$–Richtung schützt eine Eisenwand den Photonendetektor. Zusätzlich zur Luminositätsbestimmung dient das System als Strahlagemonitor für den HERA Beschleuniger, dem Nachweis von unter kleinem Polarwinkel gestreuten Elektronen in Ereignissen der DIS und Photoproduktion und dem Nachweis von ISR[7] Photonen. Um konsistent mit den Luminositätsmessungen der ZEUS Kollaboration zu sein, wird seit 1997 am H1–Detektor die Luminosität mit der sogenannten Photonmethode bestimmt. Dabei wird die Rate der Bethe–Heitler Ereignisse nur mit dem Photonendetektor des Luminositätssystems gemessen.

[7] Initial state radiation

3.2.5 Das H1–Triggersystem

Das Triggersystem des H1–Detektors stellt einen durch Hard– und Softwaresysteme realisierten Ereignisfilter dar. Es ermöglicht die Identifikation von physikalisch relevanten Ereignissen (die aufgezeichnet werden sollen) und die Reduktion von Untergrunder-eignissen. Die Majorität des Untergrundes im H1–Experiment wird von Halo–Myonen und Photoproduktionsereignissen, welche mit einer 10^4 mal höheren Rate auftreten als Ereignisse der DIS, gebildet. Die Konzeption des Triggersystems sieht vier[8] aufeinanderfolgende Triggerstufen, *L1* bis *L4*, vor und ermöglicht die Reduktion der Ereignisrate von ursprünglich 10,4 MHz auf einen Wert von ca. 5 Hz.

Die Triggerstufe *L1*

In der vollständig durch Hardwarelogik realisierten, synchron zum HERA–Takt (HERA–Clock) arbeitenden, ersten Triggerstufe werden die von den einzelnen Subdetektoren zur Verfügung gestellten Triggerinformationen (Triggerelemente), in Hinblick auf die einzelnen physikalischen Klassen, zu 128 sogenannten Subtriggern (ST) kombiniert. Basierend auf diesen Informationen wird entschieden ob das Ereignis an die zweite Triggerstufe *L2* übergeben wird (*L1 keep*). Um eine Totzeit des Systems zu verhindern, werden sowohl die Triggerinformationen als auch die eigentlichen Daten der einzelnen Subdetektoren in synchron zur HERA–Clock getakteten Zwischenspeichern (*pipelines*) mit einer zeitlichen Kapazität von 25 HERA–Kollisionen gespeichert. Die durch Signalübertragungslängen und Signalbildungszeiten an den einzelnen Subdetektoren bedingte Entscheidungszeit der *L1*–Stufe beträgt 2,3 μs und bestimmt damit die zeitliche Länge des Zwischenspeichers. Durchschnittlich wird eine Zeitspanne von fünf HERA Kollisionen zur Bildung der Triggerinformationen in einem Detektorsubsystem benötigt. Die längsten Driftzeiten in den Spurkammern können bis zu 11, die Integrationszeit der Vorverstärker des LAr–Kalorimeters bis zu 13 HERA Kollisionen betragen.

Die Triggerstufe *L2*

Nur eine kleine Auswahl von *L1*–Subtriggern wird zusätzlich durch die zweite Triggerstufe überprüft. Sie wird durch das *L1 keep* Signal der ersten Triggerstufe aktiviert, die *pipelines* werden gestoppt und die Totzeit des gesamten Systems beginnt. Innerhalb von 20μs liefert das *L2*–System eine Entscheidung. Innerhalb dieser Zeitspanne können die zur Bildung der Triggerelemente verwendeten Triggerinformationen der Subsysteme zur Entscheidungsbildung herangezogen werden. Dies erlaubt eine auf einer wesentlich höheren Granularität der Triggerinformationen beruhenden Entscheidung. Außerdem können Korrelationen zwischen den Triggerinformationen der einzelnen Subsysteme ausgewertet werden. Im Falle einer positive Entscheidung der zweiten Triggerstufe (*L2 keep*) wird die gesamte Detektorinformation ausgelesen. Wird das Ereignis verworfen (*L2 reject*) werden sämtliche *pipelines* gelöscht und neu gestartet; die Totzeit endet.
Der *L2*–Trigger setzt sich aus zwei unabhängigen Hardwaresystemen zusammen: Dem Neuronalen Netzwerk Trigger (*L2NN*) und dem Topologische Trigger (*L2TT*). Das

[8] In den Jahren 1999 und 2000 war die dritte Triggerstufe nicht in Betrieb

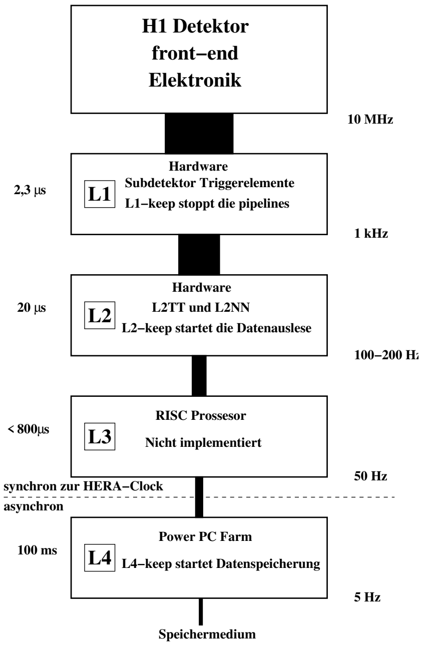


Abbildung 3.10: *Die Abfolge der einzelnen Triggerstufen in der Hierarchie des H1–Triggersystems. Angegeben sind die Zeitspannen der Entscheidungsbildung (links) und die Ausgangsereignisraten (rechts) der einzelnen Systeme. Die dritte Triggerstufe ist nicht implementiert da bereits die zweite Triggerstufe die Ereignisrate auf einen am Eingang von L4 tolerierbaren Wert von* 50 *Hz beschränkt. Im Gegensatz zu L1 und L2 die synchron zur HERA–Clock getaktet sind arbeitet L4 asynchron.*

L2NN–Hardwaresystem setzt sich aus einer Reihe von *CNAPS*[9]–Prozessoren mit den zugehörigen Datenverarbeitungslogiken, die zur Aufbereitung der Subdetektortriggerinformationen dienen, zusammen. Die *CNAPS*–Einheiten ermöglichen die Implementierung verschiedener Typen von Neuronalen Netzwerken. Sie bestehen aus einer Matrix von 64 bis 512 Prozessorknoten die parallel aus den Eingangssignalen die Ausgabewerte der Knoten der ersten Lage des Neuronalen Netzwerkes berechnen. Aus diesen Werten wird wiederum mit den Prozessorknoten der Ausgabewert des einzigen Knotens der zweiten Netzebene berechnet. Das Triggerbit des zugehörigen *L2*–Triggerelements wird gesetzt, falls der Ausgabewert einen für das Netzwerk spezifischen Schwellenwert überschreitet. Trainiert werden die Netzwerke mit in bisherigen Datennahmeperioden aufgezeichneten Ereignissen. Die Trainingsdatensätze bestehen zu gleichen Teilen aus den zu selektierenden physikalisch interessanten Ereignissen und Untergrundereignissen. Zum Test der Netzwerke werden sowohl Daten– als auch simulierte Ereignisse verwendet.

Das *L2TT* System basiert auf einer Projektion der Detektorinformationen in eine 16×16 Matrix, welche die $\vartheta - \varphi$–Ebene des Detektors repräsentiert. In der *L2TT*–Hardware werden verschiedene logische Verknüpfungen der einzelnen Subdetektorinformationen gebildet und auf die Matrix projiziert. So können beispielsweise die *Big Tower* Energien des LAr–Kalorimeters mit verschieden Schwellenwerten verglichen und Kombinationen mit Spurinformationen der Spurkammern gebildet werden. Bis zu 150 verschiedene Projektionen können während der Entscheidungszeit des *L2*–Systems gebildet und analysiert werden. Für jede Projektion wird eine Leistungszahl, die den Unterschied zur Klasse der Untergrundereignisse quantifiziert, bestimmt. Die Leistungszahlen der einzelnen Projektionen werden mit denen interessanter Topologien verglichen und gewichtet aufaddiert. Übersteigt die Summe der Leistungszahlen für eine der 16 vorwählbaren Topologien einen Schwellenwert, wird das zugehörige Triggerelement gesetzt.

[9]CNAPS: **C**onnectiv **N**etwork of **A**daptiv **P**rocessor**S**

Die Triggerstufe *L4* und die Ereignisrekonstruktion

Die vierte und letzte Triggerstufe in der H1–Triggerhierarchie ist als System von Softwarealgorithmen auf einer Rechnerfarm implementiert und arbeitet asynchron zur HERA–Clock. Zu diesem Zeitpunkt ist das Ereignis komplett und nicht mehr auf die einzelnen pipelines der Subsysteme verteilt. Parallel werden bis zu 32 Ereignisse mit einer schnell arbeitenden, vereinfachten Version des H1–Rekonstruktionsprogramms prozessiert. Die Entscheidungen des *L1*-Triggers werden verifiziert, Untergrundereignisse werden identifiziert und die selektierten Ereignisse werden in physikalisch motivierte Klassen eingeteilt. Die Ereignisrate am Ausgang der *L4*–Filterfarm beträgt ca. 5 Hz. Die Rohdaten der Ereignisse, die auf der vierten Triggerstufe akzeptiert worden sind, werden auf Magnetbändern aufgezeichnet. Rohdaten entsprechen z.B. den Ladungsdepositionen in den Zellen des LAr–Kalorimeters oder den an den Signaldrähten der Spurkammern gemessenen Ladungen und Driftzeiten. Um aus diesen Informationen die vollständige Kinematik der erzeugten Teilchen zu rekonstruieren ist eine Weiterverarbeitung der Rohdaten notwendig. Hierzu wird ein Multiprozessorrechner eingesetzt, auf dem das H1–Rekonstruktionsprogramm H1REC arbeitet. Nach der Rekonstruktion werden die Daten in komprimierter Form auf Magnetbändern (DST[10]) aufgezeichnet.

[10]DST: **D**ata **S**ummary **T**apes

Kapitel 4

Rekonstruktion der Kinematik

In diesem Kapitel werden verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik vorgestellt und ihr Einfluss auf die Messung der Wirkungsquerschnitte diskutiert. Insbesondere wird auf die Messung und Kalibration des hadronischen Endzustandes eingegangen.

4.1 Rekonstruktionsmethoden

Zur vollständigen Beschreibung der Kinematik der bei HERA untersuchten Ereignisse der tiefunelastischen Streuung genügt die Kenntnis zweier kinematischer Größen z.B. x und Q^2 (vgl. Kapitel 1). In Ereignissen des geladenen Stroms steht zur Rekonstruktion der kinematischen Größen nur der hadronische Endzustand zur Verfügung. In Ereignissen des neutralen Stroms kann die Kinematik auch aus der Messung des gestreuten Positrons bestimmt werden. Im Folgenden werden die in dieser Analyse zur Rekonstruktion der CC–Ereigniskinematik, der Kalibration der Positronenergie und der Kalibration des hadronischen Endzustands verwendeten Rekonstruktionsmethoden erläutert [47].

4.1.1 Die Methode nach Jacquet und Blondel

In der Methode nach Jacquet–Blondel (Hadronmethode) [48] wird die Ereigniskinematik aus den Viererimpulsen der Teilchen des hadronischen Endzustandes rekonstruiert. Sie ist die einzige anwendbare Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Größen in Ereignissen des geladenen Stroms. Es ist:

$$y_{had} = \frac{\Sigma}{2E_e} \qquad Q^2_{had} = \frac{p^2_{t,had}}{1 - y_{had}} \qquad x_{had} = \frac{Q^2_{had}}{y_{had} \cdot s} \tag{4.1}$$

wobei

$$\Sigma = \sum_i (E_i - p_{z,i}) = 2 \cdot \sum_i E_i \sin^2(\frac{\theta_i}{2}) \tag{4.2}$$

$$p_{t,had} = \sqrt{\Big(\sum_i p_{x,i}\Big)^2 + \Big(\sum_i p_{y,i}\Big)^2} \quad , \quad \tan(\frac{\gamma_{had}}{2}) = \frac{\Sigma}{p_{t,had}} \quad , \quad \eta = -\ln(\tan\frac{\theta_i}{2}) \tag{4.3}$$

Die Summation erstreckt sich über sämtliche Teilchen i im hadronischen Endzustand, wobei (E_i , $p_{x,i}$, $p_{y,i}$, $p_{z,i}$) den Viererimpuls und θ_i den Polarwinkel des Teilchens i bezeichnen. E_e und s bezeichnen die Energie des einlaufenden Positrons und die Schwerpunktenergie. Der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes wird mit $p_{t,had}$, der inklusive Hadronwinkel mit γ_{had} bezeichnet (In 1–Jet Ereignissen entspricht γ_{had} dem Polarwinkel des gestreuten Quarks). Eine weitere oft verwendetet Größe ist die lorentzinvariante Pseudorapidität η.

Der sich unter einem kleinen Polarwinkel in Vorwärtsrichtung bewegende Protonrest kann aufgrund der begrenzten Akzeptanz des H1–Detektors in diesem Winkelbereich nur unvollständig vermessen werden. Die Gleichung 4.2 zeigt, daß die Jacquet–Blondel–Methode nur eine geringe Sensitivität auf den Protonrest besitzt. Die einzelnen Energien der Hadronen i tragen zur y_{had}–Messung mit dem Gewicht $\sin^2(\theta_i/2)$ bei, die Energie des Protonrestes trägt somit nur wenig zur Rekonstruktion der Kinematik bei.

Die Q^2–Auflösung der Jacquet–Blondel–Methode wird mit zunehmenden $p_{t,had}$ besser, verschlechtert sich aber mit ansteigendem y_{had}:

$$\left.\frac{\delta Q^2_{had}}{Q^2_{had}}\right|_{p_{t,had}} \propto \frac{\delta p_{t,had}}{p_{t,had}} \qquad \left.\frac{\delta Q^2_{had}}{Q^2_{had}}\right|_{\Sigma} \propto \frac{\delta\Sigma}{1-y_{had}} \tag{4.4}$$

Mit zunehmenden y dominiert der Term $1/(1-y)$ und die Q^2 und in Folge die x–Auflösung werden deutlich schlechter.

4.1.2 Die Elektronmethode

In der Elektronmethode werden die kinematischen Größen in Ereignissen des neutralen Stroms aus den Viererimpulsen des ein– und auslaufenden Positrons bestimmt. Dies setzt eine möglichst gute Messung der Energie E'_e und des Polarwinkels θ_e des gestreuten Positrons voraus:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - cos\theta_e) \qquad Q^2_e = 4E_eE'_e cos^2\frac{\theta_e}{2} \qquad x_e = \frac{Q^2_e}{y_e \cdot s} \tag{4.5}$$

Aufgrund der $1/y$–Abhängigkeit in den partiellen Ableitungen $\partial y_e/\partial E'_e$ und $\partial y_e/\partial\theta_e$ verringert sich die Auflösungen in x_e und y_e deutlich mit abnehmenden y_e:

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = (1 - \frac{1}{y_e}) \cdot \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus (\frac{1}{y_e} - 1)\cot(\frac{\theta_e}{2}) \cdot \delta\theta_e \tag{4.6}$$

Andererseits besitzt die Elektronmethode im gesamten kinematischen Bereich eine ausgezeichnete Q^2–Auflösung. In dieser Analyse wird die Elektronmethode verwendet, um die Güte der hadronischen Kalibration zu überprüfen. Dazu wird der NC–Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$ innerhalb der für die CC–Messung definierten Bereiche mittels der Elektronmethode bestimmten und mit dem mittels der Jacquet–Blondel–Methode gemessenen Wirkungsquerschnitt verglichen (vergleiche Abschnitt 6.4).

4.1.3 Die Doppelwinkelmethode

In der Doppelwinkelmethode werden nur die Polarwinkel θ_e des gestreuten Positrons und γ_{had} des hadronischen Endzustandes zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik verwendet.

$$y_{DA} = \frac{\sin\theta_e \cdot (1 - \cos\gamma_{had})}{\sin\gamma_{had} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_{had})} \qquad Q^2_{DA} = \frac{4 \cdot E_e^2 \cdot \sin\gamma_{had}(1 + cos\theta_e)}{\sin\gamma_{had} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_{had})} \quad (4.7)$$

Die Auflösung in x und Q^2 verhält sich proportional zu $\frac{\delta\theta_e}{\sin\theta_e} \oplus \frac{\delta\gamma_{had}}{\sin\gamma_{had}}$, daher wird sie sowohl für große als auch für kleine Werte der Winkel des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Positrons ungenau. Diese Methode wird zur Kalibration der Energie des gestreuten Positrons im Zentralbereich des LAr–Kalorimeters verwendet, indem dessen Energie aus den beiden Winkeln θ_e und γ_{had} berechnet wird:

$$E'_{e,DA} = \frac{2E_e \sin\gamma_{had}}{\sin\gamma_{had} + \sin\theta_e - \sin(\gamma_{had} + \theta_e)} \quad (4.8)$$

4.1.4 Die Σ und die $e\Sigma$–Methode

In der Σ–Methode werden die kinematischen Größen aus der Messung des gestreuten Positrons und des hadronischen Endzustandes bestimmt:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{E - p_z} \qquad Q^2_\Sigma = \frac{(E'_e \sin\theta_e)^2}{1 - y_\Sigma} \qquad x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s \cdot y_\Sigma} \quad (4.9)$$

wobei $E - p_z = \Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e)$.

Die Abstrahlung von Photonen durch das einlaufende Positron ("Initial State Radiation", ISR) resultiert in einer unbestimmbaren Verringerung seiner Energie E_e. In der Σ–Methode erfolgt die Bestimmung von y und Q^2 unabhängig von der Energie des einlaufenden Positrons und ist somit unabhängig von der ISR. Mit der Σ–Methode wird in der Variablen y bei kleinen Werten eine wesentlich höhere Auflösung als im Vergleich zur Elektronmethode und bei großen Werten von y eine bessere Auflösung als bei der Jacquet–Blondel–Methode erzielt. Sie ist daher die gebräuchlichste Methode zur y–Rekonstruktion bei Ereignissen des neutralen Stroms.

Die bestmögliche Rekonstruktion der Ereigniskinematik in Ereignissen des neutralen Stroms wird durch eine Kombination der Elektronmethode mit der Σ–Methode erreicht. In der sogenannten $e\Sigma$–Methode [49] wird der Viererimpulsübertrag Q^2_e mit der Elektronmethode und die Skalenvariable x_Σ mit der Σ–Methode bestimmt:

$$Q^2_{e\Sigma} = Q^2_e \qquad x_{e\Sigma} = x_\Sigma \qquad y_{e\Sigma} = \frac{Q^2_e}{x_\Sigma \cdot s} \quad (4.10)$$

Die Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich der mit den verschiedenen Rekonstruktionsmethoden erzielten Auflösungen der Variablen Q^2 und x. Die beste Auflösung in Q^2 wird mit der Elektronmethode erreicht, die Σ–Methode liefert ebenso eine ausreichend gute Auflösung. Im Gegensatz zu der kompakten Energiedeposition des gestreuten Positrons im Kalorimeter ist der hadronische Endzustand über ausgedehnte Raumwinkelbereiche verteilt, die begrenzte Energieauflösung und Akzeptanz des LAr–Kalorimeters resultiert daher bei der

Anwendung der Jacquet–Blondel–Methode in einer im Vergleich wesentlich schlechteren Q^2–Auflösung. Das Auflösungsvermögen in x der Elektronmethode nimmt bei kleinem y aufgrund der oben erwähnten $1/y$–Abhängigkeit stark ab. Im Vergleich dazu ist die x–Auflösung der Σ–Methode relativ unabhängig von der Inelastizität. Die Jacquet–Blondel–Methode weist eine starke Abnahme der x–Auflösung mit ansteigendem y auf. Aufgrund des unzureichenden Q^2– und x–Auflösungsvermögens der Jacquet–Blondel–Methode bei großem y werden zur Messung der Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms nur Ereignisse mit $y_{had} < 0{,}85$ zugelassen.

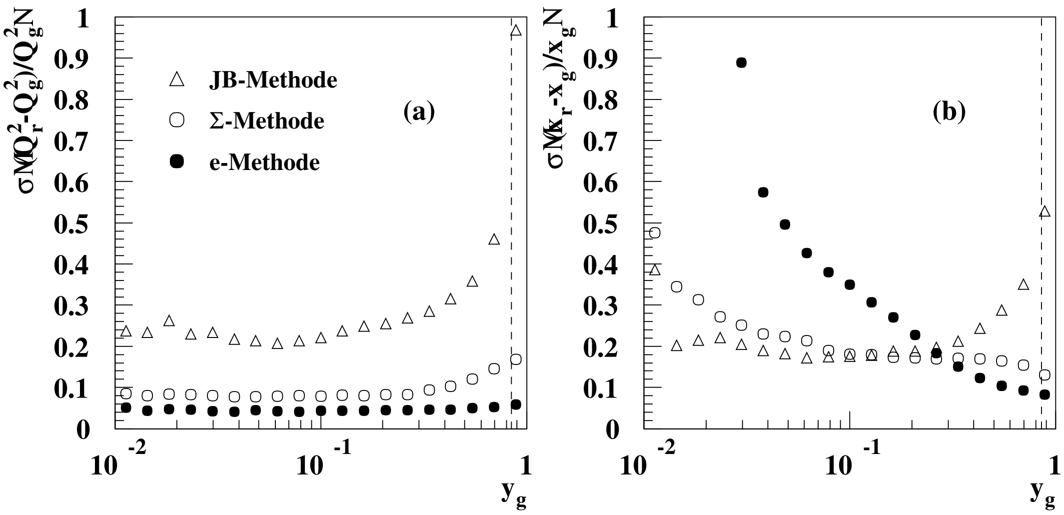


Abbildung 4.1: *Die mit der NC–Simulation bestimmten Q^2 (a) und x–Auflösungen (b) verschiedener Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik als Funktion der Inelastizität im Vergleich. Die mit der Simulation generierten kinematischen Variablen werden mit Q_g^2, y_g und x_g bezeichnet, die rekonstruierten Variablen mit Q_r^2, y_r und x_r. Die unterbrochenen Linien bezeichnen die, in der CC–Selektion verwendete, obere Grenze in y.*

4.2 Die Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes

Bei der exakten Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes werden die folgenden Detektorinformationen verwendet: Die Energiedepositionen im LAr–Kalorimeter, die mit der zentralen Spurkammer vermessenen Spuren, die Energiedepositionen im SPACAL–Kalorimeter und die im Muonsystem detektierten Energiedepositionen. Aus diesen Signalen werden die entsprechenden Vierervektoren rekonstruiert und zum resultierenden Vierervektor des hadronischen Endzustandes aufaddiert. Aufgrund der nur sehr ungenügend modellierbaren Rückstreueffekte innerhalb des instrumentierten Eisens werden die Signale des Muonsystems in dieser Analyse in der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes nicht verwendet. Es wird versucht die durch elektronisches Rauschen, das im LAr–Kalorimeter Energiedepositionen vortäuscht, sowie die durch Rückstreuung erzeugten Energiedepositionen aufgrund ihrer Isolation zu identifiziert und vom hadronischen Endzustand zu subtrahiert. Der Viererimpuls des hadronischen Endzustandes setzt sich in dieser Analyse somit aus vier Komponenten zusammen:

$$P_{had} = (E_{had}; p_{x,had}; p_{y,had}; p_{z,had}) = P_{LAr,had} + P_{Spur,had} + P_{SPACAL,had} - P_{Rauschen} \tag{4.11}$$

Der größte Beitrag zur hadronischen Energie wird dabei innerhalb des LAr–Kalorimeters gemessen. Da das zentralen Spurkammersystem eine wesentlich genauere Messung der Impulse von Teilchen mit geringen Impulsen als das LAr–Kalorimeter ermöglicht, wurde ein Algorithmus (FSCOMB) entwickelt, um die Spurkammerinformationen in der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes zu berücksichtigen [50]. Dabei werden Spuren mit kleinen transversalen Impulsen ($p_{t,Spur} < 2$ GeV) selektiert und auf die Kalorimeteroberfläche extrapoliert. Die Energie innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $r = 25(50)$ cm im elektromagnetischen (hadronischen) Teil des Kalorimeters um die in das Kalorimeter extrapolierte Spur, wird dieser zugeordnet. Übersteigt die Energie innerhalb des zugeordneten Zylinders die Energie der Spur, wird die Kalorimeterenergie verwendet, andernfalls wird die Energie der Spur verwendet.

Eine weitere Optimierung in der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes wird durch die Identifikation der durch elektronisches Rauschen im LAr–Kalorimeter vorgetäuschten Energiedepositionen erreicht. Die Stärke des gaußförmig verteilten elektronischen Rauschens in einer Kalorimeterzelle ist proportional deren Kapazität. Typische Werte (σ_{Rausch}) in einer Kalorimeterzelle resultieren in einer Zellenergie von 10–30 (20–30) Mev im elektromagnetischen (hadronischen) Teils des Kalorimeters. Bereits währen der Datennahme werden nur Zellen berücksichtigt, deren Signal außerhalb von $\pm 2\sigma_{Rausch}$ liegt. In der Ereignisrekonstruktion werden weitere Einschränkungen zur Reduktion des Rauschens angewandt. So werden nur die Zellen, deren Signale über $4\sigma_{Rausch}$ bzw. unter $-4\sigma_{Rausch}$ liegen oder solche Zellen die direkt mit diesen benachbart sind, berücksichtigt [19]. Die Analyse von sogenannten “random trigger[1]”–Ereignissen hat gezeigt [51], daß insbesondere in Ereignissen mit wenig Energiedeposition im Kalorimeter die erwähnten Maßnahmen zur Reduktion des Rauschens nicht ausreichen. Ein weiteres Problem stellt die Rückstreuung von sich in Vorwärtsrichtung bewegenden Teilchen unter großem Winkel in das Kalorimeter dar. Beide Effekte, das elektronische Rauschen und die Rückstreuung, können durch die Identifikation von isolierten, Energiedepositionen in ihrer Rate reduziert werden [50]. Im Polarwinkelbereich ($\theta > 15°$) werden Energiedepositionen mit einer Energie < 800 MeV, die mindestens 80 cm von von weiteren Energiedepositionen entfernt sind, nicht berücksichtigt. Im Vorwärtsbereich ($\theta < 15°$) des Kalorimeters, in dem der Rückstreuungeffekt besonders ausgeprägt ist, wird diese Bedingung verschärft: Energiedepositionen die eine räumliche Isolation von 40 cm aufweisen und deren Energie unter 800 MeV liegt, werden nicht berücksichtigt. Diese Methode wird im Folgenden als erweiterte Rauschreduktion bezeichnet.

Der Einfluß, den die Einbeziehung der Spurkammerinformationen auf die Rekonstruktion des Transversalimpulses $p_{t,had}$ besitzt, wird in der Abbildung 4.2 verdeutlicht. Innerhalb des Monte Carlo Datensatzes wird der rekonstruierte hadronische Transversalimpuls mit dem generierten verglichen. Man erkennt, daß insbesondere bei mittleren und großen Werten der Inelastizität sowohl der Mittelwert als auch die Auflösung der Güte $(p_{t,had} - p_{t,g})/p_{t,g}$ entscheidend verbessert werden.

[1]Spezielle Ereignisse die nach einem Zufallsprozeß getriggert werden um das elektronische Rauschen im LAr–Kalorimeter zu studieren.

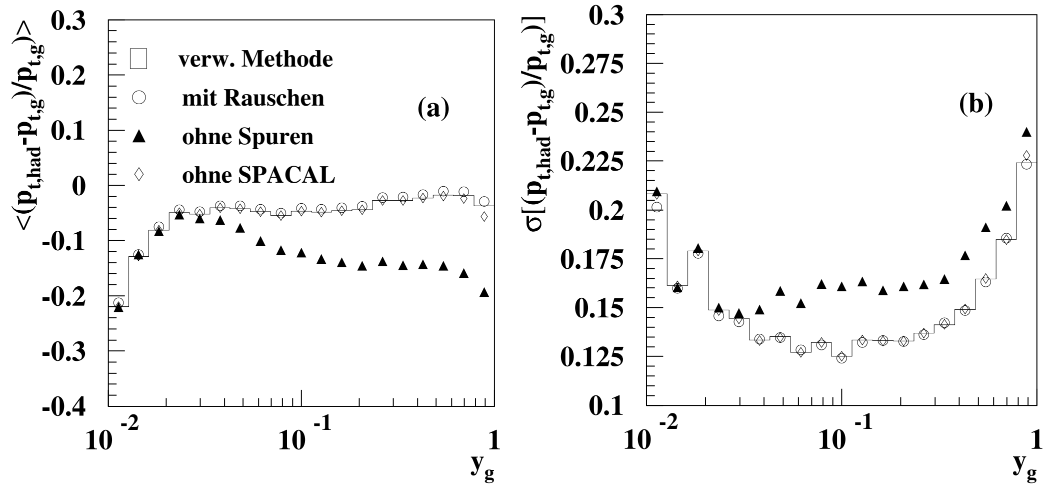


Abbildung 4.2: *Der mit dem CC–MonteCarlo erstellte Vergleich zwischen dem gemessenen hadronischen Transversalimpuls $p_{t,had}$ und dem in der Simulation generierten Transversalimpuls $p_{t,g}$. Gezeigt ist (a) der Mittelwert und (b) die Auflösung der Güte $(p_{t,had} - p_{t,g})/p_{t,g}$ in Abhängigkeit von der generierten Inelastizität y_g. Das Resultat der in dieser Analyse verwendeten Rekonstruktionsmethode LAr+Spuren+SPACAL-el.Rauschen (Histogramm) sowie die Einflüsse des el. Rauschens (○) , der Spurinformationen (▲) und des SPACAL–Kalorimeters (◊) sind dargestellt.*

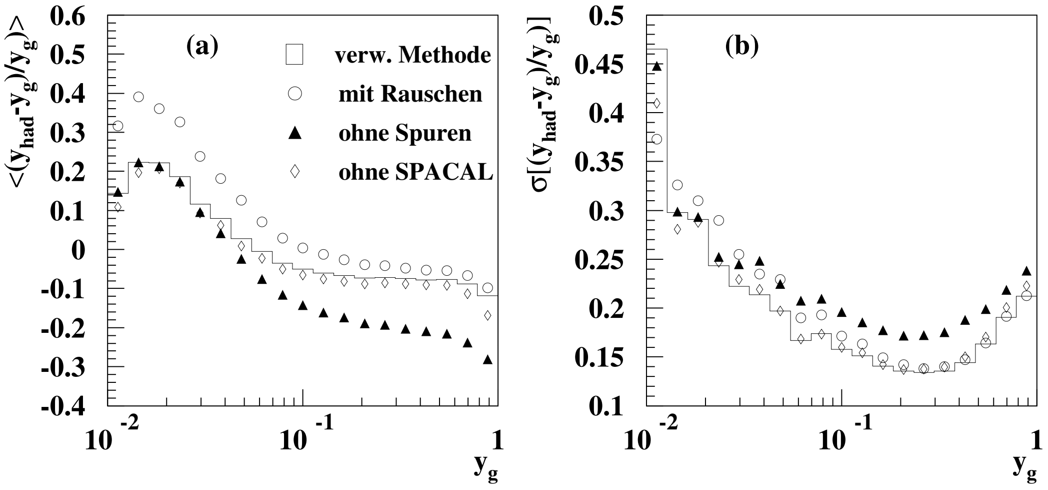


Abbildung 4.3: *Der mit dem CC–MonteCarlo erstellte Vergleich zwischen der gemessenen Inelastizität y_{had} und der in der Simulation generierten Inelastizität y_g. Gezeigt ist (a) der Mittelwert und (b) die Auflösung der Güte $(y_{had} - y_g)/y_g$ in Abhängigkeit von y_g. Das Resultat der in dieser Analyse verwendeten Rekonstruktionsmethode LAr+Spuren+SPACAL-el.Rauschen (Histogramm) sowie die Einflüsse des el. Rauschens (○) , der Spurinformationen (▲) und des SPACAL–Kalorimeters (◊) sind dargestellt.*

Der in Abbildung 4.3 mit der MC–Methode durchgeführte Vergleich zwischen rekonstruiertem und generiertem y verdeutlicht die Effekte der Rauschunterdrückung und der Einbeziehung der Spurkammerinformationen auf die Rekonstruktion der Inelastizität y_{had}. Wird die Unterdrückung des elektronischen Rauschens nicht angewandt, liegt die rekonstruierte Inelastizität bei kleinem y_g bis zu 40% über der generierten. Die Rauschunterdrückung führt in diesem Bereich zu einer wesentlichen Verbesserung der y_{had}–Rekonstruktion. Bei großen Werten der Inelastizität führt die Verwendung der Spurinformationen und der SPACAL–Energien zu einer deutlichen Verbesserung der Rekonstruktion. Dies ist sowohl im Mittelwert wie auch in der Auflösung der Güte $(y_{had} - y_g)/y_g$ sichtbar.

Zusammenfassend kann fesgehalten werden, daß die Verwendung der Spurinformationen und der SPACAL–Energien in der Analyse die Präzision in der Rekonstruktion des hadronischen Transversalimpulses $p_{t,had}$ und der Inelastizität y_{had} bei großem y_{had} entscheidend verbessert. Die Anwendung der erweiterten Rauschreduktion verbessert sowohl die Auflösung als auch den Betrag von y_{had} bei kleinem y_{had} und zeigt andererseits keinen negativen Effekt auf die Rekonstruktion von $p_{t,had}$.

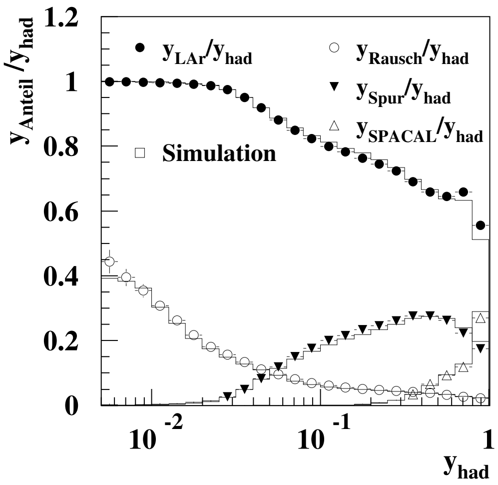


Abbildung 4.4: *Die Beiträge des LAr–Kalorimeters, der Spuren, des SPACAL–Kalorimeters und des el. Rauschens zur gesamten Inelastizität y_{had}. Dargestellt ist jeweils das Verhältnis des einzelnen Anteils y_{Anteil} zur gesamten Inelastizität y_{had} in Abhängigkeit von y_{had}. Der Vergleich der Daten ($\bullet, \circ, \blacktriangledown, \triangle$) mit der Simulation (Histogramm) ist für jeden Anteil separat dargestellt.*

In der Abbildung 4.4 sind die y_{had}–Anteile der einzelnen Rekonstruktionskomponenten (LAr, Spuren, SPACAL, Rauschen) am gesamten y_{had} sowohl für die Daten als auch für die Simulation dargestellt. Im Bereich sehr kleiner Werte der Inelastizität wird bis zu 40% der im LAr–Kalorimeter deponierten Energie als elektronisches Rauschen identifiziert. Bei mittleren und großen Werten der Inelastizität beträgt der mit der Spurkammer gemessene Anteil an der Energie bis zu 30%. Der Beitrag der SPACAL–Energie wird erst bei sehr großen Werten der Inelastizität relevant und beträgt im Bereich $y_{had} > 0{,}7$ bis zu 30% der Gesamtenergie. Die Abbildung verdeutlicht, das der bei weitem größte Anteil der Energie im hadronischen Endzustand mit dem LAr–Kalorimeter erfaßt wird.

Das Verständnis der hadronischen Energieskala des LAr–Kalorimeters sowie deren Kalibration ist somit für eine möglichst fehlerfreie Rekonstruktion der Ereigniskinematik von entscheidender Bedeutung. Im folgenden Abschnitt wird die in dieser Analyse durchgeführte Kalibration des LAr–Kalorimeters und das Studium der hadronischen Energieskala dargestellt.

4.3 Die Kalibration des LAr–Kalorimeters

Das Grundprinzip der Kalibration der hadronischen Energie beruht auf der Tatsache, daß Ereignisse des neutralen Stroms einen bilanzierten Transversalimpuls aufweisen. In NC–Ereignissen mit einem Jet muß der Transversalimpuls dieses einen Jets $p_{t,had}$ dem des Positrons $p_{t,e}$ entsprechen.

Vergleicht man die Abbildungen 4.2 und 4.3 miteinander, so erkennt man, daß eine einfache absolute Kalibration der hadronischen Energie nicht zum Erfolg führen kann: der Wert der rekonstruierten Inelastizität y_{had} ist im Mittel zu groß, wohingegen der Wert des rekonstruierten Transversalimpulses im Mittel zu niedrig ist. Daher wird jede einfache Energiekalibration zwar die Präzision der Messung der einen Variable verbessern, gleichzeitig aber die Präzision der Messung der anderen Variable verschlechtern. In dieser Analyse wird daher eine hadronische Kalibration relativ zum Monte Carlo durchgeführt. Die einzelnen Schritte der Kalibration des hadronischen Endzustandes sind:

- Schritt 1:
  Anwendung der mit den Daten des Jahres 1997 ermittelten Kalibrationskonstanten auf die analysierten Daten. Dabei werden die Konstanten der relativen hadronischen Kalibration nur auf die Daten, die absolute Elektronenergiekalibration sowohl auf die Daten als auch auf die MC–Ereignisse angewandt.

- Schritt 2:
  Durchführung der von der Pseudorapidität η_{jet} abhängigen $p_{t,Jet}$–Kalibration auf Basis der Simulation. Diese Kalibration wird auf die Daten und auf die MC–Ereignisse angewandt.

- Schritt 3:
  Anwendung der in der NC–Analyse mit den Daten der Messperiode 1999–2000 bestimmten absoluten Elektronenergiekalibration.

- Schritt 4:
  In sechs verschiedenen Bereichen des LAr–Kalorimeters (BBE/SPACAL, CB1, CB2, CB3, FB und IF/OF) wird eine vom Transversalimpuls $p_{t,had}$ abhängige relative Kalibration des Jettransversalimpulses $p_{t,Jet}$ durchgeführt. Es handelt sich dabei um eine relative Kalibration, d.h. es werden die Daten relativ zur Simulation kalibriert.

Mit der Statistik ($\mathcal{L} = 35{,}7\ \mathrm{pb}^{-1}$) der in den Jahren 1994–1997 bei H1 aufgezeichneten Daten war es zum erstenmal möglich eine präzise Kalibration der im Kalorimeter gemessenen Energien durchzuführen. Die elektromagnetische Energieskala konnte dabei im zentralen Bereich mit einer Genauigkeit von bis zu 0,7% und im vorderen Bereich mit einer Genauigkeit von maximal 3% bestimmt werden. Die verwendete Kalibrationsmethode nutzt die Kinematik der Ereignisse des neutralen Stroms aus. Sie besteht aus einem Vergleich zwischen der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie und der mit der Doppelwinkelmethode bestimmten Elektronenergie. Dies wird durch die Unabhängigkeit der Gleichung 4.8 von der im Kalorimeter gemessenen Energie ermöglicht. Der Vergleich wird als Funktion der z–Koordinate des Eintrittspunkts des Elektrons in das LAr–Kalorimeter ($z_{imp,e}$) durchgeführt. Das Resultat dieses Vergleichs sind im ersten Schritt Kalibrationskonstanten für jeden Oktanden der Räder des Kalorimeterzentralbereichs (BBE, CB1–3) und für die einzelnen Räder des vorderen Bereichs (FB1–2,IF,OF). Im zweiten Schritt werden Kalibrationskonstanten als Funktion der z–Koordinate des Elektronauftreffpunktes in Stufen von einem Zentimeter ermittelt. Die elektromagnetische Kalibration ist, im Gegensatz zur relativen hadronischen Kalibration, eine absolute Kalibration.

Die Kalibration der Elektronenergie bildet die Grundlage der anschließenden hadronischen Kalibration des LAr–Kalorimeters. Die dazu verwendete Methode basiert auf dem Vergleich zwischen dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes im LAr–Kalorimeter $p_{t,LAr}$ und dem bereits, mit den Daten der Jahre 1994-1997, kalibrierten transversalen Impuls des gestreuten Positrons $p_{t,e}$ [51]. Es werden sowohl für die elektromagnetischen als auch für die hadronischen Bereiche der einzelnen Räder des Kalorimeters separate Kalibrationskonstanten, die nur auf die Daten angewandt werden, bestimmt:

$$C_i = \frac{\langle \Delta_i^{Daten} \rangle}{\langle \Delta_i^{MC} \rangle} \qquad \text{mit} \qquad \Delta_i = 1 - \sum_{Ereignisse} \delta^{Er} W_i^{Er} \tag{4.12}$$

Es ist $\delta^{Er} = p_{\perp,LAr}/p_{t,e}$ wobei $p_{\perp,LAr}$ die Projektion von $p_{t,LAr}$ auf die Transversalimpulsrichtung des gestreuten Positrons bezeichnet $p_{\perp,LAr} = -p_{t,LAr} \cdot \cos(\phi_e - \phi_{LAr})$. Der relative Anteil des Rades i an δ^{Er} wird durch den im entsprechenden Rad deponierten Bruchteil des transversalen Impulses $W_i^{Er} = p_{t,i}/p_{t,LAr}$ gegeben . Es handelt sich hierbei um eine iterative Methode, d.h nach der ersten Anwendung der Kalibrationskonstanten C_i auf die Daten werden im zweiten Durchlauf mit den kalibrierten Daten neue Konstanten bestimmt. Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters konvergiert diese Methode nach drei Iterationen im hadronischen Teil nach acht. Nach der Anwendung dieser Korrekturen stimmt die Messung der hadronischen Energie für Daten der Messperiode 1994–1997 mit den zugehörigen MC–Ereignisse innerhalb eines Fehlerbereichs von 2% überein. Wendet man dieselben Kalibrationskonstanten auf die Daten der Jahre 1999–2000 an, zeigt sich, daß eine neue Kalibration sowohl der elektromagnetischen als auch der hadronischen Energieskala nötig war. Insbesondere bei großen Transversalimpulsen weichen die Messungen der hadronischen Energie zwischen Daten und Simulation erheblich voneinander ab (vgl. Abbildung 4.7). Eine mögliche Erklärung dieser Veränderungen der Energieskala ist die Modifikationen der Ausleselektronik des LAr–Kalorimeters, die mit dem Ziel das elektronische Rauschen zu vermindern, im Jahr 1997 durchgeführt wurde [52].Ferner ist die zeitlich abnehmende Ladungssammlungseffizienz des Kalorimeters [53] ein weiterer denkbarer Grund. Es ist somit unumgänglich, eine erweiterte hadronische Kalibration für die Daten der Datennahmeperiode 1999–2000 durchzuführen.

Der erste Schritt in der erweiterten Kalibration der hadronischen Energie besteht in einer von der Pseudorapidität η_{Jet} abhängigen Korrektur der Transversalimpulse der einzelnen Teilchenjets $p_{t,Jet}$. Die Abbildung 4.5a zeigt für einen NC–MC–Datensatz, bestehend aus Ereignissen mit nur einem Jet, die Abhängigkeit des Verhältnisses von rekonstruiertem zu generiertem Jet–Transversalimpuls $\langle p^r_{t,jet}\rangle / \langle p^g_{t,jet}\rangle$ als Funktion der Pseudorapidität des Jets. Die starke Abnahme von $p^r_{t,jet}$ bei großen Werten der Pseudorapidität beruht auf dem begrenzten Akzeptanzbereich des LAr–Kalorimeters. Teilchenjets in diesem Bereich können nur unvollständig vermessen werden, da ein Teil des Jets im Strahlrohr verschwindet. Die Abnahme bei negativen Werten der Pseudorapidität ist eine Konsequenz der unzureichenden Kalibration des SPACAL–Kalorimeters. Um diese η–Abhängigkeit des Transversalimpulses zu kompensieren, wurde eine von der Pseudorapidität des Jets η_{Jet} abhängige Korrektur des Transversalimpulses $p_{t,Jet}$ entwickelt. Der gesamte η_{Jet}–Bereich

η_{Jet}–Bereich	Koeffizienten			
	a	b	c	d
$-2{,}0 < \eta_{Jet} \leq -1{,}0$	0,0	0,399	1,193	1,711
$-1{,}0 < \eta_{Jet} \leq 0{,}5$	0,285	-0,034	-0,185	1,045
$0{,}5 < \eta_{Jet} \leq 1{,}8$	-0,084	0,151	-0,010	0,955
$1{,}8 < \eta_{Jet} \leq 3{,}6$	-0,222	1,503	-3,343	3,383

Tabelle 4.1: *Die Definition der einzelnen Pseudorapiditätsbereiche in denen eine von η_{Jet} abhängige $p_{t,Jet}$–Kalibration durchgeführt wurde und die zugehörigen Koeffizienten der in diesen Bereichen verwendetetn Korrekturfunktionen (vgl. Gleichung 4.13).*

wird, aufgrund des funktionellen Verlaufs von $\langle p^r_{t,jet}\rangle/\langle p^g_{t,jet}\rangle$, in vier η_{Jet}–Bereichen aufgeteilt, in denen jeweils eine Funktion an $\langle p^r_{t,jet}\rangle/\langle p^g_{t,jet}\rangle$ angepasst wird. Mit diesen wurden im Folgenden die Transverslimpulse der Jets sowohl in den Daten als auch in der Simulation korregiert:

$$p^{kal}_{t,Jet} = p^r_{t,Jet} \cdot \frac{1}{a \cdot \eta^3_{Jet} + b \cdot \eta^2_{Jet} + c \cdot \eta_{Jet} + d} \qquad \text{mit} \qquad \eta_{Jet} = -\ln(\tan(\frac{\theta_{Jet}}{2})) \qquad (4.13)$$

Diese Korrektur wird auf jeden einzelnen Jet eines Ereignisses angewandt. Die einzelnen η_{Jet}–Bereiche mit den zugehörigen Koeffizienten der Korrekturfunktionen sind in der Tabelle 4.2 angegeben. In der Abbildung 4.5b wird das Verhältnis $\langle p^r_{t,jet}\rangle/\langle p^g_{t,jet}\rangle$ nach der Anwendung der Korrekturfunktionen gezeigt. Man erkennt, daß der rekonstruierte Transversalimpuls der Jets nach der Kalibration innerhalb des Pseudorapiditätsbereichs $-1{,}5 < \eta_{Jet} < 3$ sehr gut mit dem generierten Transversalimpuls übereinstimmt.

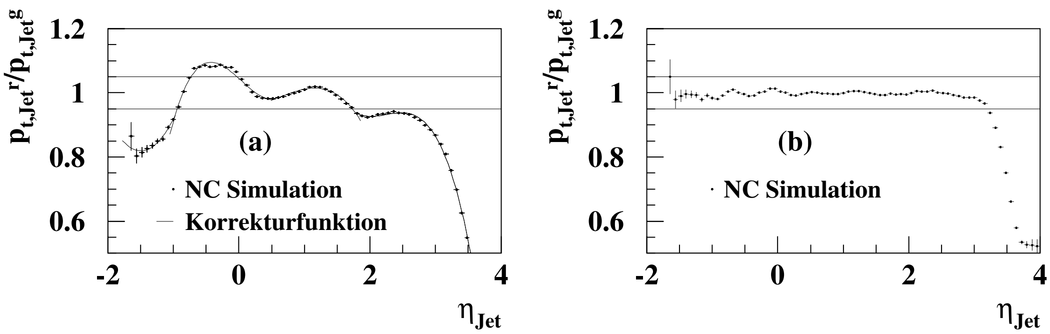


Abbildung 4.5: *(a) Das mit der Simulation bestimmte Verhältnis zwischen rekonstruiertem und generierten Jet–Transversalimpuls $p^r_{t,Jet}/p^g_{t,Jet}$ als Funktion der Pseudorapidität des Teilchenjets η_{Jet}. (b) Die gleiche Verteilung nach der Anwendung der in Abbildung (a) gezeigten Korrekturfunktion.*

Eine weitere Stufe in der Kalibration der hadronischen Energie besteht in einer vom Transversalimpuls $p_{t,Jet}$ des Jets abhängigen Kalibration der in den einzelnen Jets eines Ereignisses enthaltenen Energien. Basis dieser Kalibration ist der Vergleich zwischen dem hadronischen Transversalimpuls $p_{t,Jet}$ des Jets und dem Transversalimpuls des gestreuten Positrons $p_{t,e}$ in Ereignissen des neutralen Stroms mit nur einem Teilchenjet. Diese Methode führt nur dann zu befriedigenden Ergebnissen, falls die Energie des gestreuten

Positrons mit hoher Genauigkeit gemessen wurde. Es zeigt sich, daß die Anwendung der im Jahr 1997 verwendeten Elektronkalibration zu keiner ausreichend guten Übereinstimmung der Positronenergie zwischen Daten und Monte Carlo führt (vgl. Abb. 4.6(a)). Basierend auf den Daten der Jahre 1999–2000 wurde daher eine erneute Kalibration der Elektronenergie durchgeführt; das Resultat ist in der Abbildung 4.6(b) dargestellt. Aufgetragen ist das Verhältnis aus der mit dem LAr–Kalorimeter gemessenen Positronenergie und der mit der Doppelwinkelmethode (Gleichung 4.8) rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der z–Koordinate des LAr–Auftreffpunktes. Man erkennt, daß die Daten nach der Kalibration wesentlich besser von der Simulation beschrieben werden und daß eine verbesserte Übereinstimmung zwischen der im LAr–Kalorimeter gemessenen Energie und der von der DA–Methode rekonstruierten Energie erreicht wurde. Basierend auf dieser mit hoher Genauigkeit bestimmten Positronenergie kann die Kalibration der in den Teilchenjets enthaltenen hadroischen Energie durchgeführt werden.

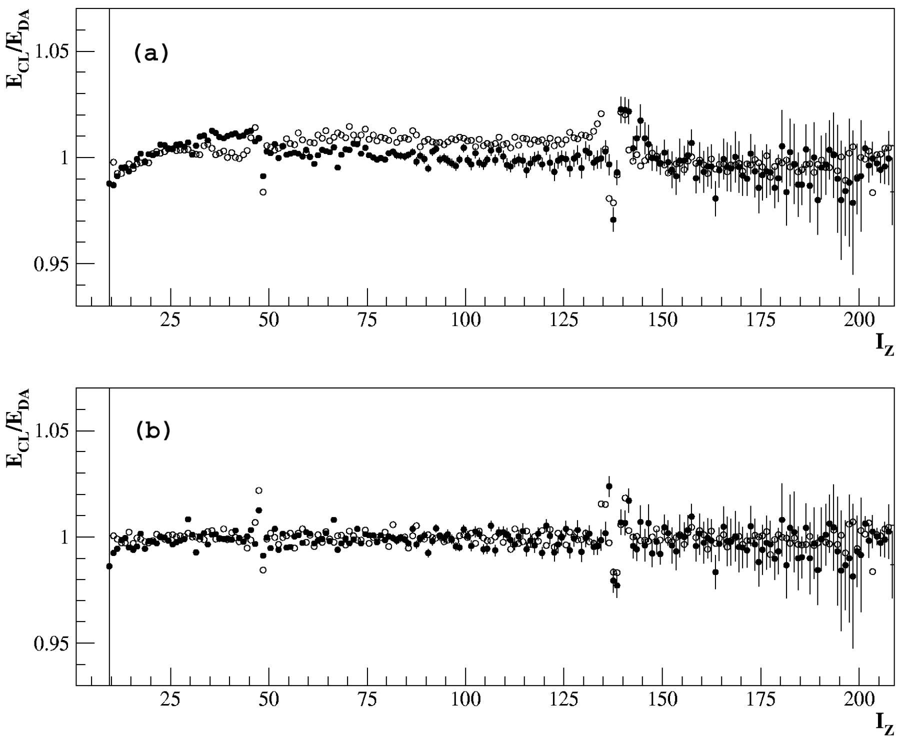


Abbildung 4.6: *Das Verhältnis aus der mit dem LAr–Kalorimeter gemessenen Positronenergie E_{CL} und der mit der Doppelwinkelmethode bestimmten Energie E_{DA} in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Positrons für Daten (●) und Simulation (○). Die Abbildung (a) zeigt das Verhältnis E_{CL}/E_{DA} vor der Anwendung der mit den Daten der Jahre 1999-2000 durchgeführten Elektronkalibration, die Abbildung (b) zeigt das gleiche Verhältnis nach erfolgter Elektronkalibration.[54]*

In der Abbildung 4.7 ist das Verhältnis des Transversalimpulses des hadronischen Endzustandes $p_{t,had}$ zum Transversalimpuls des gestreuten Positrons $p_{t,e}$ in Ereignissen des neutralen Stroms mit nur einem Teilchenjet in Abhängigkeit von $p_{t,e}$ sowohl für Daten als auch für MC–Ereignisse aufgetragen. Aufgrund des unterschiedlichen funktionellen Verlaufs von $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle$ in den verschieden mechanischen Kalorimetermodulen werden

LAr–Bereich	Koeffizienten			
	a	b	c	d
BBE/SPACAL	0,011	91,164	-8,656	0,288
CB1	0,030	33,521	-16,256	6,418
CB2	0,030	33,588	-16,435	5,740
CB3	0,026	39,615	-18,711	4,496
FB	0,020	50,023	-16,453	16,429
IF/OF	0,020	50,186	-24,827	17,348

Tabelle 4.2: *Die Koeffizienten der in den einzelnen LAr–Bereichen angewandten von $p_{t,Jet}$ abhängigen Korrekturfunktionen (vgl. Gleichung 4.14).*

sechs Bereiche unterschieden. Man erkennt, daß bei großen Werten von $p_{t,e}$ in allen sechs Kalorimeterbereichen nur eine ungenügende Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation erreicht wird. Um diesen Effekt zu korregieren wird eine von $p_{t,e}$ abhängige Korrekturfunktion an das Verhältnis $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ (Abbildung 4.7, rechts) angepaßt und die Energie des hadronischen Endzustandes der Datenereignisse mit dieser korregiert:

$$(p^{kal}_{x,had}\ ,\ p^{kal}_{y,had}\ ,\ \Sigma^{kal}) = (p_{x,had}\ ,\ p_{y,had}\ ,\ \Sigma)\cdot\frac{1}{a\cdot(b+tanh((p_{t,Jet}+c)/d))} \tag{4.14}$$

Der rechte Teil der Abbildung 4.7 zeigt in den sechs verschiedenen Bereichen des Kalorimeters das Verhältnis $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ in Abhängigkeit von $p_{t,e}$ und die zugehörigen angepaßten Korrekturfunktionen.

Die Koeffizienten der Korrekturfunktion für die einzelnen Kalorimeterbereiche sind in der Tabelle 4.2 aufgeführt. Im IF/OF–Bereich kann bei kleinen Transversalimpulsen $p_{t,Jet} <$ 16 GeV die in der Gleichung 4.14 definierte Korrekturfunktion nicht an die Daten angepaßt werden. Hier wird ein Polynom dritten Grades verwendet

$$f(p_{t,jet}) = 0{,}001\cdot p^3_{t,jet} - 0{,}015\cdot p^2_{t,jet} + 0{,}176\cdot p_{t,jet} + 0{,}354 \tag{4.15}$$

Bei der Kalibration werden die Korrekturfunktionen auf jeden einzelnen Jet eines Ereignisses angewandt. Die Entscheidung, welchem Kalorimeterbereich ein Jet zugeordnet wird, ergibt sich durch die aus dem Jet–Polarwinkel berechnete z–Koordinate des Auftreffpunktes im Kalorimeter:

$$z_{Jet} = \frac{R_{LAr}}{\tan\theta_{Jet}} + z_{Vtx} \tag{4.16}$$

mit R_{LAr} wird der gemittelte radiale Abstand des Energie–Schwerpunktes der hadronischen Jets bezeichnet.

An die Stelle von $p_{t,e}$ tritt der Transversalimpuls des jeweiligen Teilchenjets $p_{t,Jet}$. Die Abbildung 4.8 zeigt die Größen $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle$ und $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Elektrons nach Anwendung der erweiterten von $p_{t,Jet}$ abhängigen Kalibration. Innerhalb des angegebenen Fehlerintervalls von $\pm 2\%$ werden die Daten von der Simulation nach der Kalibration gut beschrieben.

Im ersten Teil der Abbildung 4.9 ist das Verhältnis $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ nach der Kalibration in Abhängigkeit vom hadronischen Winkel γ_{had} aufgetragen. Es

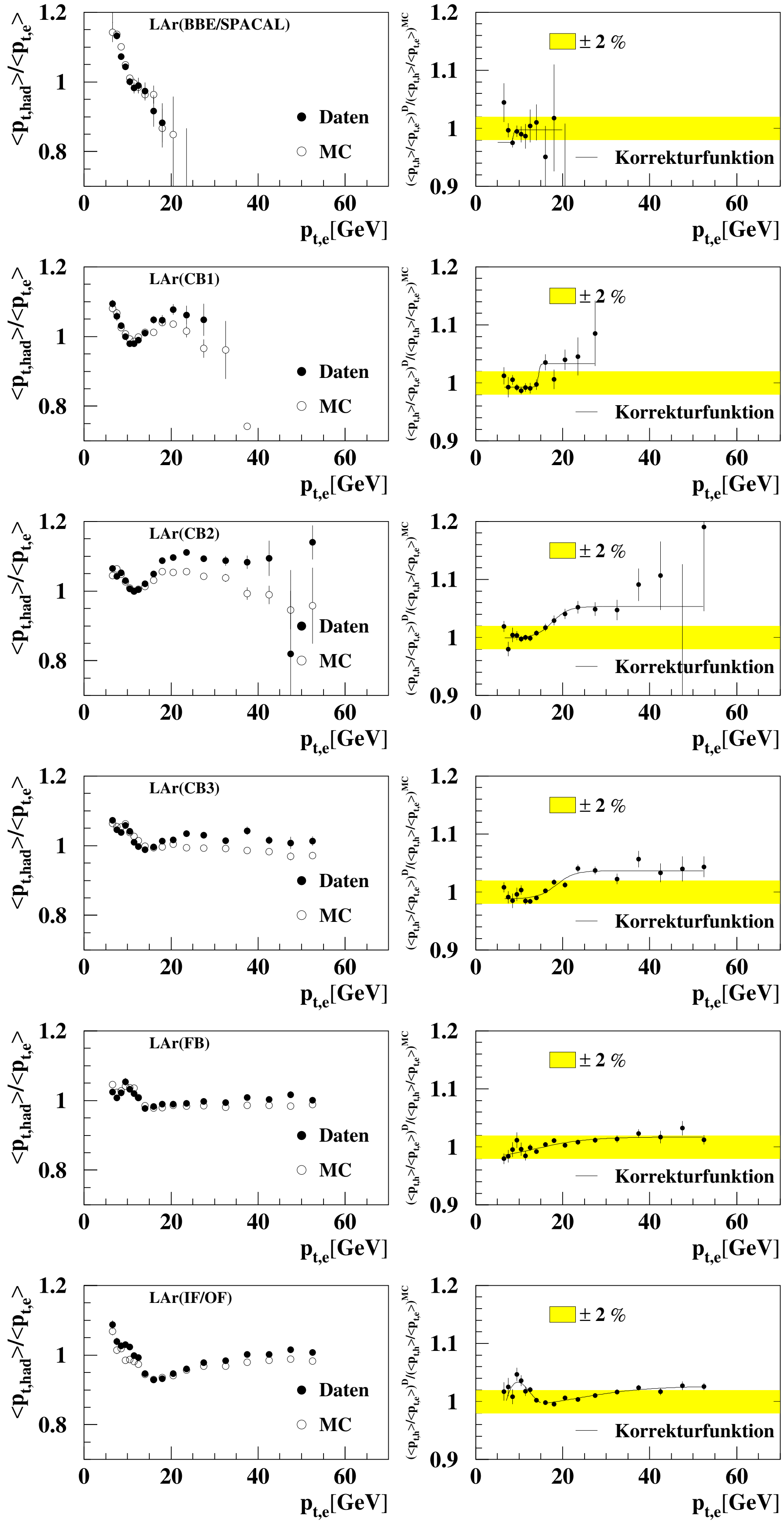


Abbildung 4.7: *Die Verhältnisse* $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle$ *(links) und* $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ *(rechts) von NC–Ereignissen mit nur einem Jet in Abhängigkeit von* $p_{t,e}$ *für Daten* ($\bullet$) *und MC–Ereignisse* ($\circ$) *in sechs Bereichen des Kalorimeters vor der erweiterten Kalibration.*

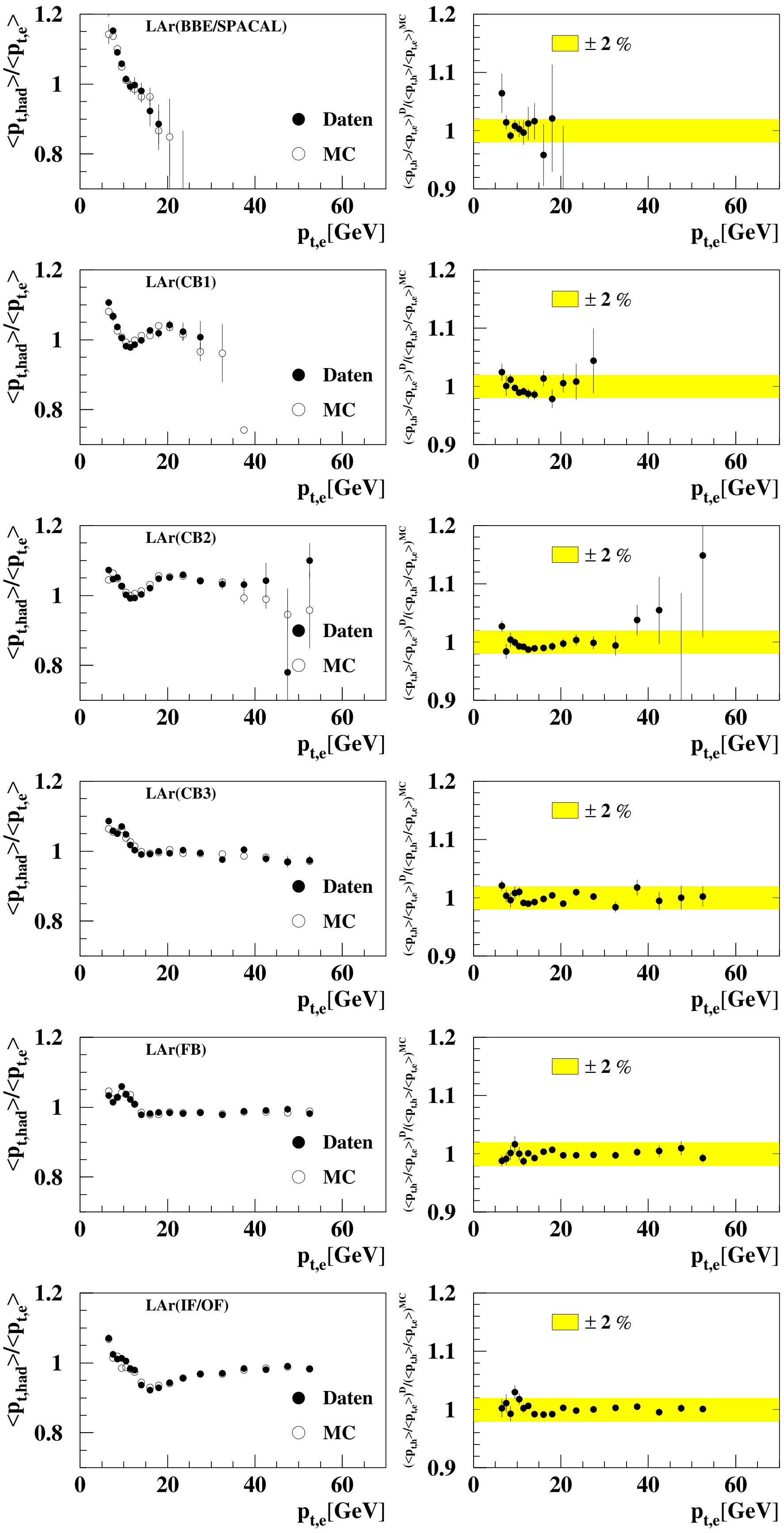


Abbildung 4.8: *Die Verhältnisse* $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle$ *(links) und* $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{Daten}/\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ *(rechts) von NC–Ereignissen mit nur einem Jet in Abhängigkeit von* $p_{t,e}$ *für Daten* ($\bullet$) *und MC–Ereignisse* ($\circ$) *in sechs Bereichen des Kalorimeters nach der erweiterten Kalibration.*

wird darin zwischen zwei Bereichen des hadronischen Transversalimpulses unterschieden: $p_{t,had} < 25$ GeV Abbildung (a) und $p_{t,had} > 25$ GeV Abbildung (b). Man erkennt, daß im gesamten kinematischen Bereich durch die Kalibration eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation erzielt wurde. Der zweite Teil der Abbildung 4.9 zeigt das Verhältnis der Inelastizitäten $\langle y_{had}\rangle/\langle y_e\rangle^{Daten}/\langle y_{had}\rangle/\langle y_e\rangle^{MC}$ in Abhängigkeit vom hadronischen Winkel γ_{had} in den beiden genannten Transverslimpulsbereichen. Innerhalb des angegebenen Fehlerbereichs von ±2% werden die Daten gut von der Simulation beschrieben.

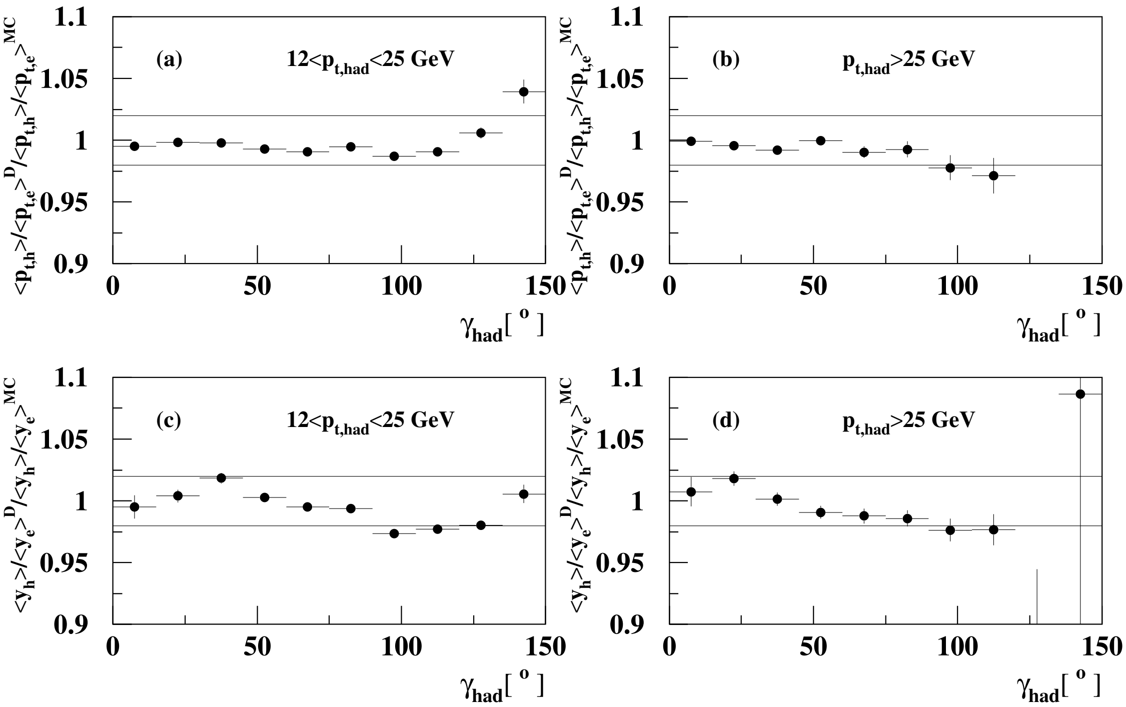


Abbildung 4.9: *Das Verhältnis von $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^D$ für Daten zu $\langle p_{t,had}\rangle/\langle p_{t,e}\rangle^{MC}$ in der Simulation für zwei Transversalimpulsbereiche $p_{t,had} < 25$ GeV (a) und $p_{t,had} > 25$ GeV (b) in Abhängigkeit vom hadronischen Winkel γ_{had}. Sowie das Verhältnis von $\langle y_{had}\rangle/\langle y_e\rangle^D$ für Daten zu $\langle y_{had}\rangle/\langle y_e\rangle^{MC}$ in der Simulation in Abhängigkeit von γ_{had} für zwei Bereiche des Transversalimpulses $p_{t,had} < 25$ GeV (c) und $p_{t,had} > 25$ GeV (d).*

Die geschilderte erweiterte Kalibration der hadronischen Energieskala erfüllt somit die am Anfang dieses Abschnittes an sie gestellten Anforderung, zu einer guten Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo in den beiden Messgrößen y_{had} und $p_{t,had}$ zu führen.

Die mit der Kalibration erzielte gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist die wichtigste Voraussetzung für die Abschätzung des Untergrundes und die Bestimmung der Effizienzen auf der Basis des Monte Carlos.

Kapitel 5

Selektion der Daten

Da der Prozess des geladenen Stroms einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten der Untergrundprozesse aufweist, ist eine hohe Selektionseffizienz bei gleichzeitiger effizienter Untergrundreduktion die entscheidende Basis der Messung.

Das Kapitel beginnt mit einer Beschreibung der Signaturen der Ereignisse des geladenen und des neutralen Stromes sowie der Photoproduktion. Im Folgenden wird die zur Bestimmung der Selektions und Triggereffizienzen verwendetet "Pseudo Charged Current"–Methode erläutert. Es folgt die Darlegung der Auswahl des Datensatzes. Anschließend wird das Triggersystem des Flüssig–Argon Kalorimeters näher erläutert und auf Basis dieser Informationen die Triggerbedingungen beschrieben. Es folgen die Darstellungen der einzelnen Selektionskriterien, deren Effizienzen und Systematiken. Das Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung der Selektionskriterien und der Darstellung der wichtigsten Kontrollverteilungen des Datensatzes ab.

5.1 Signatur der Ereignisse

5.1.1 Ereignisse des geladenen Stroms

Da das Neutrino im Endzustand von Ereignissen des geladenen Stroms nicht nachgewiesen werden kann, besitzen CC–Ereignisse eine in der x-y–Ebene scheinbar unausgeglichene Impulsbilanz. Der fehlende meßbare Transversalimpuls des Endzustandes ist somit das entscheidende Kriterium in der Ereignisselektion. Abbildung 5.1 zeigt einen typischen Ereigniskandidaten des geladenen Stroms. In der r-z–Projektion des Detektors erkennt man die in den Spurkammern rekonstruierten Teilchenspuren sowie die Energiedepositionen im LAr–Kalorimeter. Man kann zwei Gruppen von Spuren und Energiedepositionen in der Abbildung unterscheiden:

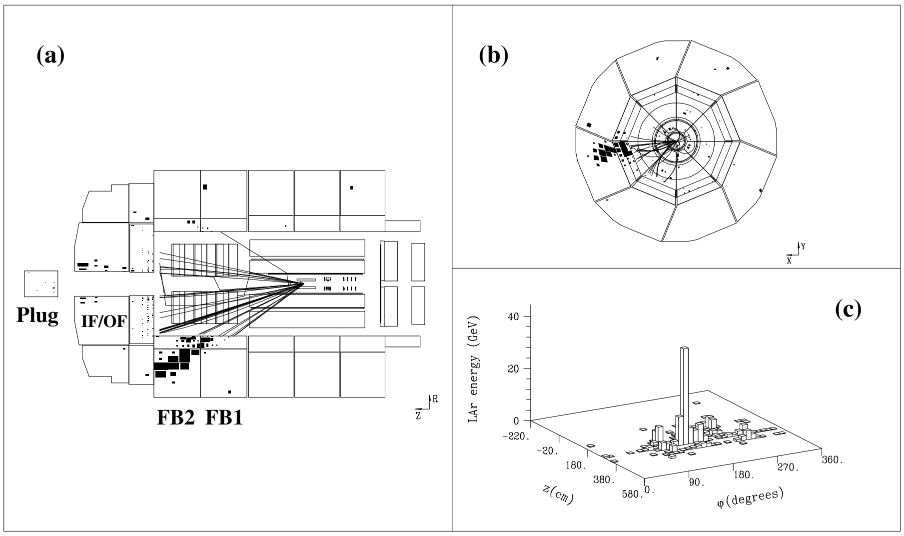


Abbildung 5.1: *Ein mit dem H1–Ereignisdisplay visualisierter Ereigniskandidat des* ***geladenen Stroms*** *in der* e^+p*–Streuung. Das Ereignis ist in der* r*-*z*–Projektion des Detektors (a) und in der* r*–*φ*–Ansicht (b) dargestellt (man beachte die in der radialen Ebene asymmetrische Energiedeposition). Abbildung (c) zeigt ein Histogramm der im LAr–Kalorimeter deponierten Energie in der von* z *und* φ *aufgespannten Ebene.*

1. Eine lokal eingegrenzte Gruppe von relativ großen Energiedepositionen im FB1/FB2 des Kalorimeters und eine zugehörige Gruppe von Spuren, die vom Vertex auf diese Depositionen weisen. Die longitudinale Hauptachse der Energiedeposition weist zum Wechselwirkungspunkt. In der radialen Ansicht des Detektors erkennt man eine asymmetrische Energieverteilung. Diese Gruppe von Energiedepositionen und Spuren hat ihre Ursache im Stromjet (vgl. Abb. 1.1)

2. Eine Anzahl von relativ geringen, in der radialen Ebene symmetrisch verteilten, Energiedepositionen im Vorwärtsbereich (IF/OF, PLUG) des Kalorimeters, insbesondere in nächster Nähe des Strahlrohrs, sowie eine in den Vorwärtsspurkammern rekonstruierte Gruppe von Teilchenspuren. Dieses System wird dem Protonrest zugeordnet.

Die vom Quark–Parton–Modell vorhergesagten zwei Anteile des hadronischen Endzustands, ein Stromjet mit großem transversalen Impuls und der Protonrest mit kleinem transversalen Impuls, sind in dem vorgestellten Ereignis deutlich sichtbar. Nur ein kleiner Teil des Protonrests ist in der Regel meßbar, da der Hauptanteil nicht aus dem Strahlrohr hinausgestreut wird. Zusätzlich zu dem vorgestellten CC–Prozess in niedrigster Ordnung können Prozesse höherer Ordnung auftreten, die zu weiteren Jets im Endzustand führen. So kann das gestreute Quark beispielsweise ein Gluon abstrahlen, welches durch Fragmentation und Hadronisierung einen weiteren Jet erzeugt. Ein Fünftel der Ereignisse des geladenen Stroms im untersuchten kinematischen Bereich besitzt mehr als einen Jet.

5.1.2 Ereignisse des neutralen Stroms

Abbildung 5.2 stellt einen Ereigniskandidaten des neutralen Stroms dar. Man erkennt den durch das gestreute Quark erzeugten hadronischen Jet, der sich aus einer Gruppe von Teilchenspuren und Energiedepositionen, analog dem Jet im vorgestellten CC–Ereignis, zusammensetzt. In der radialen Ebene gegenüber dem Jet erkennt man im elektromagnetischen Kalorimeter die kompakte isolierte Energiedeposition des gestreuten Positrons. Auf diese weist ausgehend vom Ereignisvertex, eine einzelne, vom Positron erzeugte, Teilchenspur. Die im Kalorimeter deponierte Energie ist in der radialen Ebene im Azimutwinkel balanciert, der Transversalimpuls ist ausgeglichen.

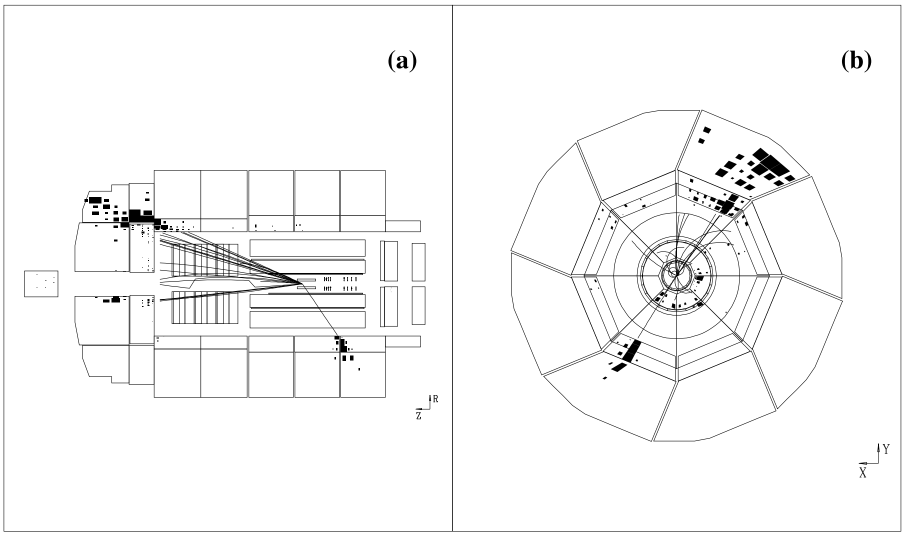


Abbildung 5.2: *Ein mit dem H1–Ereignisdisplay visualisierter Ereigniskandidat des* ***neutralen Stroms*** *in der e^+p–Streuung. Das Ereignis ist in der r-z–Projektion des Detektors (a) und in der r–φ–Ansicht (b) dargestellt (man beachte die im Azimutwinkel symmetrische Energiedeposition).*

5.1.3 Ereignisse der Photoproduktion

Der hadronische Endzustand von Ereignissen der Photoproduktion besteht aus mindestens zwei Jets, die hohe transversale Impulse besitzen können, sowie dem Protonrest. In der radialen Ebene des Detektors ist die Energie des hadronischen Endzustandes symmetrisch verteilt. Das Positron wird unter einem sehr kleinen Polarwinkel gestreut und kann nicht im LAr–Kalorimeter nachgewiesen werden. Ereignisse der Photoproduktion können dann einen relativ hohen fehlenden Transversalimpuls aufweisen, wenn ein Teil des hadronischen Endzustandes außerhalb des Akzeptanzbereiches des LAr–Kalorimeters liegt. In diesem Fall weisen sie die typische Signatur von Ereignissen des geladenen Stroms auf.

Nur in sehr wenigen Fällen kann das gestreute Positron innerhalb des Akzeptanzbereichs des Elektrondetektors ($Q^2 < 0{,}01$ GeV^2 und $0{,}3 < y < 0{,}6$) nachgewiesen werden. Insbesondere bei kleinem Transversalimpuls ($p_{t,h} < 15$ GeV) ist der Photoproduktionsprozess aufgrund seines hohen Wirkungsquerschnitts

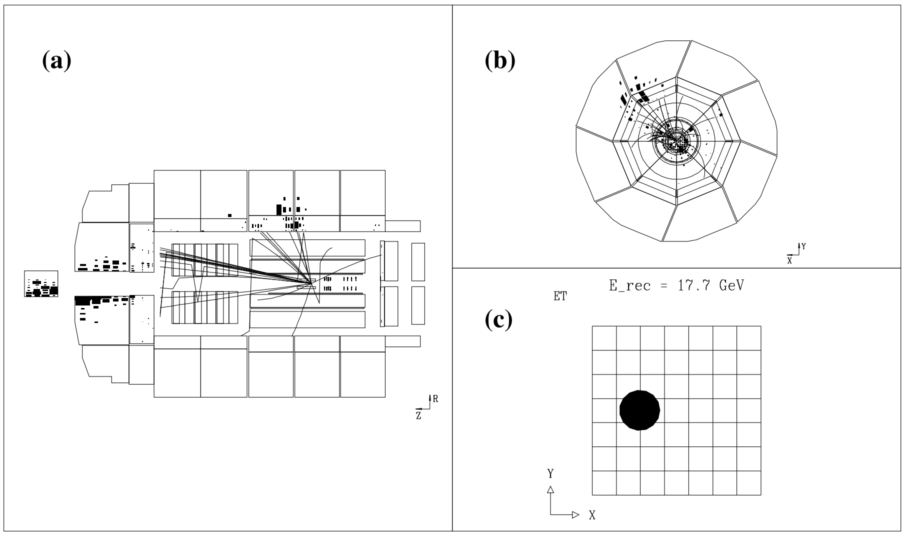


Abbildung 5.3: *Ein mit dem H1–Ereignisdisplay visualisierter Ereigniskandidat der* ***Photoproduktion*** *in der e^+p–Streuung. Das Ereignis ist in der r-z–Projektion des Detektors (a) und in der r–φ–Ansicht (b) dargestellt. Abbildung (c) zeigt die Energie und den Auftreffpunkt des gestreuten Positrons im Elektrondetektor des Luminositätssystems.*

($d\sigma/dp_t \sim \mathcal{O}$(nb) für 10 GeV $< p_t <$ 15 GeV) einer der dominierenden Untergrundquellen in der CC–Selektion.

Aufgrund der ähnlichen Ereignissignaturen von CC und Photoproduktionsereignissen, kann mit einfachen Schnittkriterien nur eine unvollständig Trennung der beiden Ereignisklassen erreicht werden. Um eine möglichst effiziente Unterscheidung zwischen CC und γp–Ereignissen zu erreichen werden in dieser Analyse neuronale Netzwerke eingesetzt.

Das in Abbildung 5.3 dargestellte Ereignis kann aufgrund seiner typischen Signatur dem Photoproduktionsprozess zugeordnet werden. In der radialen Ebene erkennt man einen Teilchenjet mit Energiedepositionen im zentralen Teil (CB3, CB2) des Kalorimeters. Diesem sind diametral gegenüber Energiedepositionen im Vorwärtsbereich des Kalorimeters (IF, PLUG) angeordnet. Diese deuten auf einen zweiten Teilchenjet hin, der im wesentlichen den Detektor durch das Strahlrohr verlassen hat. Das unter einem sehr kleinen Polarwinkel ($\theta \simeq 17$ μrad) gestreute Positron, wurde im Elektrondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen.

5.2 Die PseudoCC–Methode

Da die Selektions und Triggereffizienzen nicht mit dem CC–Datensatzes selbst bestimmt werden können, werden die innerhalb des analysierten Phasenraums mit einer um zwei Größenordnung höheren Ereignisrate auftretenden Ereignisse des neutralen Stroms zur unabhängigen Bestimmung der Effizienzen verwendet. Zu diesem Zweck wurde die sogenannte PSCC[1]–Methode [55] entwickelt. Die Grundannahme der PSCC–Methode ist die

[1] **Ps**eudo **C**harged **C**urrent

Unabhängigkeit des hadronischen Endzustandes vom elektroschwachen Erzeugungsprozess (W, Z^0 oder γ–Austausch) [56]. PSCC–Ereignisse werden aus NC–Ereignissen konstruiert, indem sämtliche Detektorinformationen des Positrons aus den Daten entfernt und die Ereignisse danach neu rekonstruiert werden. Danach sind CC und PSCC–Ereignisse prinzipiell nicht mehr unterscheidbar. In dieser Analyse finden 126000 NC–Ereignisse Verwendung, die nach folgenden Kriterien selektiert wurden (Eine ausführliche Darstellung der NC–Selektion findet man in [51]):

- Auswahl der Datennahmeeinheiten nach den im Abschnitt 5.3 beschriebenen Kriterien.
- Einer der Elektronsubtrigger ST67 und ST75 muss gesetzt sein.
- Die Energie des gestreuten Positrons ist größer als $E'_e > 11$ GeV.
- $E - p_z > 20$ GeV und $y_e < 0{,}9$.
- Die z–Vertexposition liegt innerhalb $-32{,}2$ cm $< z_{Vertex} < 37{,}8$ cm.
- Die Energiedeposition des Positrons wurde im LAr–Kalorimeter mit dem Softwarepaket QESCAT [57] identifiziert.
- Ereignisse mit Positronen in ineffizienten Bereichen des Kalorimeters werden verworfen. $z_{Positron} \notin$ [15 cm,25 cm], $\phi_{Rad} \notin [-2°,2°]$.
- Der kleinste zulässige Abstand zwischen Positroncluster und Positronspur beträgt $R_{cl,sp} < 12$ cm. Diese Einschränkung reduziert im Wesentlichen die Fehlidentifikation von kompakten Energiedepositionen im Kalorimeter als Positronen.

Da die Selektion der verwendeten NC–Ereignisse im Wesentlichen auf den Informationen des gestreuten Positrons (Elektron–Trigger und e^+–Identifikation) beruht, erzeugen mögliche Ineffizienzen in der Auswahl der NC–Ereignisse keine relevanten systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Effizienzen der Ereignisse des geladenen Stroms.

Nach der erfolgten Selektion der Ereignisse des neutralen Stroms werden aus diesen mit dem Programm EWEFF [58] PSCC–Ereignisse konstruiert. Die einzelnen Schritte sind:

- Um die Energiedeposition des gestreuten Positrons wird ein Kegel mit einem Öffnungswinkel von 17° definiert. Die Längsachse des Kegels wird von der Verbindungslinie zwischen dem Vertex und dem Schwerpunkt der Energiedeposition des Positrons gebildet.
- Alle innerhalb des Kegels liegenden Detektorsignale (CIP/COP, CIZ/COZ, CJC1/CJC2, LAr, Instr. Eisen) werden aus den Rohdatenbänken entfernt. Die als Basis für die Entscheidung des LAr–Triggersystems dienenden FADC–Informationen werden entsprechend modifiziert.
- Auf der Grundlage der modifizierten Rohdaten wird das Ereignisse erneut rekonstruiert und die LAr– und z–Vertex–Triggerelemente neu berechnet.

Die Verteilungen der kinematischen Größen bei Ereignissen des neutralen Stroms unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte von denen des geladenen Stroms. Um zu gewährleisten, daß die Kinematik des CC–Prozesses von den PSCC–Ereignissen korrekt wiedergegeben wird, werden die PSCC–Ereignisse mit dem CC–Wirkungsquerschnitt gewichtet:

$$w(\tilde{x},\tilde{Q}^2) = \frac{d^2\sigma_{CC}(\tilde{x},\tilde{Q}^2)/dxdQ^2}{d^2\sigma_{NC}(\tilde{x},\tilde{Q}^2)/dxdQ^2} \tag{5.1}$$

Die Variablen $\tilde{x}$ und $\tilde{Q}^2$ werden mit der Elektron–Methode und die NC und CC–Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma_{NC}/dxdQ$ und $d^2\sigma_{CC}/dxdQ$ mit Hilfe der in Abschnitt 1.4 beschriebenen NLO QCD Fits berechnet.

Mit Hilfe der PSCC–Daten werden die Effizienzen der CC–Triggerbedingungen und der CC–Selektion folgendermaßen bestimmt:

$$\epsilon(Trigger; Selektion) = \frac{\sum_j w_j(x,Q^2)}{\sum_i w_i(x,Q^2)} \tag{5.2}$$

Dabei erstreckt sich die Summe j über die den jeweiligen Selektions bzw. Triggerbedingungen genügenden Ereignisse und die Summe i über sämtliche PSCC–Ereignisse.

5.3 Auswahl des Datensatzes

Die vorliegende Arbeit beruht auf den mit dem H1–Experiment in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichneten Positron–Daten. Die HERA Datennahmeperioden unterteilen sich in die sogenannten Luminositätsabschnitte ("luminosity fills"). Diese bezeichnen die Zeiträume, in denen kollidierende Positron– und Protonstrahlen im Beschleuniger vorhanden sind. Innerhalb eines Luminositätsabschnitte ändern sich die Strahlbedingungen und damit die Ereignisraten im H1–Experiment. Für eine stabile Datennahme und um die vorhandene Bandbreite möglichst vollständig auszunutzen, müssen daher die Reduktionsfaktoren ("preescales") des Triggersystems laufend angepasst werden. Die Bestimmung der Luminosität setzt aber konstante Triggerbedingungen voraus. Luminositätsabschnitte werden daher in weitere kleinere Datennahmeeinheiten ("Runs"), während derer die Triggerbedingungen nicht geändert werden, unterteilt. Fallen während eines Runs einzelne Subdetektoren aus, wird die Ausfallzeit der einzelnen Komponente in einer Datenbank dokumentiert. Dies ermöglicht eine spätere notwendige Korrektur der für jeden Run individuell gemessenen integrierten Luminosität.

Die mit dem H1–Detektor aufgezeichneten Runs werden in drei Qualitätskategorien eingeordnet:

- *Good*: Sämtliche Hauptkomponeten des Detektors sind funktionsfähig. Dabei werden die Detektorkomponenten, die für das Triggersystem und für die Luminositätsmessung notwendige Informationen liefern, als Hauptkomponenten bezeichnet.
- *Medium*: Eine der Hauptkomponenten oder einige Nebenkomponenten sind nicht funktionsfähig
- *Poor*: Beide Zentralen Spurkammern oder das LAr–Kalorimeter oder das SPACAL oder das Luminositätssystem sind nicht funktionsfähig

Um zu gewährleisten, daß die für diese Analyse notwendigen Subdetektoren ständig funktionsfähig waren, werden nur Datennahmeeinheiten der Kategorien *Good* und *Medium* verwendet. Innerhalb der ausgewählten Runs werden nur Ereignisse akzeptiert, die in Perioden aufgezeichnet wurden, in denen die folgenden Detektorkomponenten voll funktionsfähig waren:

- Das LAr–Kalorimeter
- Das Rückwärtskalorimeter SPACAL
- Die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2
- Die zentralen Proportionalkammern CIP und COP
- Das Flugzeitmessystem ToF
- Das Luminositätssystem
- Das digitale Myonsystem

Die einzelnen integrierten Luminositäten der Runs werden entsprechend korrigiert. Des weiteren werden Runs, die Ereignisse mit kohärentem Rauschen im LAr–Kalorimeter enthalten und solche in denen Detektorkomponenten die zur Bildung der Subtriggerentscheidung benötigt werden, nicht funktionsfähig waren, komplett verworfen.

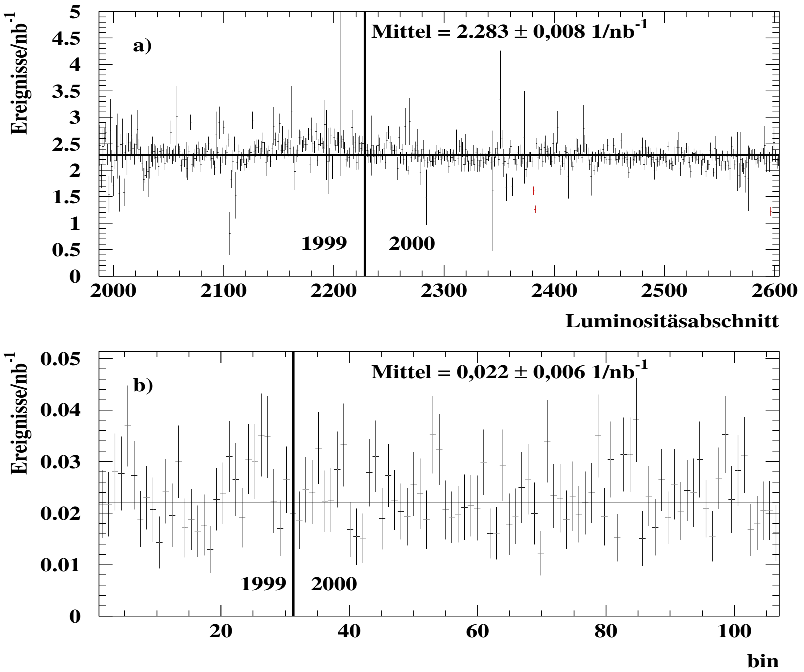


Abbildung 5.4: *Ereignisraten nach Anwendung der Selektion. a) NC–Rate aufgetragen gegen die Luminositätsabschnittsnummer. b) CC–Rate aufgetragen gegen Luminositätsbins mit* $\Delta bin \simeq 600\ nb^{-1}$. *Angegeben sind jeweils die Datennahmeperiode* 1999/2000 *und die mittlere Ereignisrate.*

Luminositätsabschnitte, in denen die NC–Ereignisrate (Ereignisse/nb^{-1}) nach Anwendung der vollständigen Selektion um mehr als 9σ von der durchschnittlichen Rate abweicht, werden in der Analyse nicht berücksichtigt. Nach einer näheren Untersuchung dieser Abschnitte hat sich gezeigt, daß die Abweichungen auf durch schlechte Strahlbedingungen verursachten Untergrund zurückgeführt werden können. In der Abbildung 5.4a ist die NC–Ereignisrate gegen die Luminositätsabschnittsnummer, in Abbildung 5.4b die CC–Rate in Luminositätsbins von $\Delta\text{bin} \simeq 600$ nb^{-1} aufgetragen. Beide Raten sind innerhalb der betrachteten Datennahmeperioden konstant.

Die ausgewählte Datennahmeperiode 1999/2000 e^+ entspricht damit einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L} = 65{,}25 \text{ pb}^{-1}.$$

5.4 Triggerbedingungen

Triggerelemente des LAr–Kalorimeters

Im analogen Teil des LAr–Triggersystems werden die Signale von jeweils 16(4) benachbarten Auslesezellen des elektromagnetischen(hadronischen) Kalorimeters zu einer Triggerzelle ("Trigger cell", TC) zusammengefasst. Die entstandenen 4845 Triggerzellen werden im Summations und Signalformungs Modul (SSM) zu größeren topologischen Einheiten, den Triggerblöcken ("Trigger tower", TT) aufaddiert. Wobei bis zu vier Triggerzellen des elektromagnetischen und bis zu sechs Triggerzellen des hadronischen Teils in einen elektromagnetischen bzw. hadronischen Triggerblock eingehen. Um die Ereigniskinematik zu berücksichtigen, werden die Triggerblöcke so gebildet, daß deren Längsachse zum nominellen Wechselwirkungspunkt zeigt. Im Analogen Schwellen Modul (AGM) wird das Signal jedes Triggerblocks mit einem für jeden Block separat einstellbaren Schwellenwert (AGM–Schwelle) verglichen. Um den Beitrag des elektronischen Rauschens im Signal zu minimieren, werden Triggerblöcke, die den Schwellenwert nicht erreichen, nicht berücksichtigt. Im abschließenden Summationsbaustein ("Big Tower Summing Unit", BTS) werden die Signale von bis zu vier Triggerblöcken zu 256 elektromagnetischen und 256 hadronischen Triggertürmen ("Big Tower", BT) aufaddiert. Der Polarwinkelbereich des LAR–Kalorimeters ist in 14, der Azimutwinkelbereich in Abhängigkeit vom Polarwinkel in bis zu 32 Triggertürme unterteilt. Die feinere Unterteilung im Vorwärtsbereich berücksichtigt die in dieser Richtung zu erwartenden großen Energieflüsse. Abbildung 5.6 zeigt die Anordnung der Triggertürme im Längsschnitt des Flüssig–Argon Kalorimeters.

Jedem der elektromagnetischen und hadronischen Triggertürme ist ein schneller, synchron zur HERA–Clock arbeitender, Analog/Digital–Wandler ("Flash Analog Digital Converter", FADC) zugeordnet. Eine FADC–Einheit entspricht, in Abhängigkeit vom Triggerturm, einer Energiedeposition von ca. 0,1 GeV. Für jeden Triggerturm werden entsprechende Kalibrationskonstanten bestimmt.Vor der Summation des elektromagnetischen und des hadronischen Anteils im Triggerturm werden die FADC Signale in zwei separaten Systemen weiterverarbeitet: Die Elektron–Triggerlogik verwendet nur die Signale der elektromagnetischen Triggertürme, in der topologischen und globalen Summenbildung werden

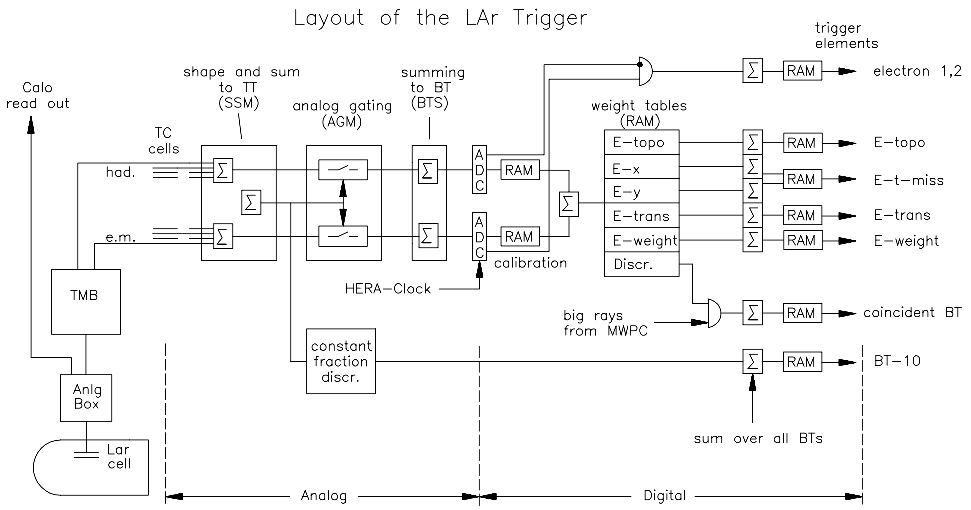


Abbildung 5.5: *Prinzipskizze der Triggerelektronik des Flüssig–Argon Kalorimeters. Man beachte die Aufteilung in den analogen und den digitalen Teil.*

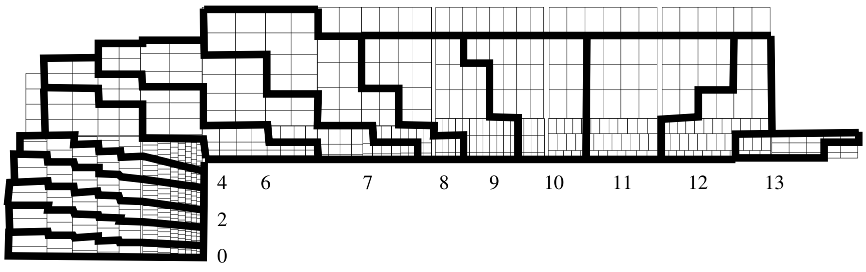


Abbildung 5.6: *Schnittbild entlang der z–Achse des LAr–Kalorimeters mit den Triggertürmen des Triggersystems. Gezeigt ist nur die obere Hälfte des in der y–Koordinate symmetrischen Kalorimeters. Die Nummerierung der Triggertürme ist angegeben.*

hadronische und elektromagnetische Triggertürme verwendet. Basierend auf diesen Summen werden die LAr–Triggerelemente gebildet.

In dieser Analyse werden folgende Triggerelemente der LAr–Triggerlogik verwendet:

- **LAr_Etmiss:**
  Die Vektorsumme der transversalen Komponenten der Energien in den Triggertürmen
  $$E_T^{miss} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \tag{5.3}$$
  mit
  $$E_x = \sum_{BT_i} E_{x_i} = \sum_{BT_i} E_i \sin(\theta_i)\sin(\phi_i) \tag{5.4}$$
  $$E_y = \sum_{BT_i} E_{y_i} = \sum_{BT_i} E_i \sin(\theta_i)\cos(\phi_i) \tag{5.5}$$
  übersteigt einen der Schwellenwerte. E_i bezeichnet die Energie, θ_i und ϕ_i den Polar und der Azimutwinkel des i–ten Triggerturms. Der LAr_Etmiss–Summe werden drei Schwellen zugeordnet, die durch zwei Triggerelemente (TE102, TE103) repräsentiert werden. Die drei kodierten Energieschwellenwerte werden, als 0 (3,8 GeV), 1 (4,4 GeV) und 2 (5,2 GeV) bezeichnet.

- **LAr_IF:**
  Die Energiesumme über alle Triggertürme des IF Bereichs des Kalorimeters übersteigt den Schwellenwert.

- **LAr_BigRay:**
  Die Gesamtenergie in einem Triggerturm übersteigt den Schwellenwert und kann mit einem "Ray" des zvtx–Triggers (siehe unten) kombiniert werden.

- **LAr_T0:**
  Um den Zeitpunkt der Energiedeposition in einem Triggerblock zu bestimmen, wird das ursprüngliche Signal mit dem um 500 ns verzögerten Signal überlagert. Liegt der Wert am Schnittpunkt der beiden Signale über einer vom Polarwinkel abhängigen Schwelle, wird das T_0 des Triggerblocks gesetzt. Wurde mindestens ein T_0 eines Triggerblocks im zugehörigen Triggerturm gesetzt, wird dessen T_0 gesetzt und mit der HERA-Clock synchronisiert. Das LAr_T0 Triggerelement wird gesetzt, falls mindestens das T_0 eines Triggerturms gesetzt wurde.

- **LAr_electron_1:**
  Die Energie im elektromagnetischen Teil eines Triggerturms übersteigt den mittleren Schwellenwert und die hadronische Energie in diesem Triggerturm ist kleiner als der Schwellenwert.

Triggerelemente der Spurkammern
Folgende Triggerelemente die auf Spurkammerinformationen basieren werden im Folgenden verwendet:

- **zvtx_T0 und zvtx_sig1:**
Der z–Vertex Trigger verwendet die Informationen der beiden Proportionalkammern CIP und COP und der ersten Proportionalkammer des vorderen Spurkammersystems FPC. Ein vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen durchquert die beiden Doppellagen der CIP und COP, oder der CIP und der Vorwärtsproportionalkammer FPC. Zum Auffinden von Koinzidenzen stehen somit vier unabhängige Koordinaten zur Verfügung. Eine Gerade durch diese Punkte wird als Strahl ("Ray") bezeichnet. Pro HERA Takt können 34400 Kombinationen der in den Proportionalkammern registrierten Treffer ausgewertet werden. Liegt die z–Koordinate eines Strahls in einem Bereich von ± 40 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt, wird diese in ein, diesen Bereich repräsentierendes, Histogramm von 16 Bins eingetragen. Solche Strahlen werden als "Big Ray" (BR) bezeichnet. Die "Big Ray's" mit einem gemeinsamen Vertex sind mit Teilchenspuren korreliert, während die Einträge von "Big Ray's" die keine Teilchenspur repräsentieren, gleichförmig im Histogramm verteilt sind. Das zvtx_T0 Triggerelement wird gesetzt, falls mindestens ein Strahl einen Eintrag im Histogramm liefert. Falls das Verhältnis der "Big Ray's" mit einem gemeinsamen Vertex zur Gesamtzahl von "Big Ray's" eine bestimmten Wert übersteigt, oder die Form des Histogramms bestimmte Signifikanzen aufweist, wird das zvtx_sig1 Triggerelement gesetzt.

- **FwdRay_T0:**
Dieses Triggerelement beruht auf den Informationen der drei Proportionalkammern des vorderen Spurkammersystems und der CIP. Analog dem zvtx_T0 Triggerelement werden in Vorwärtsrichtung weisende Strahlen gesucht. Die Bedingung zvtx_T0 oder FwdRay_T0 wird als **Ray_T0** bezeichnet.

- **DCrϕ_T0 und DCrϕ_Tc:**
Der DCrϕ Trigger verwendet die Informationen der zentralen Spurkammern CJC. Die Signale von sieben Drahtlagen der CJC1 und drei Drahtlagen der CJC2 werden verwendet um Koinzidenzen innerhalb von Spurmasken zu finden. Das DCrϕ_Tc Triggerelement wird gesetzt falls der transversale Impuls von drei Spurmasken größer als 420 MeV ist.

Vetobedingungen

Um Strahl–Restgas und Strahl–Wand Untergrund zu reduzieren werden bei der Kombination der Triggerelemente zu Subtriggerelementen, Vetobedingungen angewandt.

- **Veto Wall, BToF, PToF, FToF , SpaCalToF und VLQToF:**
Die Informationen der folgenden fünf Szintillationszähler des Flugzeitmessystems (ToF) werden verwendet: des rückwärtigen ToF (BToF) bei $z = -275$ cm, des vorwärts ToF (FToF) bei $z = 790$ cm, des Plug–ToF (PToF) bei $z = 540$ cm, des VLQToF bei $z = -320$ cm und des SpaCalToF bei $z = -226$ cm. Außerdem werden die Informationen der bei $z = -810$ cm und $z = -650$ cm installierten großflächigen Szintillationszähler, der sogenannten Vetowände, verwendet. Die genannten Detektoren haben eine sehr gute Zeitauflösung ($\delta t \simeq 2$ ns) und ermöglichen daher die Unterdrückung von Strahl induzierten Untergrundereignissen, die außerhalb des Wechselwirkungszeitpunktes auftreten.

- **CIPB_noSPCL:**
  Um Untergrundereignisse, die aus -z–Richtung in den Detektor gelangen, zu unterdrücken, werden die Information des hinteren Viertels der CIP verwendet. Gibt es verifizierte Aktivitäten in diesem Bereich der CIP und keine Energiedepositionen im SPACAL wird das CIPB_noSPCL–Veto gesetzt.

Subtrigger
Die zur Selektion von Ereignissen des geladenen Stroms während der Datennahme verwendeten Subtrigger und ihre Zusammensetzung aus den im vorigen Abschnitt dargestellten Triggerelementen werden in der Tabelle 5.1 definiert. Basis der Selektion von CC–Ereignissen sind die Subtrigger ST66 und ST77, die das LAr_Etmiss Triggerelement in Koinzidenz mit den Zeitinformationen der Proportionalkammern (Ray_T0) oder des Flüssig–Argon Kalorimeters (LAr_T0) enthalten.

ST66	LAr_Etmiss> 2 && LAr_IF> 1 && Ray_T0 && LAr _T0
ST77	LAr_Etmiss> 1 && Ray_T0 && LAr_T0
ST71	zvtx_sig1 && DCrϕ_Tc && LAr_BigRay && Ray_T0 && DCrϕ_T0 && L2(LAr_BT_miss)
ST67	LAr_electron_1 && LAr_T0 && Ray_T0

Tabelle 5.1: *Die einzelnen in der Ereignisselektion verwendeten Subtrigger*

Der Subtrigger ST71 wurde entwickelt, um die Triggereffizienz bei kleinem $p_{t,h}$ und großem y zu verbessern [51]. Eine weitere Verbesserung der Triggereffizienz wird durch die Verwendung des ST67 erreicht, der ursprünglich zur Selektion von Ereignissen des neutralen Stroms entwickelt wurde.

In der Abbildung 5.7 sind die mit PSCC–Daten bestimmten Effizienzen der einzelnen Subtrigger in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{t,h}$ und vom hadronischen Winkel γ_h aufgetragen. Die geringe Triggereffizienz bei kleinen hadronischen Winkeln $\gamma_h < 15°$ ist eine Folge der Nichtberücksichtigung der beiden ersten Triggertürme im vorderenPolarwinkelbereich des Kalorimeters (BT 0 und 1, vgl. Abb. 5.6) bei der Bildung der Etmiss–Triggerelemente. Um die Untergrundrate zu reduzieren, wurden diese beiden Triggertürme in den Jahren 1999 und 2000 nicht in der Summenbildung des LAr–Triggersystems berücksichtigt. In der Analyse [58] konnte gezeigt werden, daß eine Aktivierung der Triggertürme 0 und 1 nicht in einer Erhöhung der Untergrundrate resultieren würde, falls das sogenannte Saturations Schema[2] angewendet würde, die Triggereffizienz bei kleinem $p_{t,h}$ aber entscheidend verbessert werden könnte. Die Abnahme der Triggereffizienz mit ansteigendem Hadronwinkel $\gamma_h$beruht auf den relativ hohen Signalschwellen, die bei der Auslese der Zellen des zentralen Bereichs des Kalorimeters, gegen elektronisches Rauschen angewandt werden. Im CB Bereich des Kalorimeters besitzen die Zellen aufgrund ihrer Ausdehnung eine große elektrische Kapazität, die in einem relativ großen Anteil von Rauschen im Signal resultiert. Um diesen Anteil im Signal der einzelnen Zelle zu minimieren, werden Signale die unter einem bestimmten

[2]Durch Triggertürme die über einer bestimmten Energieschwelle liegen (256 FADC–Einheiten) wird der LAr–Trigger automatisch gesetzt. Im Saturations Schema wird dies verhindert um die Kompensation der transversalen Energien in der Summation der Triggertürme zu ermöglichen.

Schwellenwert liegen, diskriminiert.

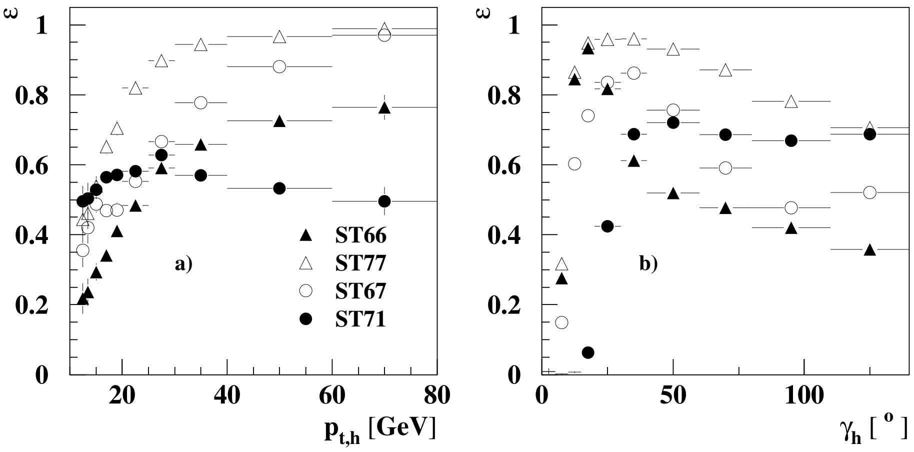


Abbildung 5.7: *Die Effizienz der einzelnen in der Selektion verwendeten Subtrigger in Abhängigkeit von a) $p_{t,h}$ und b) γ_h.*

Um die Triggereffizienz im zentralen Bereich des Kalorimeters zu verbessern, basiert der Subtrigger ST71 im wesentlichen auf Informationen der zentralen Spurkammern. Um die hohe Akzeptanz des Spurtriggers nicht zu mindern, werden die Informationen des LAr–Kalorimeters erst auf der zweiten Triggerstufe durch das LAr_BT_miss–Triggerelement ausgewertet. Es verlangt eine im Azimutwinkel asymmetrische Energiedeposition im zentralen Bereich des Kalorimeters. Wie Abbildung 5.7 zeigt, besitzt der ST71 über den gesamten $p_{t,h}$ Bereich, und insbesondere bei kleinem $p_{t,h}$, eine Effizienz von über 50%. Die Effizienz im Bereich des CB ist unabhängig vom Polarwinkel und liegt bei ca. 70%.

Die Abhängigkeit der Gesamteffizienz der Triggerbedingungen vom Transversalimpuls

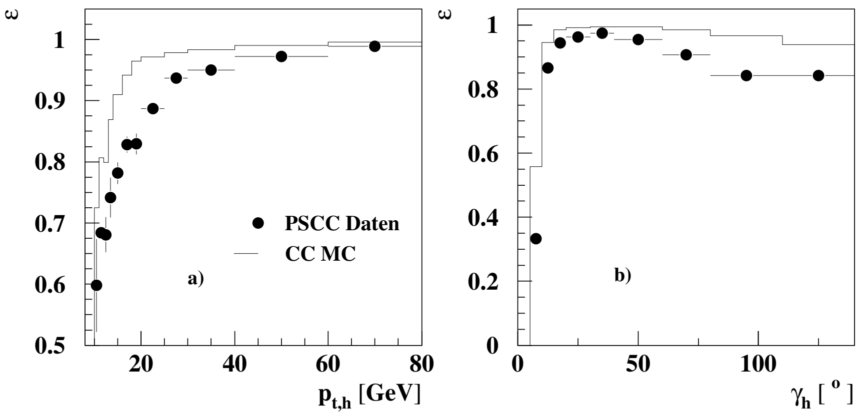


Abbildung 5.8: *Die Gesamteffizienz der Triggerbedingungen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{t,h}$ (Abb. a) und Hadronwinkel γ_h (Abb. b).*

und vom Hadronwinkel sind in der Abbildung 5.8 dargestellt. Die Effizienz wurde mit PSCC–Daten (Punkte) und der CC Monte Carlo Simulation (Histogramm) bestimmt. Man erkennt, daß die Simulation die Daten nicht beschreibt. Insbesondere im CB Bereich des Kalorimeters liegt die mit der Simulation bestimmte Effizienz über der mit den

PSCC–Daten bestimmten. Dieses Verhalten weist auf eine ungenügende Modellierung des elektronischen Rauschens in der Simulation hin. Die Triggerbedingungen können daher in der Selektion nicht auf die simulierten Ereignisse angewandt werden. Um die Simulation mit den Daten vergleichen zu können, werden die Monte Carlo Ereignisse mit der durch PSCC–Daten bestimmten Triggereffizienz gewichtet. Dazu werden die Triggereffizienzen für jedes in der Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts definierte $d^2\sigma/dxdQ^2$–Bin (siehe Abbschnitt 6) mit PSCC–Daten bestimmt und als Gewichtungsfaktor auf die Monte Carlo Ereignisse angewandt. Der systematische Fehler der Triggereffizienz im Bin wird durch $\delta_{trig} = (1-\epsilon)\cdot 15\% \oplus 2\%$ berechnet. Abbildung 5.9 zeigt die in den einzelnen x–Q^2–Messpunkten bestimmte Triggereffizienz.

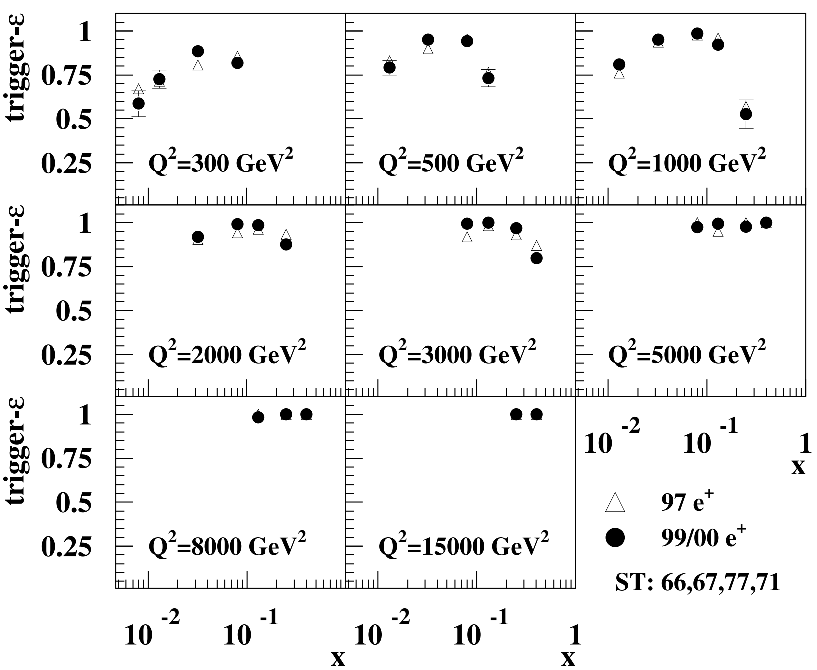


Abbildung 5.9: *Die in der Analyse verwendete Triggereffizienz (•), dargestellt in den zur Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ definierten x–Q^2 Messpunkten. Im Vergleich ist die in der Analyse des Jahres 1997 [10] bestimmte Triggereffizienz angegeben. (△).*

5.5 Der Ereignisvertex

Um Untergrund, der durch Halo–Myonen, kosmische Höhenstrahlung oder "pilot bunches" erzeugt wird, im Datensatz zu reduzieren, werden in der CC–Selektion nur solche Ereignisse akzeptiert, die einen rekonstruierten Vertex aufweisen. Die Kenntnis der Position des Vertex wird außerdem für die genaue Rekonstruktion der Ereignniskinematik benötigt. Aufgrund von variierenden Strahlbedingungen ändert sich die mittlere Position des z–Vertex zwischen verschiedenen Luminositätsabschnitten. Innerhalb eines Luminositätsabschnittes ist die z–Koordinate des Ereignisvertex gaußförmig um einen Mittelwert verteilt. Es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, deren z–Vertex folgender Bedingung genügt:

$$-32.2 \text{ cm} < z_{Vertex} < 37.8 \text{ cm} \tag{5.6}$$

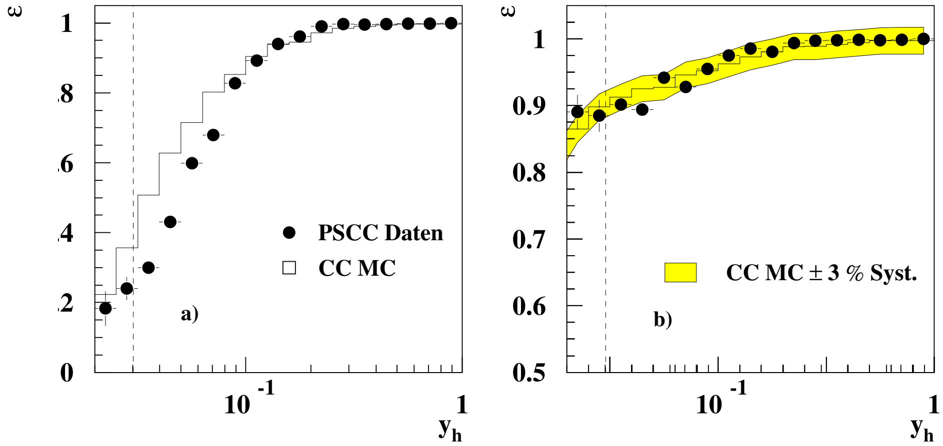


Abbildung 5.10: *Die Vertexeffizienz in Abhängigkeit von y_h für Ereignisse mit einem zentralen Vertex (a) und für Ereignisse mit einem zentralen oder vorderen Vertex (b). Gezeigt ist der Vergleich zwischen den PSCC–Daten (•) und der CC–Simulation (Histogramm). Die gestrichelte Linie gibt die in der Analyse verwendete untere y_h–Schwelle an.*

Abbildung 5.10 zeigt die mit PSCC–Daten bestimmte Effizienz der Vertexbedingung im Vergleich zur Simulation in Abhängigkeit von y_h. Werden zur Rekonstruktion des Ereignisvertex nur die Informationen der zentralen Spurkammern verwendet (Abb. 5.10 a), kann für $y_h < 0{,}1$ nur eine ungenügende Effizienz erreicht werden. Ferner beschreibt die Simulation die Daten in diesem Bereich ungenügend. Werden zusätzlich die Informationen der Vorwärtsspurkammern verwendet (Abb. 5.10 b), wird innerhalb des in dieser Analyse zugelassenen y_h–Bereichs eine Effizienz von über 90% und eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation erzielt. Die Unsicherheit der Vertexeffizienz wird als systematischer Fehler von 3% berücksichtigt.

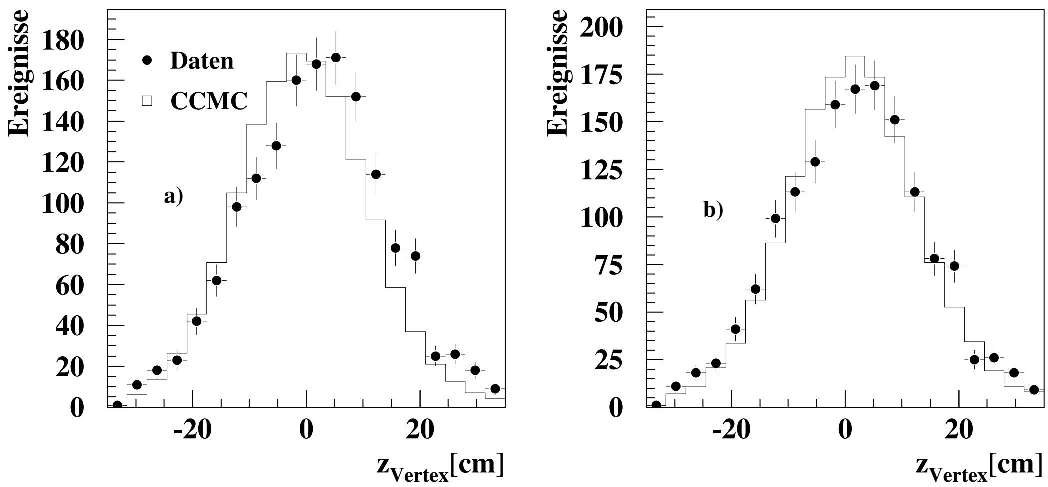


Abbildung 5.11: *Die Verteilung der z–Position des Ereignisvertex der selektierten Daten (•) im Vergleich zur Simulation (Histogramm). Vor (a) und nach (b) der Umgewichtungsprozedur.*

Abbildung 5.11a zeigt einen Vergleich zwischen der z–Vertex–Verteilungen der Daten und der Simulation. Man erkennt, daß die Breite und der Mittelwert der Vertexverteilung nur unzureichend durch die Simulation beschrieben wird. Dies liegt darin begründet, daß zum Zeitpunkt der Erstellung der Simulation nur Informationen über die Vertexpositionen im Jahr 1999 verfügbar waren. Um die Beschreibung der Daten durch die Simulation zu verbessern, wurden an das Daten– und das MC–Histogramm jeweils eine Gaußfunktion angepasst und die simulierten Ereignisse mit dem Verhältnis der beiden Funktionen umgewichtet. Abbildung 5.11b zeigt, daß die Simulation die Daten nach der Umgewichtung gut beschreibt.

5.6 Durch Myonen induzierter Untergrund

Halo–Myon–Ereignisse
Die Untergrundklasse mit der höchsten Rate sind die sogenannten Halo–Myon–Ereignisse. Halo–Myonen entstehen durch die Wechselwirkung des Protonstrahls mit den Wänden des Strahlrohrs oder mit dem Restgas . Dabei werden hochenergetische geladene Pionen erzeugt, die in Myonen und Neutrinos zerfallen. Die erzeugten Myonen sind mit den Protonpaketen zeitlich korreliert, der Protonstrahl wird von einem Halo aus Myonen begleitet. Ein typisches Halo–Myon durchquert den Detektor parallel zur z–Achse und deponiert durch Ionisation auf seinem Weg Energie im instrumentierten Eisen und im LAr–Kalorimeter. Durch die asymmetrische Verteilung der Energie in der radialen Projektion des Detektors können derartige Ereignisse große transversale Impulse aufweisen. Durch die zufällige zeitliche Koinzidenz mit einem Ereignis der Photoproduktion können Halo–Myon–Ereignisse, die einen unausgeglichene Transversalimpuls aufweisen, zusätzlich die Vertexbedingung (vgl. Absch. 5.5) erfüllen und in die CC–Selektion gelangen. Ein typisches Halo–Myon–Ereignis ist in der Abbildung 5.12 dargestellt. Man erkennt die parallel zur z–Achse verlaufende Spur von Energiedepositionen im instrumentierten Eisen und im LAr–Kalorimeter. Die die Vertexbedingung erfüllenden rekonstruierten Spuren könne einem überlagerten niederenergetischen Photoproduktionsereignis zugeordnet werden.

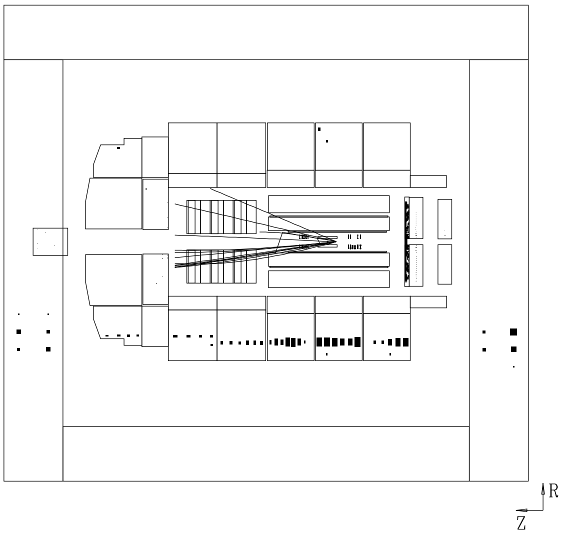


Abbildung 5.12: *Ein von den Untergrundfiltern identifiziertes und mit dem H1–Ereignisdisplay dargestelltes Halo–Myon–Ereignis. Das instrumentierte Eisen und die Myonkammern des Experiments sind stark vereinfacht als Rechtecke dargestellt. Man erkennt die parallel zur z–Achse verlaufende Spur von Energiedepositionen des Myons.*

Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung
Die im Wesentlichen aus Protonen mit Energien bis zu 10^{12} GeV bestehende kosmische

Strahlung erzeugt durch die Wechselwirkung mit Atomkernen in der Erdatmosphäre geladene Pionen, die wiederum in Myonen und Neutrinos zerfallen. Die Myonen können beim Durchqueren des H1–Detektors durch Ionisation Energie deponieren. Kosmische Myonen erzeugen zumeist eine charakteristische Spur im instrumentierten Eisen und im LAr–Kalorimeter (vgl. Abb. 5.13). Bei einer in der radialen Ebene des Detektors genügend asymmetrischen Energiedeposition und der Überlagerung eines Photoproduktionsereignisses, welches die Vertexbedingung erfüllt, können derartige Ereignisse als Reaktionen des geladenen Stroms fehlidentifiziert werden.

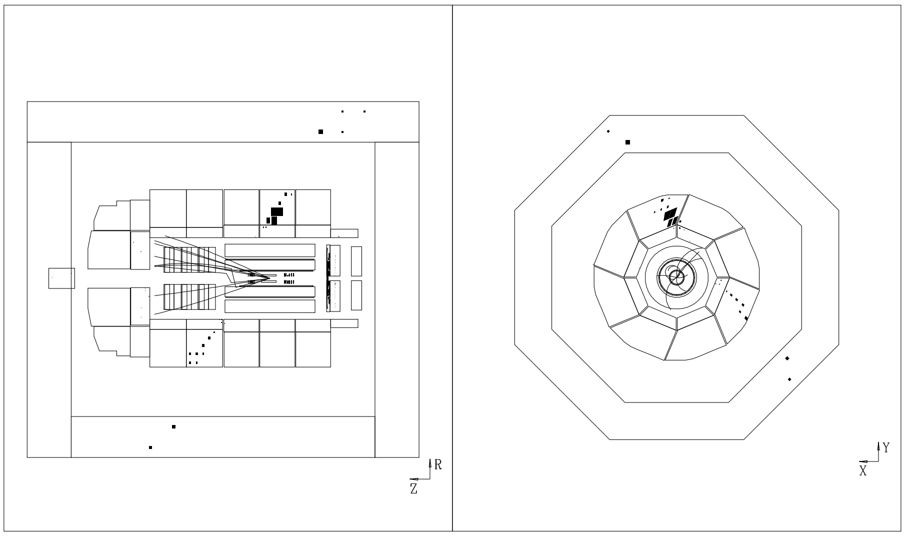


Abbildung 5.13: *Ein mit dem H1–Ereignisdisplay dargestelltes Ereignis der kosmischen Höhenstrahlung. Man erkennt die von einem Myon auf dessen Weg durch den Detektor im instrumentierten Eisen und im LAr–Kalorimeter deponierte Energie.*

Nach Anwendung der bisher beschriebenen Selektionskriterien wird der Datensatz von Halo–Myon–Ereignissen und Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung dominiert, der Anteil der durch die ep–Streuung erzeugten Ereignisse im vorselektierten CC–Datensatz beträgt weniger als 5 %.

Aufgrund der speziellen topologischen Signaturen der durch kosmische oder Halo–Myonen induzierten Ereignisse, ist es möglich, diese mit speziell zu diesem Zweck entwickelten Algorithmen, den sogenannten Untergrundfiltern, zu identifizieren. In dieser Analyse wurde das umfangreiche Programmpaket QBGFMAR [59, 60] zur Reduktion des durch Myonen induzierten Untergrundes verwendet. Im Folgenden wird nur eine kurze Beschreibung der Funktionsweise von QBGFMAR gegeben, eine ausführliche Darstellung entnimmt man den angegebenen Referenzen.

Das QBGFMAR beinhaltet zehn unabbhängige Filteralgorithmen und stellt 26 topologische Variablen zur Verfügung, die die Diskriminierung des durch Myonen induzierten Untergrundes ermöglichen. Zu diesem Zweck sind im Programm zehn eindimensionale und sechs zweidimensionale Selektionskriterien implementiert. Eine beispielhafte Variable ist die Anzahl $n1$ von Sektoren im LAr–Kalorimeter mit Energiedepositionen über der Rauschschwelle parallel der z–Achse bei konstantem Azimutwinkel φ. Das Kalorimeter wird dabei in 36 φ und 26 z–Sektoren unterteilt. Ist $n1$ größer 11 für einen bestimmten φ–Sektor und gleichzeitig kleiner sieben für alle anderen φ–Sektor wird das Ereignis als Halo–Myon markiert. Um Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung zu identifizieren wird zum Beispiel ein Algorithmus verwendet, der um eine im instrumentierten Eisen rekonstruierte Myonspur einen Zylinder mit einem Radius von 90 cm konstruiert, und das Ereignis, falls mehr als 90 % der im LAr–Kalorimeter deponierten Energie in diesem Zylinder enthalten ist, als kosmisches Myon markiert.

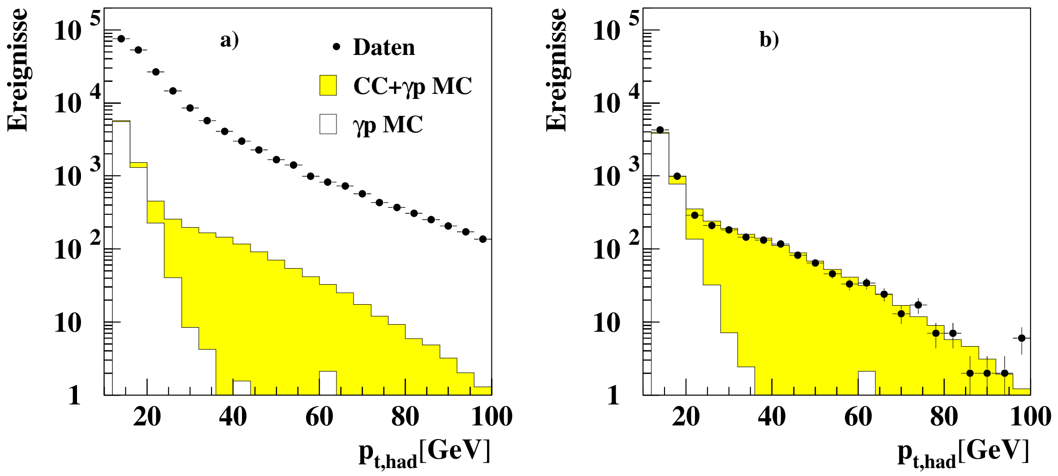


Abbildung 5.14: *Die Verteilung des hadronischen Transversalimpulses vor (a) und nach (b) der Anwendung der Myon–Untergrundfilter. Gezeigt sind die Verteilungen der Daten (•), der Simulation des Photoproduktionsuntergrundes (weißes Histogramm) sowie der Summe aus CC– und Photoproduktions–Simulation (graues Histogramm).*

Ergänzend zu den im QBGFMAR implementierten Algorithmen werden weitere Bedingungen definiert, die eine bessere Reduktion des durch Myonen induzierten Untergrundes ermöglichen. Die Variable fhk beschreibt den im hadronischen Teil des LAr–Kalorimeters deponierten Energieanteil. Ist fhk größer als 97,5 % wird das Ereignis als Untergrund klassifiziert. Hiermit wird berücksichtigt, daß der größte Teil der in hadronischen Teilchenschauern enthaltenen Energie bereits im elektromagnetischen Teil des LAr–Kalorimeters deponiert wird. Eine weitere Bedingung testet den Zusammenhang zwischen lokalen Energiemaxima im zentralen Bereich des Kalorimeters ($\vartheta > 30°$) und Spuren in der zentralen Spurkammer. Sind in einem Kegel mit dem Radius $R = \sqrt{(\eta_E - \eta_{Sp})^2 + (\varphi_E - \varphi_{Sp})^2} < 1$ um das lokale Energiemaxima keine Teilchenspuren enthalten, wird das Ereignis verworfen (η_E und η_{SP} bezeichnen die Pseudorapidität des Energiemaximums und der Spur). Ereignisse, die einen nur mit dem vorderen Spurkammersystem rekonstruierten Vertex besitzen, werden nur dann akzeptiert, falls der Winkel des hadronischen Endzustandes γ_h kleiner als 20° ist.

Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich der Verteilungen des Transversalimpulses $p_{t,h}$ vor und nach der Anwendung der beschriebenen Untergrundfilter. Vor der Anwendung der Filteralgorithmen wird der Datensatz in sämtlichen $p_{t,h}$ –Bereichen von Myonen–Untergrund dominiert. Nach der Anwendung der Filter wird die $p_{t,h}$ –Verteilung der selektierten Daten von dem aus Photoproduktion und dem CC–Prozeß bestehenden MC gut beschrieben.

In der Abbildung 5.15 ist der mit der zentralen Spurkammer gemessene Ereigniszeitpunkt $T0_{CJC}$ dargestellt. Dieser stellt ein wichtiges Charakteristikum für Ereignisse der *ep*–Streuung dar. Vor der Anwendung der Untergrundfilter setzt sich die $T0_{CJC}$–Verteilung

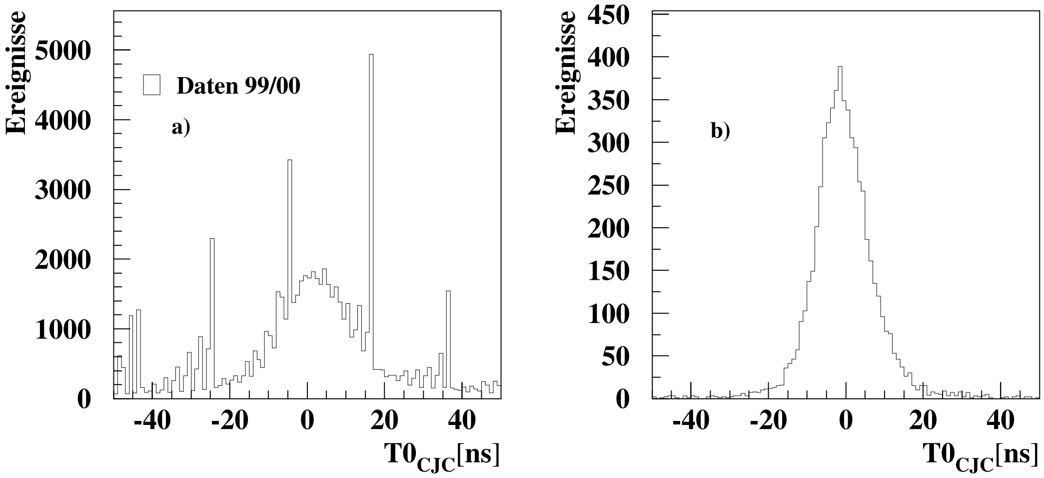


Abbildung 5.15: *Die Verteilung der Zeitinformation der zentralen Spurkammer CJC vor (a) und nach (b) der Anwendung der im Text beschriebenen Untergrundfilter.*

aus einer relativ breiten gaußförmigen Verteilung um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt und mehreren charakteristischen Spitzen zusammen. Die Spitzen haben ihre Ursache in den zeitlich mit dem Protonstrahl korrelierten Halo–Myonen. Die Verbreiterung der gaußförmigen Verteilung um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt wird hingegen durch Ereignisse der Höhenstrahlung verursacht. Nach der Anwendung der Untergrundfilter zeigt die $T0_{CJC}$–Verteilung die von ep–Ereignissen erwartete Form, eine Gaußfunktion um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt.

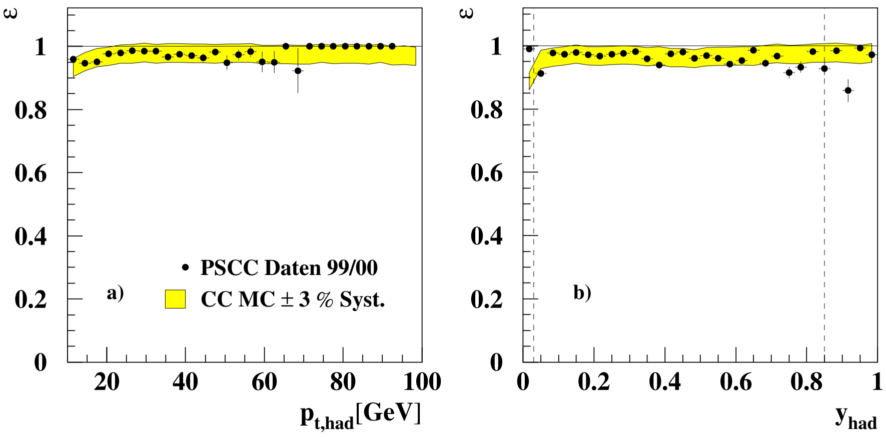


Abbildung 5.16: *Die Wahrscheinlichkeit ϵ der verwendeten Untergrundfilter ein Ereignis des geladenen Stroms nicht zu verwerfen, aufgetragen in Abhängigkeit von $p_{t,h}$ und y_{had}. Gezeigt ist der Vergleich zwischen PSCC–Daten (•) und der CC–Simulation (graues Band). Der in der Analyse zugelassene y_{had}–Bereich wird durch gestrichelte Linien markiert.*

Insgesamt werden durch die Untergrundfilter 148.916 Ereignisse aus dem Datensatz entfernt. Durch eine nachträgliche visuelle Inspektion wurden (nach Anwendung der im Abschnit 5.7.1 beschriebenen Reduktion des Photoproduktionsuntergrundes) 33 durch Myonen induzierte Ereignisse identifiziert, die nicht von den Filtern erfasst wurden. Daraus ergibt sich eine Effizienz der Untergrundfilter von 99,98 %.

Die mit dem PSCC–Datensatz bestimmte Wahrscheinlichkeit ϵ, daß ein Untergrundfilter ein Ereignis des geladenen Stroms nicht verwirft, ist in der Abbildung 5.16 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{t,h}$ und von der Inelastizität y_{had} im Vergleich zur CC–Simulation aufgetragen. Innerhalb des in der Analyse zugelassenen y_{had}–Bereichs werden die Daten gut von der Simulation beschrieben. Die Gesamtwahrscheinlichkeit beträgt 95,8 %, ihre Unsicherheit wird in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durch einen sytematischen Fehler von 3 % berücksichtigt.

5.7 Untergrund durch Ereignisse der Photoproduktion und des neutralen Stroms

Ereignisse der Photoproduktion und des neutralen Stroms bilden die dominierenden Beiträge an dem durch ep–Wechselwirkung induzierten Untergrund. In beiden Fällen kann eine unvollständige Messung der Energie des hadronischen Endzustandes und die begrenzte geometrische Akzeptanz des Kalorimeters zu einer unausgeglichenen Bilanz im gemessenen Transversalimpuls führen. Zur Verdeutlichung sind in der Abbildung 5.17a die Verteilung des fehlenden Transversalimpulses $p_{t,miss} = |\vec{p}_{t,had} + \vec{p}_{t,Elektron}|$ der CC, NC und γp–Simulation dargestellt. Für vollständig gemessene NC–Ereignisse ist $p_{t,miss} = 0$, für CC–Ereignisse $p_{t,miss} = p_{t,had}$. Die $p_{t,miss}$–Verteilung der NC–Simulation beinhaltet nur Ereignisse, die im Rahmen einer NC–Selektion nicht als Ereignisse des neutralen Stroms identifiziert wurden. Man erkennt das für $p_{t,miss} < 25$ GeV der erwartete Untergrund durch NC und γp–Ereignisse weit über dem erwarteten CC–Signal liegt, für größere Werte von $p_{t,miss}$ hingegen vernachlässigt werden kann. Um diesen Untergrund zu reduzieren wurde eine Reihe von Variablen definiert, die auch als Eingabegröße eines neuronalen Netzwerkes verwendet werden können. Im einzelnen sind dies:

- Die Symmetrie des Energieflusses in der von x und y aufgespannten transversalen Ebene V_{ap}/V_p [61], wobei

$$V_p = +\sum_i \frac{\vec{p}_{t,h} \cdot \vec{p}_{t,i}}{p_{t,h}} \quad \text{für} \quad \vec{p}_{t,h} \cdot \vec{p}_{t,i} > 0 \tag{5.7}$$

$$V_{ap} = -\sum_i \frac{\vec{p}_{t,h} \cdot \vec{p}_{t,i}}{p_{t,h}} \quad \text{für} \quad \vec{p}_{t,h} \cdot \vec{p}_{t,i} < 0 \tag{5.8}$$

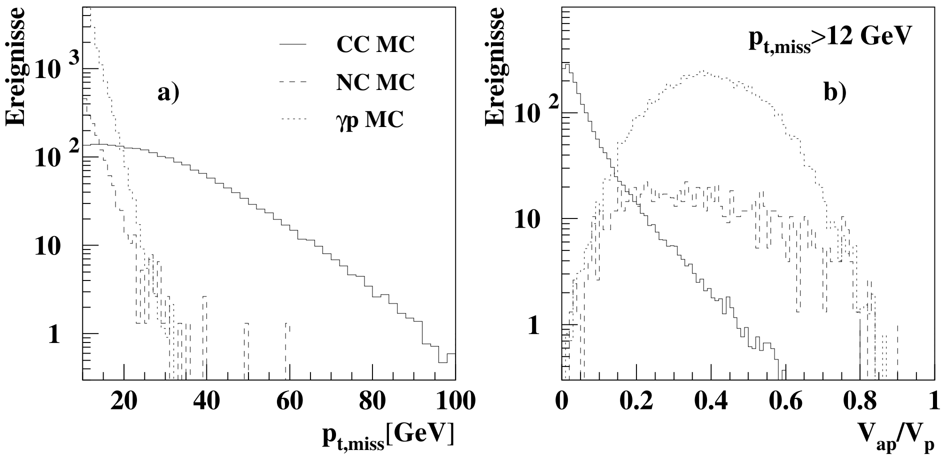
$$\text{mit} \quad \vec{p}_{t,h} = \sum_i \vec{p}_{t,i}$$

  Die Summation erstreckt sich dabei über sämtliche Zellenergien im LAr–Kalorimeter. CC–Ereignisse mit nur einem Teilchenjet weisen in der entgegengesetzten Hemisphäre keine oder nur unwesentliche Energiedepositionen auf. Für Ereignisse des geladenen Stroms gilt somit $V_p \gg V_{ap}$ und damit $V_{ap}/V_p \approx 0$. Ereignisse des neutralen Stroms und der Photoproduktion besitzen hingegen eine isotrope Verteilung der Energie in der transversalen Ebene, die in $V_{ap}/V_p \approx 1$ resultiert. Die Selektion von Ereignissen mit einem unbalancierten Transversalimpuls $p_{t,miss} > 12$ GeV verringert diesen Wert auf $V_{ap}/V_p \approx 0{,}5$. In der Abbildung 5.17b sind die V_{ap}/V_p–Verteilungen der CC, NC und γp–Simulation dargestellt. Nur im Bereich $V_{ap}/V_p \lesssim 0{,}15$ übersteigt die CC–Ereignisrate die Untergrundrate, für größere Werte dominieren die Untergrundbeiträge.

- Die Differenz der Azimutwinkel der im LAr und Plug–Kalorimeter gemessenen transversalen Impulsvektoren, die Akroplanarität $\Delta\phi$(LAr,Plug):

$$\Delta\phi(\text{LAr,Plug}) = \arccos\left(\frac{\vec{p}_{t,had}(\text{Plug}) \cdot \vec{p}_{t,had}(\text{LAr})}{p_{t,had}(\text{Plug})p_{t,had}(\text{LAr})}\right) \tag{5.9}$$

$p_{t,had}$(LAr) und $p_{t,had}$(Plug) bezeichnen die ausschließlich mit dem Plug– bzw. LAr–Kalorimeter gemessenen transversalen Impulse. Somit bezeichnet $\Delta\phi$(LAr,Plug) den Azimutwinkel zwischen dem ausschließlich im LAr–Kalorimeter und dem ausschließlich im Plug–Kalorimeter gemessenen Transversalimpulsvektoren. Die Definition



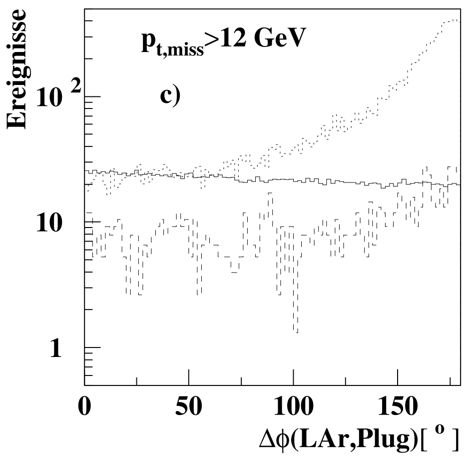


Abbildung 5.17: *Die Verteilungen der Variablen $p_{t,miss}$ (a), V_{ap}/V_p (b) und $\Delta\phi$(LAr,Plug) (c) in der CC (durchgezogene Linie), der NC (gestrichelte Linie) und der γp (punktierte Linie) Simulation im Vergleich. Die Histogramme der Simulationen sind auf die integrierten Luminosität des analysierten Datensatzes normiert.*

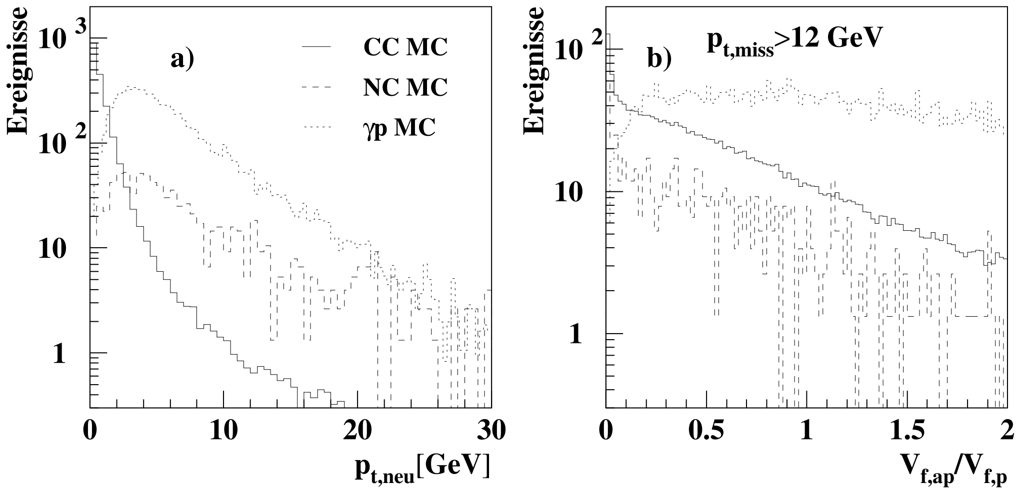
dieser Variable beruht auf der Beobachtung, daß im analysierten kinematischen Bereich Ereignisse der Photoproduktion häufig eine Gruppe von Zellen mit Energiedepositionen im Plug–Kalorimeter aufweisen, die in der transversalen Ebene diametral gegenüber einem Teilchenjet im LAr–Kalorimeter angeordnet ist. Diese Energiedeposition weist auf einen weiteren Teilchenjet hin, der einen sehr kleinen Polarwinkel besitzt und dessen Energie nur unvollständig gemessen werden konnte. In der Abbildung 5.17c werden die $\Delta\phi$(LAr,Plug)–Verteilungen der CC, NC und

γp–Simulation gezeigt. Man erkennt, daß die $\Delta\phi$(LAr,Plug)–Verteilung für CC–Ereignisse relativ gleichförmig ist, für γp–Ereignisse hingegen einen deutlichen Überschuss von Ereignissen mit $\Delta\phi(\text{LAr,Plug}) > 150^\circ$ zeigt.

- Der innerhalb eines begrenzten Azimutwinkelbereichs um die Richtung des auslaufenden Neutrinos bestimmte Transversalimpuls $p_{t,neu}$:

$$p_{t,neu} = \left| \sum_{Zelle\ i} \vec{p}_{t,i} \right| \quad \text{mit} \quad \phi_i^{Zelle} \in [\phi_{neu} - 57{,}3^\circ, \phi_{neu} + 57{,}3^\circ] \qquad (5.10)$$

Die Summe erstreckt sich über alle LAr–Kalorimeterzellen, deren Azimutwinkel im angegebenen Öffnungswinkel um die prognostizierte Richtung des auslaufenden Neutrinos ϕ_{neu} (entgegengesetzt zu $\vec{p}_{t,had}$) liegt. Ereignisse des geladenen Stroms weisen in diesem Azimutwinkelbereich keine oder nur sehr geringe Energiedepositionen auf. Abbildung 5.18a zeigt die $p_{t,neu}$–Verteilungen der CC, NC und γp–Simulation im Vergleich. Für $p_{t,neu} < 2$ GeV können die Untergundbeiträge (NC,γp) gegenüber dem CC–Signal vernachlässigt werden, für größere Werte dominiert hingegen der Untergrund.



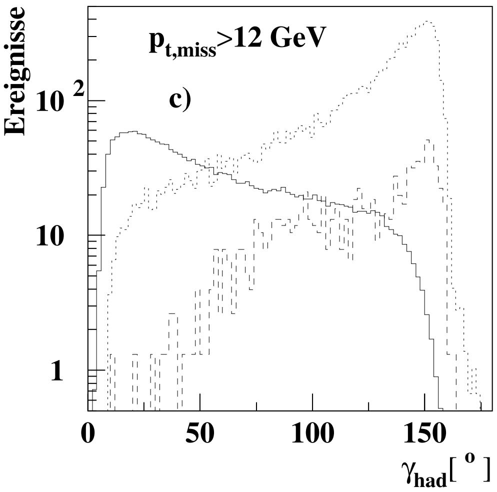


Abbildung 5.18: *Die Verteilungen der Variablen $p_{t,neu}$ (a), $V_{f,ap}/V_{f,p}$ (b) und γ_{had} (c) in der CC (durchgezogene Linie), der NC (gestrichelte Linie) und der γp (punktierte Linie) Simulation im Vergleich. Die Histogramme der Simulationen sind auf die integrierten Luminosität des analysierten Datensatzes normiert.*

- Die im Vorwärtsbereich des LAr–Kalorimeters bestimmte Symmetrie der Energiedeposition in der transversalen Ebene $V_{f,ap}/V_{f,p}$. Die Berechnung dieser Größe erfolgt analog den Gleichungen 5.7 und 5.8 wobei die Summen sich nur über solche Zellenergien erstreckt, für deren Polarwinkel $\vartheta_{Zelle} \leq 10°$ gilt. Mit dieser Variablen wird versucht, zwischen dem in der transversalen Ebene symmetrischen Protonrestjet in CC–Ereignissen und einem unter kleinem Polarwinkel verlaufenden, durch γp–Prozesse erzeugten Teilchenjet zu unterscheiden. Die $V_{f,ap}/V_{f,p}$–Verteilungen der CC, NC und γp–Simulation sind in der Abbildung 5.18b dargestellt.

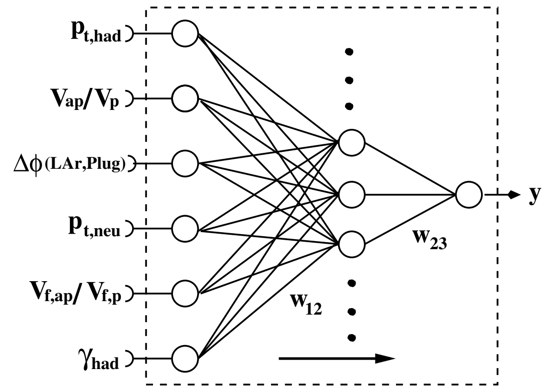
- Der inklusive Winkel des hadronischen Endzustandes γ_{had}:

$$\gamma_{had} = \arccos\left(\frac{p_{t,had}^2 - \Sigma^2}{p_{t,had}^2 + \Sigma^2}\right) \quad \text{mit} \quad \Sigma = \sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{5.11}$$

  Dabei sind E_i und $p_{z,i}$ die Energie und die z–Komponente des Impulses der Kalorimeterzelle i. Die Summe erstreckt sich über sämtliche Zellenergien des hadronischen Endzustandes. In CC–Ereignissen mit nur einem Stromjet entspricht γ_{had} dem Polarwinkel des gestreuten Partons. Abbildung 5.18c zeigt die γ_{had}–Verteilungen der CC, NC und γp–Simulation.

5.7.1 Neuronale Netzwerke zur γp–Untergrundreduktion

Im Folgenden werden, die im Kapitel 2 vorgestellten neuronalen Netzwerke verwendet um den γp–Untergrund im CC–Datensatz zu reduzieren. Die fünf vorgestellten Größen V_{ap}/V_p,



Netzparameter:	
$N_{Knoten}(Eingabe)$:	6
$N_{Knoten}(Verborgen)$:	22
$N_{Knoten}(Ausgabe)$:	1
Trainingsalgorithmus:	RPROP
Temperatur $1/T$:	1,5
$N_{Trainingsereig.}(CC;\gamma p)$:	7000
$N_{Testereig.}(CC;\gamma p)$:	7000
$N_{Epochen}$:	120
Aktivierungsfunktion: $f(s) = \frac{1}{2}[1 + tanh(\frac{s}{T})]$	

Abbildung 5.19: *Parameter und Prinzipskizze des zur Reduktion des γp–Untergrundes entwickelten Neuronalen Netzwerks. Die sechs verwendeten Eingabevariablen sind angegeben, die Netzantwort wird mit y bezeichnet. Das eigentliche Netzwerk besteht aus den innerhalb des gestrichelten Kastens skizzierten Komponenten, deren Parameter während des Trainingprozesses eingestellt wurden. Jeder Knoten der Eingabeebene ist mit sämtlichen Knoten der verborgenen zweiten Ebene verbunden. Die Knoten der zweiten Ebene sind wiederum mit dem einzelnen Knoten der Ausgabeebene verbunden. Von den 22 Knoten der verborgenen Schicht sind zur Vereinfachung nur drei dargestellt. Der Pfeil bezeichnet die Richtung der Informationsübertragung im Netzwerk.*

$\Delta\phi$(LAr,Plug), $p_{t,neu}$, $V_{f,ap}/V_{f,p}$, γ_{had} sowie $p_{t,miss}$ werden als Eingabevariablen eines Neuronalen Netzwerkes verwendet, das mit den Ereignissen der CC– und γp–Simulation trainiert wird. Ziel ist es, mit Hilfe des Netzwerkes die Ereignisse der Photoproduktion im

Bereich $p_{t,had} < 30$ GeV mit einer hohen Effizienz aus dem CC–Datensatz zu entfernen und gleichzeitig eine hohe Selektionseffizienz beizubehalten. In der Abbildung 5.19 ist eine Prinzipskizze des entwickelten Neuronalen Netzwerkes dargestellt. Die Gewichte der Verbindungen zwischen den sechs Knoten der Eingabeebene, den 22 Knoten der verborgenen Ebene und dem Ausgabeknoten werden im Trainingsprozess mit dem RPROP–Algorithmus [37] eingestellt. Dabei wird für Ereignisse des geladenen Stroms eine Netzantwort von eins, für Ereignisse der Photoproduktion eine Netzantwort von Null gefordert.

Abbildung 5.20 zeigt die Verteilungen der Netzantwort y des Neuronalen Netzwerkes nach dem Trainingsprozess beim Test mit Ereignissen der CC (a) und der γp–Simulation (b). Man erkennt, daß in beiden Fällen der überwiegende Anteil der Ereignisse korrekt zugeordnet wurde: Die Maxima der beiden Verteilungen befinden sich bei den im Trainingsprozess geforderten Ausgabewerten (CC : $y = 1$, γp : $y = 0$). Allerdings wurde eine geringe Anzahl von Ereignissen als solche der jeweils anderen Klasse fehlidentifiziert. Um das Netzwerk als Selektionsbedingung verwenden zu können, muß definiert werden, welcher Bereich in der Netzantwort y der jeweiligen Ereignisklasse zugeordnet werden kann. Dazu wird der sogenannte Entscheidungsparameter $y_{CC/\gamma p}$ eingeführt. Ein Ereignis wird als Ereignis des geladenen Stroms klassifiziert, falls $y \geq y_{CC/\gamma p}$ ist bzw. als Photoproduktionsereignis, falls $y < y_{CC/\gamma p}$ ist. Abbildung 5.21 zeigt die CC– und γp–Selektionseffizienz als Funk-

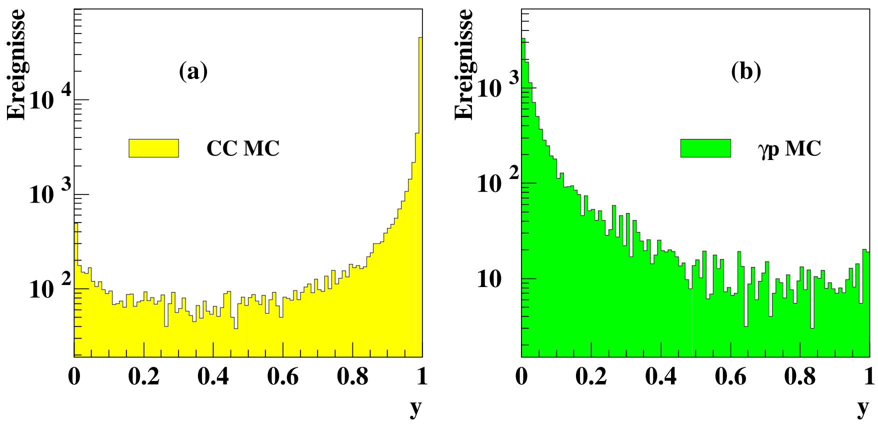


Abbildung 5.20: *Die Verteilung der Netzwerkantwort y beim Test des Netzwerkes mit Ereignissen der (a) CC–Simulation und der (b) γp–Simulation. Man beachte die logarithmische Skala der Ordinate.*

tion des Entscheidungsparameters $y_{CC/\gamma p}$. Aufgrund der die CC–Ereignisrate im Bereich $p_{t,had} < 25$ GeV bei weitem übersteigende γp–Rate ist eine möglichst hohe Effizienz zur Reduzierung des im Datensatz verbleibenden γp–Untergrundes nötig. Durch die Einstellung des Entscheidungsparameters auf $y_{CC/\gamma p} = 0{,}9$ wird eine γp–Selektionseffizienz von $\epsilon_{\gamma p} = 99\%$ und eine CC–Selektionseffizienz von $\epsilon_{CC} = 92\%$ erreicht. In der Abbildung 5.22 ist die CC– und γp–Selektionseffizienz des Neuronalen Netzwerkes als Funktion des hadronischen Transversalimpulses dargestellt. Die CC–Selektionseffizienz wurde dabei mit dem PSCC–Datensatz bestimmt. Sie steigt von 40% bei einem Transversalimpuls von $p_{t,had} = 12$ GeV kontinuierlich an und erreicht ab $p_{t,had} = 25$ GeV Werte von über 95%. Diese Verhalten wird innerhalb des angegebenen Fehlerbereichs gut von der im Vergleich dargestellten, mit der CC–Simulation bestimmten, Effizienz wiedergegeben. Ihre Unsicherheit wird in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durch einen systematischen Fehler von 3 % berücksichtigt.

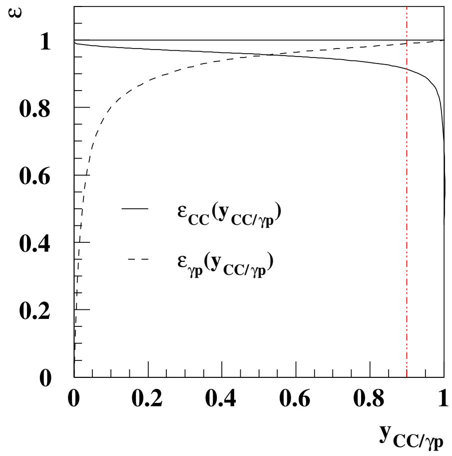


Abbildung 5.21: *Die CC (durchgezogene Kurve) und γp (gestrichelte Kurve) Selektionseffizienz des Neuronalen Netzwerkes in Abhängigkeit vom Entscheidungsparameter $y_{CC/\gamma p}$. Ein Ereignis mit der Netzantwort $y \geq y_{CC/\gamma p}$ wird als CC–Ereignis ein Ereignis mit $y < y_{CC/\gamma p}$ als γp–Ereignis klassifiziert. Die strichpunktierte Linie gibt den in dieser Analyse verwendeten Wert von $y_{CC/\gamma p}$ an.*

Die Abnahme der Selektionseffizienz bei kleineren Werten des Transversalimpulsen kann durch die zunehmende Rate von Ereignissen mit mehreren Teilchenjets und den steigenden Anteil energieärmerer Hadronen im Endzustand von Ereignissen des geladenen Stroms erklärt werden. Die einzelnen Jets besitzen dadurch einen geringeren Transversalimpuls und die einzelnen Teilchen in den Jets, werden durch die Lorentzkraft des Magnetfeldes ($r_{Bahn} \sim p_t/B$) stärker im LAr–Kalorimeter verteilt. Dies führt zu einer steigenden antiparallelen Komponente V_{ap} relativ zu V_p.

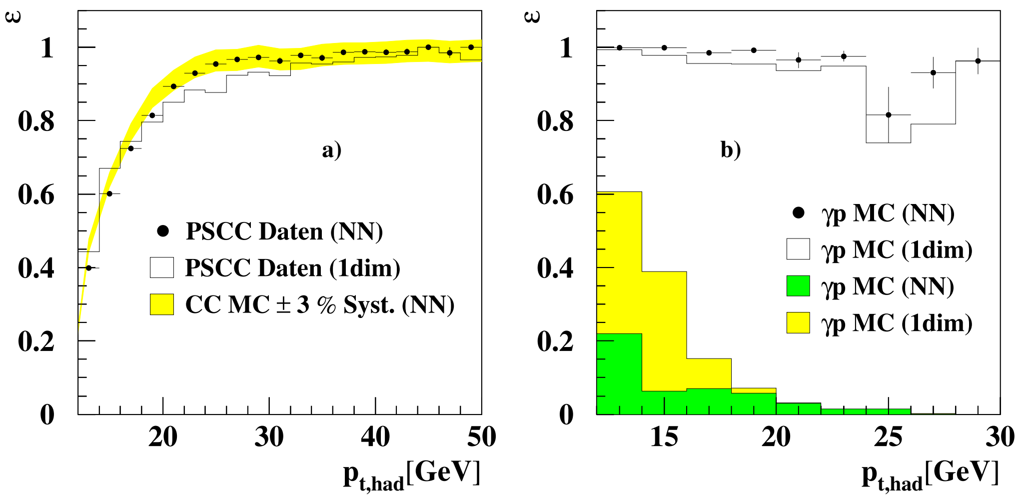


Abbildung 5.22: *(a) die mit dem PSCC–Datensatz (•) bestimmte CC–Effizienz des Neuronalen Netzwerkes zur Reduktion von γp–Untergrund im Vergleich zur Simulation (graues Band). Das durchgezogene Histogramm beschreibt die CC–Effizienz der im Text erläuterten eindimensionalen Beschränkung. (b) die mit der Simulation bestimmte γp–Effizienz des Netzwerks (•) im Vergleich zur eindimensionalen Methode (Histogramm). Das dunkelgraue Histogramm stellt den nach der Selektion im Datensatz verbleibenden Anteil von γp–Untergrund dar, das hellgraue den entsprechenden Anteil nach Anwedung der eindimensionalen Auswahl.*

Zusätzlich zeigt die Abbildung einen Vergleich zwischen der CC–Selektionseffizienz des Netzwerkes und der in bisherigen Analysen angewandten Einschränkung der Energiesymmetrie auf Werte von $V_{ap}/V_p < 0{,}15$. Nur im Bereich $p_{t,had} < 18$ GeV liegt die Effizienz des Netzwerkes wenige Prozent unter der bisherigen, im übrigen $p_{t,had}$–Bereich liegt sie über dieser.

In der Abbildung 5.22b ist die γp–Selektionseffizienz und der mit der Simulation prognostizierte Anteil des im Datensatz verbleibenden γp–Untergrunds im Vergleich zwischen Netzwerk und eindimensionaler Beschränkung dargestellt. Die mit dem Netzwerk erzielte Effizienz liegt in sämtlichen Bins über der der bisherigen Methode. Der im Datensatz nach der Selektion verbleibende γp–Untergrund wird durch die Verwendung des Netzwerkes entscheidend reduziert: Im Bereich $p_{t,had} < 14$ GeV um 65% und im Bereich 14 GeV $\leq p_{t,had} < 16$ GeV um 85%. Dies resultiert in einer wesentlichen Reduzierung des durch die Subtraktion des Untergrundes hervorgerufenen systematischen Fehlers in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte.

5.7.2 γp–Untergrund

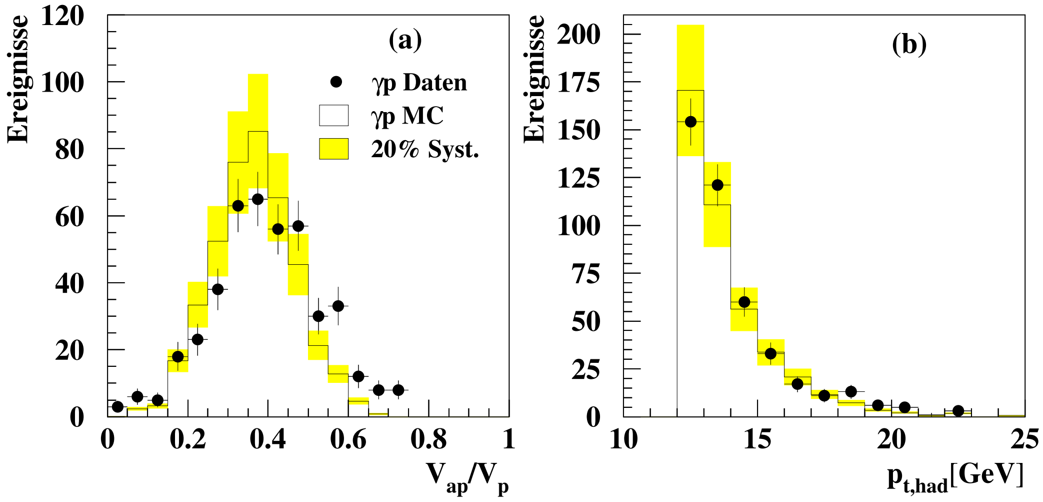
Um die Daten und die γp–Simulation miteinander vergleichen zu können, werden Ereignisse selektiert, die durch den Nachweis des gestreuten Positrons im Elektrondetektor des Luminositätssystems, eindeutig als Ereignisse der Photoproduktion identifiziert werden konnten.

Da die Akzeptanz des Elektrondetektors in der Simulation nur unzureichend beschrieben ist, werden die MC–Ereignisse, mit der im Nachhinein mit den Daten bestimmten Akzeptanz, gewichtet. Für Daten wird, zur eindeutigen Identifikation, eine gemessene Energiedeposition von $E_{ET} > 5$ GeV im Elektrondetektor verlangt. Um Ereignisse der tiefunelastischen Streuung, die eine Überlagerung mit einem Bethe–Heitler–Ereignis aufweisen, von der Selektion auszuschließen, darf eine maximale Energiedeposition von $E_{PH} = 2$ GeV im Photondetektor nicht überschritten werden. Abbildung 5.23 zeigt, daß die V_{ap}/V_p, $p_{t,had}$ und $\Delta\phi$(LAr,Plug)–Verteilungen der selektierten Photoproduktionsereignisse gut durch die Simulation beschrieben wird. Da mit dieser Methode nur der durch den Akzeptanzbereich des Elektrondetektors zugängliche kinematische Bereich studiert werden kann, der restliche Bereich aber dem experimentellen Studium unzugänglich bleibt, wird ein relativ großer Fehler von 30% auf die Normierung des durch die Simulation vorhergesagten γp–Untergrundes angenommen.

5.7.3 Untergrund durch NC–Ereignisse

Durch eine unzureichende Messung der Energiedeposition des gestreuten Positrons im LAr–Kalorimeter können Ereignisse des neutralen Stroms einen unbalancierten Transversalimpuls aufweisen und dadurch in die CC–Selektion gelangen. Zwischen den Rädern des LAr–Kalorimeters und zwischen deren einzelnen Oktanden bestehen konstruktionsbedingte Lücken. Trifft das gestreute Positron in eine dieser Lücken, kann seine Energie nur mit einer stark verminderten Genauigkeit bestimmt werden, da der in der Lücke enthaltene Anteil des vom Positron erzeugten elektromagnetischen Teilchenschauers nicht gemessen werden kann. Derartige NC–Ereignisse können durch die Positronspur in der

Spurkammer identifiziert werden: Ereignisse die eine von allen anderen Spuren durch



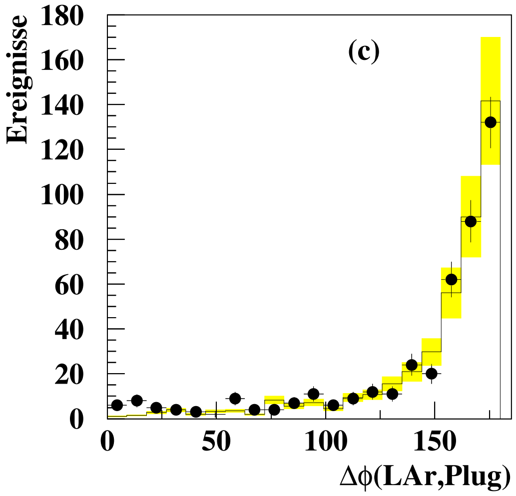


Abbildung 5.23: *Die (a) V_{ap}/V_p, (b) $p_{t,had}$ und (c) $\Delta\phi$(LAr,Plug)–Verteilungen der γp–Ereignisse mit einem im Luminositätssystem des H1–Detektors nachgewiesenen Positron (•) im Vergleich zur γp–Simulation (Histogramm). Es wurden mit Ausnahme des Netzwerks zur Reduzierung des γp–Untergrundes sämtliche Selektionsbedingungen angewandt. Das graue Band stellt die systematische Unsicherheit der Simulation dar.*

$R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} > 0{,}5$ ($\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ bezeichnen den Abstand zweier Spuren im Azimutwinkel und in der Pseudorapidität) isolierte Spur besitzen, die in der radialen Ebene gegenüber dem hadronischen Endzustand liegt ($|\phi_{had} - \phi_{Spur}| > 160°$), werden als NC–Ereignisse klassifiziert und verworfen. Außerdem werden Ereignisse, die der in Abschnitt 5.2 beschriebenen NC–Selektion genügen, verworfen.

5.8 Ereignisse mit isolierten Leptonen

In den Jahren 1994 bis 2000 wurden mit dem H1–Detektor 18 Ereignisse beobachtet, die sich durch ein vom hadronischen Endzustand isoliertes Lepton mit hohem Transversalimpuls und einer unausgeglichenen Transversalimpulsbilanz auszeichnen. Diese Ereignisse wurden im Detail analysiert [62, 63] wobei sich zeigte, daß sie inkonsistent mit dem Prozess des geladenen Stroms sind. Abbildung 5.24 stellt ein solches mit dem H1–Detektor beobachtetes Ereignis dar.

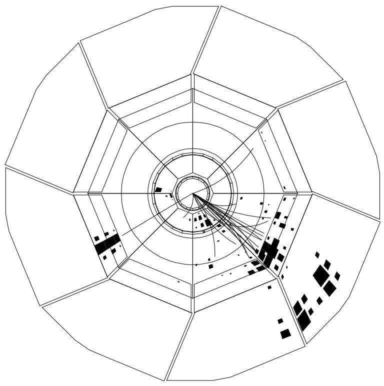


Abbildung 5.24: *Die Darstellung eines in der CC–Selektion enthaltenen Ereignisses, das sich durch ein vom hadronischen Endzustand isoliertes Lepton und eine unausgeglichene Transversalimpulsbilanz auszeichnet. Gezeigt ist die Projektion des Detektors auf die r–ϕ–Ebene. Das Ereignis besitzt einen fehlenden Transversalimpuls von* $p_{t,miss} = 42{,}5$ *GeV.*

Der einzige im Rahmen des Standardmodells mögliche Prozess, der eine solche Ereignissignatur aufweist ist, die Erzeugung eines reellen W–Bosons, welches anschließend leptonisch zerfällt. Das im Zerfall des W–Bosons entstandene nicht beobachtbare Neutrino führt in der Messung zu einem fehlenden Transversalimpuls im Ereignisses. Die bei H1 beobachtete Rate von Ereignissen mit einer solchen Signatur übersteigt die theoretische Vorhersage allerdings deutlich: Die im Transversalimpulsbereich $p_{t,had} > 12$ GeV beobachtete Rate von 13 Ereignissen übersteigt die theoretische Vorhersage von $5{,}14 \pm 1{,}31$ Ereignissen bei weitem. In der in dieser Analyse betrachteten Datennahmeperiode sind 11 Ereignisse mit einer entsprechenden Signatur in der CC–Selektion enthalten. Sie können durch die isolierte Spur des mit großem transversalen Impuls ($p_t^{Spur} > 10$ GeV) auslaufenden Leptons von Ereignissen des geladenen Stroms unterschieden werden. Ereignisse mit einer Distanz von

$$R = \sqrt{(\phi_{Jet} - \phi_{Spur})^2 + (\eta_{Jet} - \eta_{Spur})^2} \quad > 1{,}5 \qquad (5.12)$$

zwischen der Spur des Leptons und der longitudinalen Hauptachse des hadronischen Teilchenjets mit dem größten transversalen Impuls, werden verworfen. Hierin bezeichnen ϕ_{Jet} und η_{Jet} (ϕ_{Spur} und η_{Spur}) den Azimutwinkel und die Pseudorapidität des Teilchenjets (der Spur). Der Untergrundanteil im Datensatz von 0,8% kann durch diese Bedingung auf 0,07% gesenkt werden (bei einer Ineffizienz der CC–Selektion von unter 1%).

5.9 Kinematischer Bereich

Die Kinematik der selektierten Ereignisse wird in dieser Analyse mittels der Jacquet–Blondel–Methode aus den beiden unabhängigen Meßgrößen $p_{t,had}$ und y_{had} rekonstruiert. Der zugängliche $p_{t,had}/y_{had}$ Bereich wird durch die Akzeptanz und das Auflösungsvermögen des Detektors sowie durh die Forderung einer möglichst hohen Selektionseffizienz eingeschränkt. Die bei kleinem $p_{t,had}$ stark abfallende CC–Triggereffizienz (vgl. Abb. 5.8) erfordert eine Beschränkung des hadronischen Transversalimpulses auf Werte von $p_{t,had} > 12$ GeV. Diese Einschränkung wird ebenfalls aufgrund der ungenügenden CC–Selektionseffizienz des Neuronalen Netzwerkes zur Reduktion des γp–Untergrundes bei kleinem $p_{t,had}$ notwendig (vgl. Abb. 5.22). Der zugängliche Inelastizitätsbereich wird bei kleinen Werten von y_{had} durch die in der Abbildung 5.25 dargestellte CC–Triggereffizienz nach unten beschränkt. Eine ausreichende Effizienz ist nur im Bereich $y_{had} > 0{,}03$ gegeben. Nach oben wird der y_{had}–Bereich durch die unzureichende x und Q^2–Auflösung der Jacquet–Blondel–Methode (vgl. Abb. 4.1) eingeschränkt. Die Beschränkung der Inelasti-

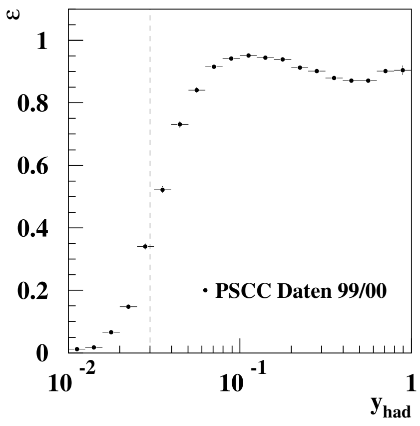


Abbildung 5.25: *Die mit dem PseudoCC–Datensatz bestimmte CC–Triggereffizienz als Funktion der Inelastizität y_{had}. Die gebrochene Linie bezeichnet die in der Selektion verwendete untere Beschränkung der Variablen* $y_{had} > 0{,}03$.

zität auf $y_{had} < 0{,}85$ garantiert eine ausreichende Genauigkeit in der Rekonstruktion der Kinematik.

5.10 Zusammenfassung der Selektion

Die folgende Auflistung fasst die in den vorigen Abschnitten im Detail erläuterten Selektionskriterien zusammen:

- Selektion der Runs (HV–Bedingung, "good" und "medium" Runs)
- Triggerbedingungen (ST66 oder ST67 oder ST71 oder ST77)
- Transversalimpulsbedingung ($p_{t,had} > 12$ GeV bzw. $p_{t,miss} > 12$ GeV)
- $0{,}03 < y_{had} < 0{,}85$
- Vertexbedingung (zentral oder vorwärts, $-32{,}2$ cm $< z_{Vertex} < 37{,}8$ cm)
- Untergrundfilter (Halo, Cosmic, elektronisches Rauschen) QBGFMAR $fhk < 0{,}975$, Spur Bed. $R = \sqrt{(\eta_E - \eta_{Sp})^2 + (\varphi_E - \varphi_{Sp})^2} < 1$
- Neuronales Netzwerk zur Reduktion des γp–Untergrundes mit den Variablen: V_{ap}/V_p, $\Delta\phi$(LAr,Plug), $p_{t,neu}$, $V_{f,ap}/V_{f,p}$, γ_{had}, $p_{t,miss}$
- Identifikation von NC–Ereignissen mittels Spurbedingung $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} > 0{,}5$, $(|\phi_{had} - \phi_{Spur}| > 160°)$
- Isolationskriterium gegen Ereignisse mit isolierten Leptonen $R = \sqrt{(\phi_{Jet} - \phi_{Spur})^2 + (\eta_{Jet} - \eta_{Spur})^2} \quad > 1{,}5$
- Visuelle Begutachtung der einzelnen Ereignisse zum Auffinden von verbleibenden Halo oder Cosmic–Ereignissen und elektronischem Rauschen im Kalorimeter

Nach der Anwendung obiger Selektionsbedingungen umfasst der Datensatz der e^+p–Streuung von 1999–2000 1396 Ereignisse. In der Abbildung 5.26 sind die Verteilungen des Transversalimpulses $p_{t,had}$ und der Inelastizität y_{had} im Vergleich zur Simulation dargestellt. Man erkennt, daß die Daten von der Simulation gut beschrieben werden.

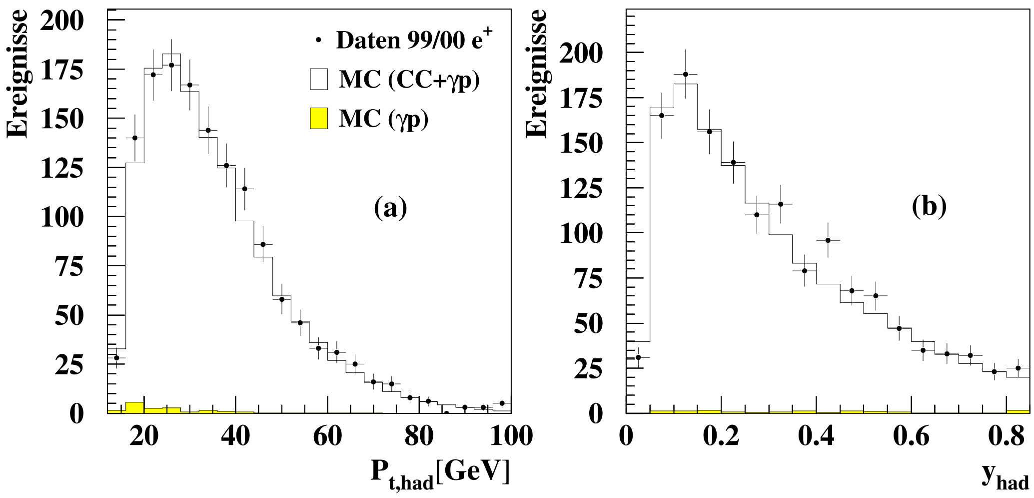


Abbildung 5.26: *Die $p_{t,had}$ (a) und y_{had}–Verteilung (b) der selektierten Ereigniskandidaten des geladenen Stroms. Dargestellt sind die Verteilungen der Daten (●), die Simulation des Signal ($CC+\gamma p$, offenes Histogramm) und die Untergrundsimulation (graues Histogramm). Die Simulationen sind mit der integrierten Luminosität des Datensatzes normiert.*

Kapitel 6

Messung der Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel wird die Methode beschrieben, mit der in der vorliegenden Analyse die Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms bestimmt werden. Im ersten Abschnitt wird die kinematische Ebene in den Variablen x und Q^2 in Messintervalle, die sogenannten Bins, eingeteilt (vgl. Kapitel 1). Die Bins werden dabei so gewählt, daß eine gute Auflösung der kinematischen Variablen und eine hinreichende statistische Präzision erzielt wird. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie aus der in den einzelnen Bins gemessenen Anzahl von Ereignissen der Wirkungsquerschnitt berechnet wird. Das Kapitel schließt mit einer Betrachtung der Systematischen Fehler und deren Einflüsse auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte.

6.1 Definition der Messintervalle

Die in den Jahren 1999 und 2000 große Anzahl von gemessenen CC–Ereignissen erlaubt es, die Messung der Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms auf einem zweidimensionalen Gitter in den kinematischen Variablen x und Q^2 durchzuführen. Die kinematische Ebene wird dabei in der Variablen Q^2 in neun und in der Variablen x in acht Intervalle unterteilt. Dabei werden zur besseren graphischen Darstellbarkeit der Wirkungsquerschnitte logarithmische Skalen verwendet:

Bingrenzen										
$\log_{10}(x)$:	-2.33	-2	-1.67	-1.33	-1	-0.75	-0.5	-0.25	0	
$\log_{10}(Q^2/\mathrm{GeV}^2)$:	2,35	2,6	2,85	3,1	3,35	3,6	3,85	4,1	4,4	4,7

Die Intervallgrenzen ergeben sich aus der, durch die Selektion entstandenen Einschränkung der zugänglichen kinematischen Ebene ($p_{t,had} > 12$ GeV und $0{,}03 < y_{had} < 0{,}85$, vgl. Abb. 6.1) sowie der Forderung eine möglichst hohe Anzahl von unabhängigen Meßpunkten zu erhalten, wobei aber gleichzeitig eine Reihe von Qualitätskriterien in den einzelnen Bins zu erfüllen sind. Diese Qualitätskriterien bestehen aus Anforderungen an die Reinheit ($\mathcal{P}$), die Stabilität ($\mathcal{S}$) und die Akzeptanz ($\mathcal{A}$) in den einzelnen Bins i. Diese Größen definieren sich wie folgt:

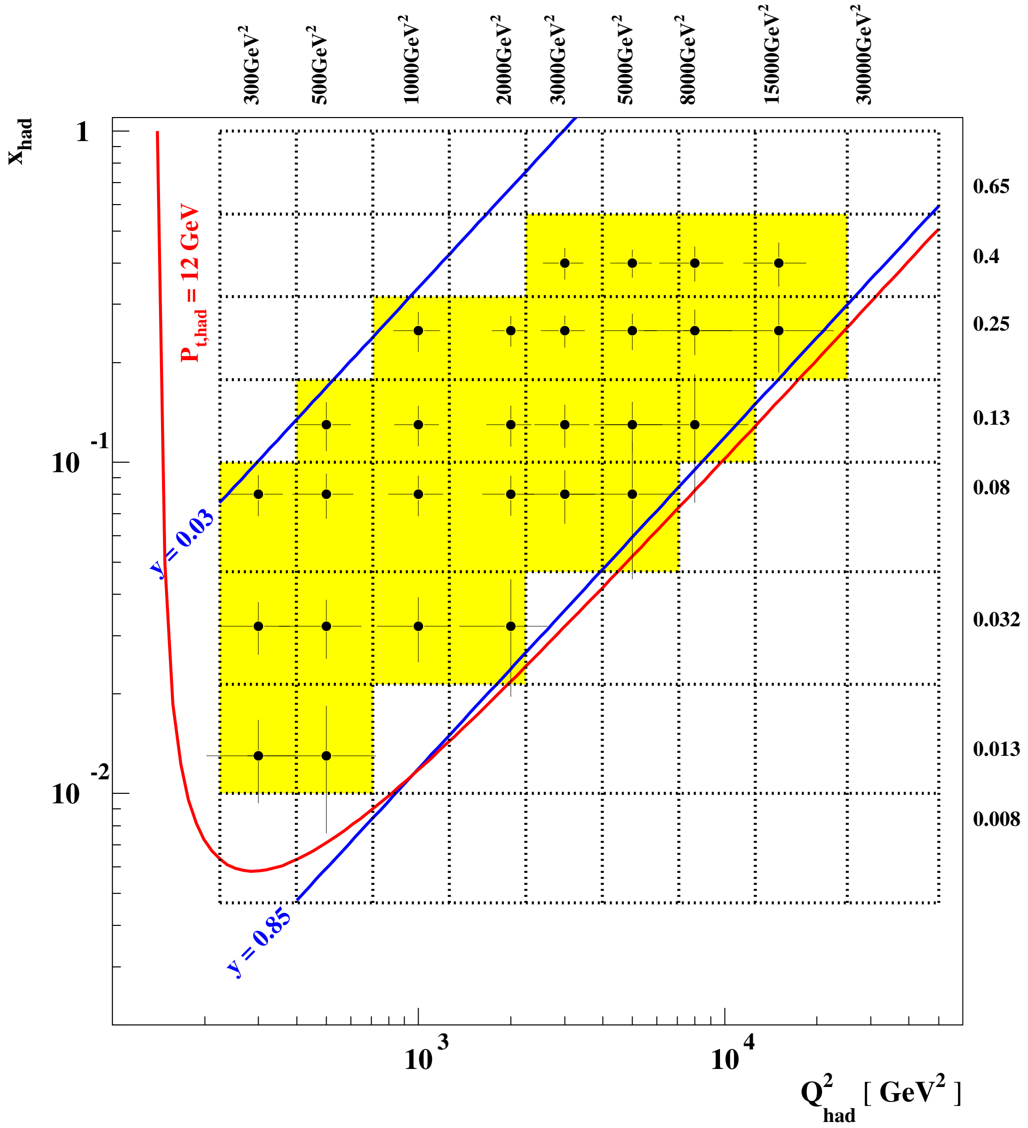


Abbildung 6.1: *Die Definition der Meßintervalle in der von den Variablen x_{had} und Q^2_{had} aufgespannten kinematischen Ebene. Die in der Messung verwendeten Bins sind grau unterlegt. Die einzelnen Meßpunkte (Bin–Zentralwerte) (Q^2_c,x_c) für die die Werte des Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ bestimmt werden sind durch Punkte (•) markiert. Die mit der CC–Simulation bestimmten x und Q^2–Auflösungsvermögen der Jacquet–Blondel–Methode werden als Fehlerbalken dargestellt. Die Ausschlußbereiche die durch die Beschränkung von $p_{t,had}$ und y enstehen sind durch Linien markiert.*

$$\mathcal{P}(i) = \frac{N^{MC}_{rek+gen}(i)}{N^{MC}_{rek}(i)} \qquad \mathcal{S}(i) = \frac{N^{MC}_{rek+gen}(i)}{N^{MC}_{gen+sel}(i)} \qquad \mathcal{A}(i) = \frac{N^{MC}_{rek}(i)}{N^{MC}_{gen}(i)} \tag{6.1}$$

dabei ist:

- $N^{MC}_{gen}(i)$ die Anzahl von MC–Ereignissen die im Bin i generiert wurden.
- $N^{MC}_{rek}(i)$ die Anzahl von MC–Ereignissen die im Bin i rekonstruiert wurden.
- $N^{MC}_{gen+sel}(i)$ die Anzahl von MC–Ereignissen die im Bin i generiert wurden und zusätzlich sämtliche Selektionskriterien erfüllen.
- $N^{MC}_{rek+gen}(i)$ die Anzahl von MC–Ereignissen die im Bin i sowohl generiert als auch rekonstruiert wurden.

Da im vorhergehenden Kapitel gezeigt werden konnte, daß die selektierten Daten von der Simulation gut beschrieben werden, können die Werte der Stabilität, Reinheit und Akzeptanz, die in der Abbildung 6.2 dargestellt werden, mit der Simulation bestimmt werden.

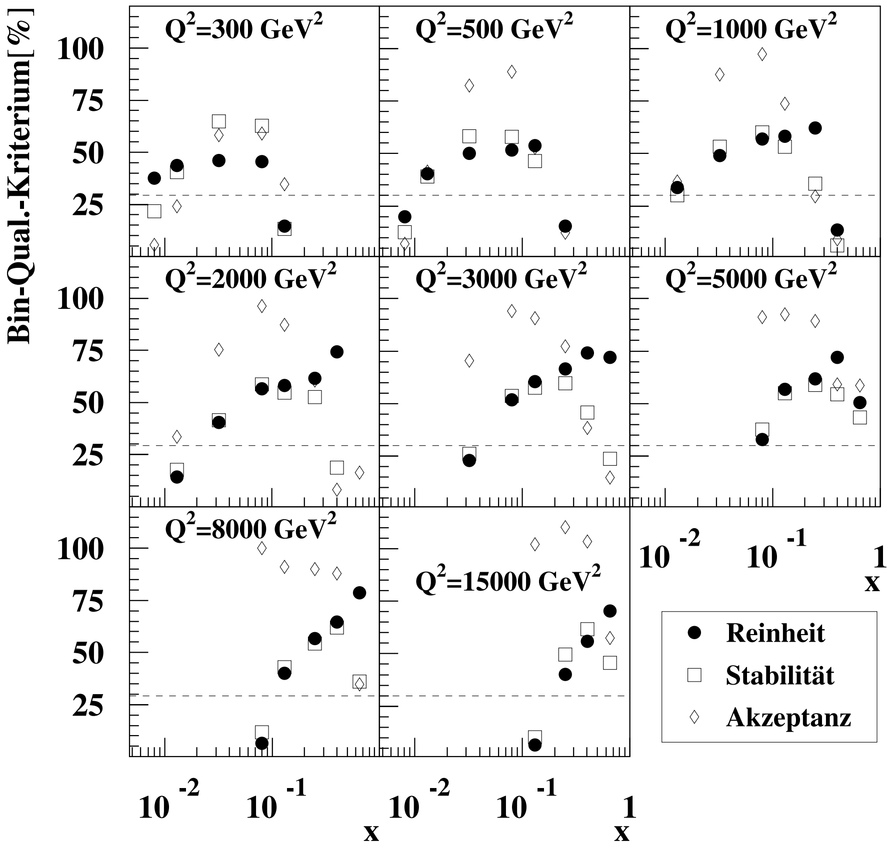


Abbildung 6.2: *Die Werte der Reinheit $\mathcal{P}$ (•), der Stabilität $\mathcal{S}$ (□) und der Akzeptanz $\mathcal{A}$ (◊) in den zur Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dxdQ^2$ definierten Bins. Die Mindestanforderung an die Reinheit und Stabilität wird durch die gestrichelten Linien indiziert.*

Das geringe x und Q^2–Auflösungsvermögen der Jacquet–Blondel–Methode bei großem y bzw. kleinem x führt zu einer geringen Reinheit in den entsprechenden Bins. Die geringe Stabilität der Bins mit großen Werten der Variablen x resultiert aus der Signatur der Ereignisse in diesem Bereich: Ereignisse bei großem x besitzen einen hadronischen Endzustand, der sich in die Vorwärtsrichtung ausbreitet. Die begrenzte Akzeptanz des Kalorimeters in diesem Bereich (Durchführung der Strahlröhre) führt zu einer unvollständigen Messung des hadronischen Endzustandes und damit zu einer fehlerhaften Rekonstruktion der Kinematik. In der Messung werden nur Bins verwendet in denen die Werte der Reinheit $\mathcal{P}$ und der Stabilität $\mathcal{S}$ mindestens 30% betragen. Die Akzeptanz $\mathcal{A}$ darf in den Bins einen Wert von 20% nicht unterschreiten.

6.2 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt im Zentralwert des i-ten Bins in der von x und Q^2 aufgespannten, in Abbildung 6.1 dargestellten kinematischen Ebene, ist gegeben durch:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}(x_{c,i},Q^2_{c,i}) = \frac{N_i^{daten} - N_i^u}{\mathcal{L} \cdot \mathcal{A}_i} \cdot \delta_i^{zw} \cdot \frac{1}{1+\delta_i^{sk}} \tag{6.2}$$

- N_i^{daten} bezeichnet die Anzahl der selektierten Ereignisse im Bin i.
- N_i^u bezeichnet die durch die Simulation vorhergesagte Anzahl von Untergrundereignissen im Bin i.
- $\mathcal{L}$ bezeichnet die integrierte Luminosität des analysierten Datensatzes.
- $\mathcal{A}_i$ ist die mit der Simulation (Gl. 6.1) bestimmte Akzeptanz im Bin i.
- δ_i^{zw} ist der mit der Simulation bestimmte Korrekturfaktor zwischen dem Wirkungsquerschnitt in einem Bin mit der Ausdehnung $\Delta Q_i^2 = Q^2_{max,i} - Q^2_{min,i}$, $\Delta x_i = x_{max,i} - x_{min,i}$ und dem Wert des Wirkungsquerschnitts im Zentralwert des Bins:
$$\delta_i^{zw} = \frac{\frac{d^2\sigma^{MC}}{dxdQ^2}\big|_{x=x_{c,i},Q^2=Q^2_{c,i}}}{\int_{x_{min,i}}^{x_{max,i}} \int_{Q^2_{min,i}}^{Q^2_{max,i}} \frac{d^2\sigma^{MC}}{dxdQ^2} dxdQ^2} \tag{6.3}$$
- $\delta_i^{sk} = (\sigma_{rad}/\sigma)-1$ ist der mit der Simulation bzw. mit einem analytischen Programm bestimmte Wert der Strahlungskorrektur im Bin i. Auf der Basis einer ausführlichen Analyse der Strahlungskorrekturen im Fall des geladenen Stroms [64], kann ein Fehler von 3% auf die Werte der Korrekturen angegeben werden (Abbschnitt 6.3).

Die Akzeptanz, die Strahlungskorrekturen und die Zentralwertkorrekturen hängen von den Annahmen über den Wirkungsquerschnitt des der Simulation zugrundeliegenden Prozesses ab. Dies sind vor allem die Annahmen über die nur unvollständig bekannten Partondichteverteilungen im Proton. Weichen die theoretischen Annahmen wesentlich von den Messungen ab, werden die genannten Grössen nur fehlerhaft bestimmbar. Um dies zu vermeiden, wird in einem iterativen Prozeß das theoretische Modell an die Daten angepasst. In dieser

Analyse wurden bei der Generierung der MC–Daten die von der MRSH Parametrisierung vorhergesagen Wirkungsquerschnitte verwendet [24]. Die MC–Ereignisse wurden dann mit dem (NLO QCD Fit), der auf den HERA–Daten der Jahre 1994–1997 basiert, umgewichtet. Die Differenz zwischen dem auf der MRSH–Vorhersage basierenden und dem auf dem umgewichteten MC basierenden Wirkungsquerschnitt beträgt in sämtlichen Bins weniger als 1%. Es ist somit sichergestellt, daß die Ergebnisse dieser Analyse im Wesentlichen unabhängig von der MC–Vorhersage sind.

Da sowohl die Akzeptanz ($\mathcal{A} = N_{rek}^{MC}/N_{gen}^{MC} = N_{rek}^{MC}/\mathcal{L}^{MC}\sigma^{MC}$) als auch die Strahlungskorrekturen und die Zentralwertkorrekturen mit dem MC–Programm DJANGOH bestimmt wurden, kann die Gleichung 6.2 vereinfacht werden zu:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdQ^2}(x_{c,i}, Q^2_{c,i}) = \frac{N_i^{daten} - N_i^u}{N_{rek,i}^{MC}} \cdot \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}} \cdot \frac{d^2\sigma^{MC}}{dxdQ^2}(x_{c,i}, Q^2_{c,i}) \tag{6.4}$$

Üblicherweise wird, um die Abhängigkeit des Propagatorterms zu separieren, der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms in der Form des reduzierten Wirkungsquerschnitts angegeben :

$$\tilde{\sigma}_{CC} = \frac{4\pi x}{G_F^2}\Big(\frac{Q^2 + M_W^2}{m_W^2}\Big)^2 \cdot \frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdQ^2} = \phi^+_{CC}(1 + \delta^{sk}) \tag{6.5}$$

Der reduzierte Wirkungsquerschnitt ist somit nur noch von den Partondichteverteilungen und dem Helizitätsterm abhängig (vgl. Abschnitt 1.2 Gl. 1.17).

Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte Die in x und Q^2 einfach differentiellen sowie der totale Wirkungsquerschnitt definieren sich wie folgt:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} dQ^2 \qquad \frac{d\sigma}{dQ^2} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} dx \tag{6.6}$$

$$\sigma_{CC}^{tot} = \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} dxdQ^2 \tag{6.7}$$

Die Integrationen erstrecken sich dabei nur über die kinematischen Bereiche die von den Bins der $d^2\sigma/dxdQ^2$–Messung abgedeckt werden und innerhalb der $p_{t,had} > 12$ GeV und 0,03 $< y_{had} <$ 0.85 Beschränkungen liegen. Die Messung von $d\sigma/dx$ wird zusätzlich auf den Bereich $Q^2 > 1000$ GeV^2 beschränkt. Damit ergeben sich für die Messung von $d\sigma/dQ^2$ acht Meßpunkte und für die Messung von $d\sigma/dx$ fünf Meßpunkte.

6.3 Strahlungskorrekturen

Als Strahlungskorrekturen werden die Prozesse höherer Ordnung bezeichnet, die auf dem Austausch oder der Emission von zusätzlichen Bosonen sowie auf der Selbstenergien der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen beruhen.

Die Strahlungskorrekturen im Prozess des geladenen Stroms wurden von zwei unabhängigen Gruppen berechnet [65] und stimmen innerhalb eines Fehlerbereichs von 1% überein. Die Korrekturen können in zwei Klassen eingeteilt werden. Einerseits in Korrekturen die fermionische oder bosonische Schleifen sowie den Austausch von mehreren Vektorbosonen beeinhalten und andererseits in Korrekturen, die die Abstrahlung von Photonen durch das Positron, die Quarks oder das ausgetauschte W–Boson beinhalten.

Insbesondere die Abstrahlung eines Photons durch das ein bzw. auslaufende Lepton verändert die kinematischen Größen. Dies erfordert eine Korrektur, da der Einfluß dieses Effektes auf die Messung des Wirkungsquerschnitts von der Akzeptanz des Detektors und von der Auswahl des kinematischen Bereichs abhängt. Die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons durch das Lepton ist proportional zur Feinstrukturkonstanten α. Werden bei der Berechnung der zugehörigen Korrekturen nur die dominierenden Terme der Form $\log(Q^2/m_e^2)$ berücksichtigt, spricht man von "Leading Logarithmic Approximation" (LLA).

Die Berechnung der Strahlungskorrekturen, welche die Abstrahlung von Photonen durch die ein bzw. auslaufenden Quarks berücksichtigen, beinhalten Terme der Form $\log(Q^2/m_{q_f}^2)$ die in der Q^2–Entwicklung der Partondichtefunktionen absorbiert werden können. Die numerische Berechnung dieser Beiträge [66] zeigt, das es sich um einen sehr kleinen Effekt handelt der nur bei sehr großen Werten der kinematischen Variablen x und Q^2 einen Beitrag von 1% am gesamten Wirkungsquerschnitt ausmacht.

In der Abbildung 6.3 werden die mit dem in dieser Analyse verwendeten MC–Generator (DJANGOH) bestimmten Werte der Strahlungskorrekturen in Abhängigkeit von y in drei verschiedenen x–Bereichen mit den Resultaten einer Auswahl von analytischen Programme verglichen. Gezeigt ist die Summe aus den Beiträgen der leptonischen QED–Korrekturen und den schwachen Korrekturen. Man erkennt, daß die mit dem MC–Generator DJANGOH gewonnen Werte innerhalb des genannten Fehlerbereichs von 3% gut mit den Resultaten der analytischen Berechnungen übereinstimmen.

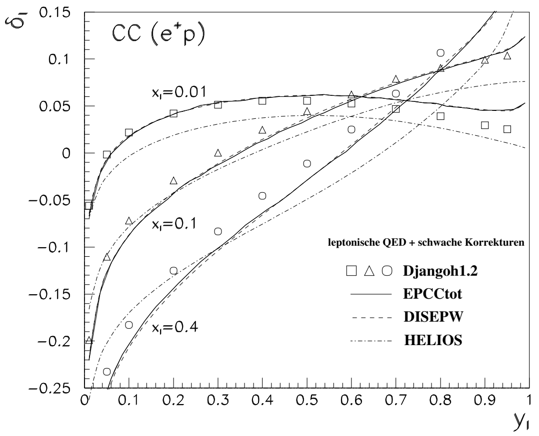


Abbildung 6.3: *Ein Vergleich zwischen den mit den Programmen Djangoh, EPCCtot [67], DISEPW [69] und HELIOS [68] bestimmten leptonischen elektromagnetischen und schwachen Strahlungskorrekturen, als Funktion der leptonischen Inelastizität y_l. Der Vergleich wird für drei verschiedene Werte der Größe x präsentiert [70]*

6.4 Systematische Fehler

Neben dem statistischen Fehler, der sich allein aus der Anzahl der selektierten Ereignisse bestimmt, führen Unsicherheiten in der Messung sowie der Meßaparatur zu einem systematischen Fehler. Es kann dabei zwischen korrelierten und unkorrelierten systematischen Fehlern unterschieden werden. Ein korrelierter Fehler der hadronischen Energieskala von 1% bedeutet beispielsweise, daß die gemessene hadronische Energie um 1% von der wahren hadronischen Energie abweichen kann. Dies kann zu einer systematischen Verschiebung aller Meßpunkte in eine Richtung führen. Unkorrelierte sytematische Fehler beruhen hingegen auf lokalen Fluktuationen der Meßbedingungen oder veränderlichen Defiziten der Meßaparatur. Es wird angenommen, daß sämtliche Fehler mit der gaußschen Statistik beschrieben werden können. Die angegebenen Fehler ensprechen in diesem Fall einer Standardabweichung σ der Normalverteilung.

Die systematischen Fehler wurden direkt aus den Daten bestimmt. Die entsprechenden Studien wurden in den Kapiteln vier und fünf dargestellt. Sämtliche Selektionskriterien wurden mit einem unabhängigen Datensatz (PSCC) überprüft. Im Folgenden werden die Ursachen und Größen der einzelnen sytematischen Fehler aufgelistet.

Als unkorrelierte Fehler wurden berücksichtigt:

- Die Unsicherheit in der Triggereffizienz ϵ_{CC} von $(1-\epsilon_{CC}) \cdot 15\% \oplus 2\%$, die zu einem Fehler zwischen 3% und 8% des Wirkungsquerschnitts führt (vgl. Abschnitt 5.4)
- Eine Unsicherheit von 3% in der Beschreibung der Strahlungskorrekturen durch die Simulation (vgl. Abschnitt 6.3)
- Ein Fehler von 3% in der Effizienz der Untergrundfilter (vgl. Abschnitt 5.6)
- Ein Fehler von 2% (5% für $y < 0{,}1$) aufgrund von Unsicherheiten in der Effizienz der Rekonstruktion des Ereignisvertex (vgl. Abschnitt 5.5)

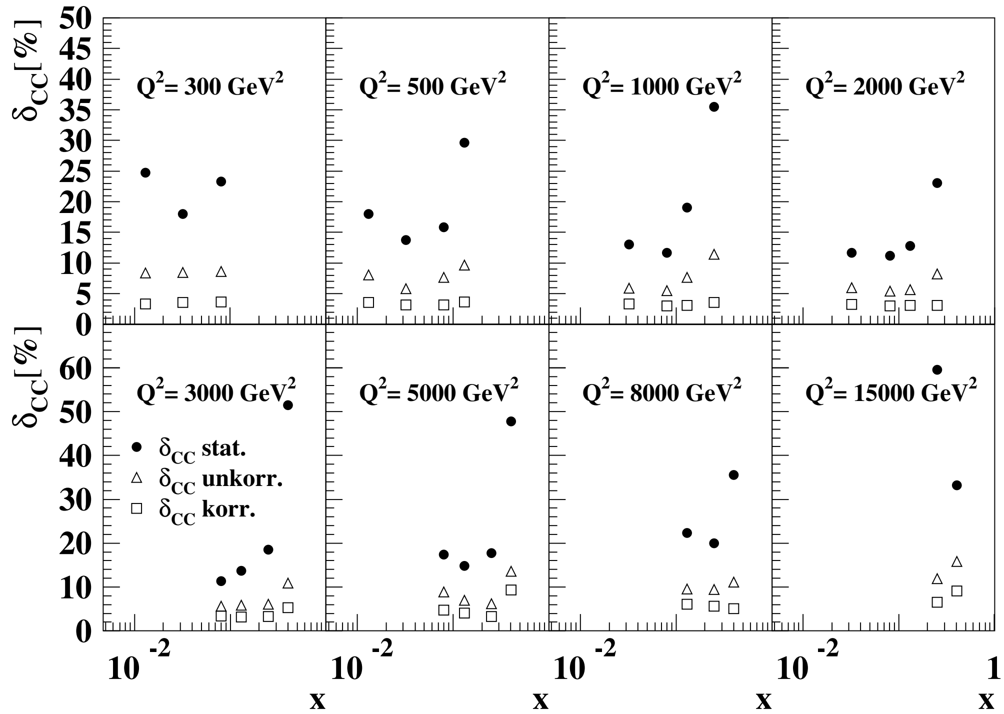


Abbildung 6.4: *Die statistischen (●), unkorrelierten (△) und korrelierten systematischen Fehler (□) des doppelt differentiellen CC–Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dxdQ^2$.*

Als korrelierte Fehler wurden berücksichtigt:

- Ein Fehler von 25%, der als elektronisches Rauschen im LAr–Kalorimeter identifiziert Energie (vgl. Abschnitt 4.2)
- Ein Fehler von 3% aufgrund der Unsicherheiten in der Selektion von CC–Ereignissen durch das Neuronale Netzwerk zur Reduktion des γp–Untergrundes (vgl. Abschnitt 5.7)
- Eine Unsicherheit von 30% bei der Subtraktion des Untergrundes, der im Bereich kleiner Werte von Q^2 und x zu einem Fehler des Wirkungsquerschnittes von maximal 2% führt
- Ein Fehler von 1,5% des Wirkungsquerschnittes aufgrund der Unsicherheiten bei der Bestimmung der Luminosität

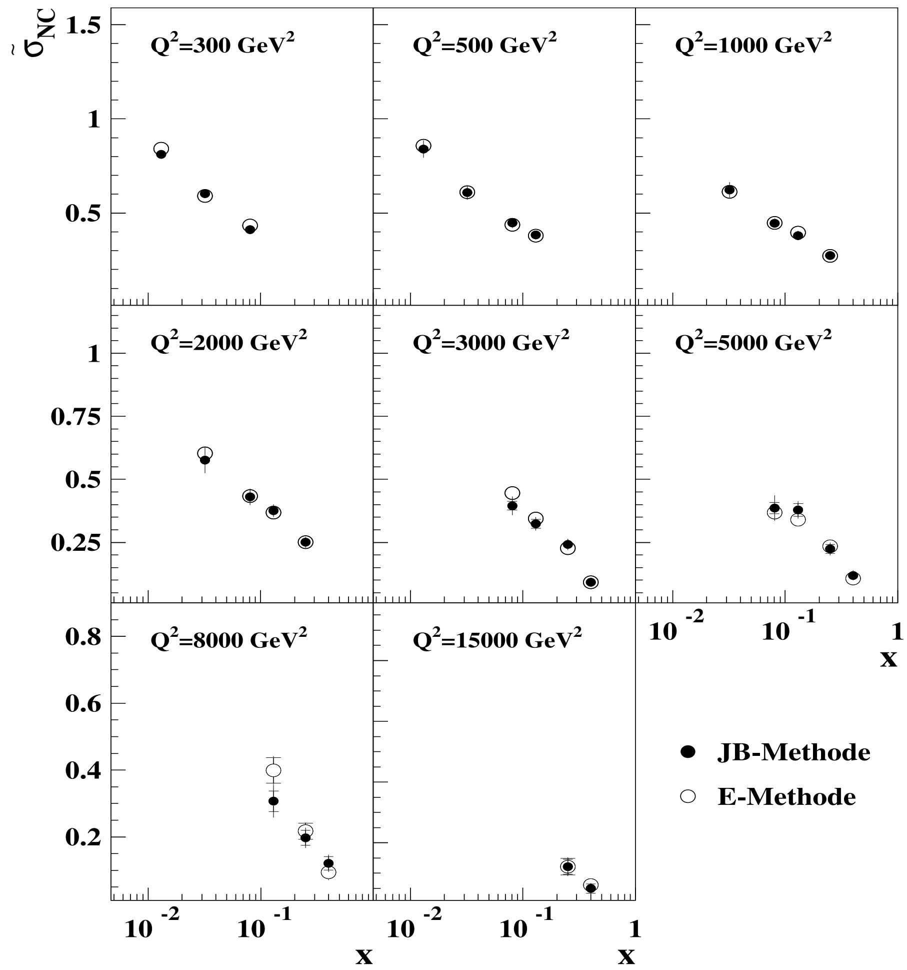


Abbildung 6.5: *Ein Vergleich zwischen dem mit der Jacquet–Blondel Methode (•) und dem mit der Elektronmethode (○) in den CC–Bins gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$ des neutralen Stromes (Dargestellt ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$).*

Der Fehler der hadronischen Energieskala des LAr–Kalorimeter von 2% setzt sich in quadratischer Addition aus einem unkorrelierten Fehler von 1,7% und einem korrelierten Fehler von 1%, der sich aus der Kalibrationsmethode und der Unsicherheit in der elektromagnetischen Referenzskala ($p_{t,e}$) ergibt, zusammen. Der resultierende korrelierte Fehler ist bei kleinem y am größten ($\lesssim 4\%$).

Wie man aus der Abbildung 6.4 ersehen kann, ist die Präzision der Messung des CC–Wirkungsquerschnittes durch die Statistik beschränkt. Der systematische Fehler beträgt im Durchschnitt nur 8%, wohingegen der statistische Fehler bis zu 20% beträgt. Bei kleinem Q^2 wird der systematische Fehler von der Unsicherheit in der Triggereffizienz dominiert, bei großem Q^2 von der Unsicherheit in der hadronischen Energieskala.

Um den systematischen Einfluss der Kalibration der hadronischen Energieskala auf die Messung des CC–Wirkungsquerschnittes zu untersuchen, wurde der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes $d^2\sigma/dxdQ^2$ innerhalb der Bins der CC–Messung mit der Jacquet–Blondel Methode und der Elektronmethode bestimmt. In der Abbildung 6.5 ist das Resultat dieser Messungen dargestellt. Die mit der Jacquet–Blondel Methode erhaltenen Werte stimmen sehr gut mit denen mit der, von der hadronischen Kalibration unabhängigen, Elektronmethode erhaltenen Werten überein.

Kapitel 7

Resultate

Dieses Kapitel stellt die Resultate der in den vorigen Abschnitten vorgestellten Analyse vor. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden mit den theoretischen Vorhersagen und älteren bereits veröffentlichten Messungen verglichen.

7.1 Der totale Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms

Der totale Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms σ_{CC}^{tot} wurde aus den in den Jahren 1999–2000 aufgezeichneten HERA–e^+p–Daten im kinematischen Bereich von $Q^2 > 200$ GeV^2 und $0{,}03 < y < 0.85$ gemessen. Das Resultat der Messung ist:

$$\sigma_{CC}^{tot}(Q^2 > 200 \text{ GeV}^2\ ;\ 0{,}03 < y < 0.85) = (31{,}2 \pm 0{,}7 \pm 1{,}8) \text{ pb}$$

Der erstgenannte Fehler enspricht dem statistischen, der zweite dem systematischen Fehler.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt σ_{CC}^{tot} stimmt innerhalb einer Standardabweichung mit der theoretischen Vorhersage des Standardmodells von $(29{,}2 \pm 1{,}4)$ pb überein. Die theoretische Vorhersage basierd auf den Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits. Der Fehler ergibt sich aus den Unsicherheiten in verwendeten Partondichteverteilungen. Unter der Annahme einer Punktwechselwirkung, dies entspricht einer unendlichen Propagatormasse des W–Bosons, wäre ein totaler Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms im untersuchten Bereich von $(54{,}9 \pm 2{,}7)$ pb zu erwarten.

7.2 Der in Q^2 differentielle Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängikeit von Q^2 des geladenen Stroms $d\sigma_{CC}/dQ^2$ wurde bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320$ GeV im Bereich $300 \leq Q^2 \leq 15000$ GeV^2 gemessen. Abbildung 7.1 zeigt das Resultat dieser Messung im Vergleich zur theoretischen Vorhersage, wobei die Partondichteverteilungen des H1–NLO QCD Fits (vgl. Abschnitt 1.4) verwendet wurden. Um diese Resultate im Folgenden mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms, der für $y < 0{,}9$ angegeben wird, vergleichen zu können, wird $d\sigma_{CC}/dQ^2$ mit Hilfe des NLO QCD Fits für diesen

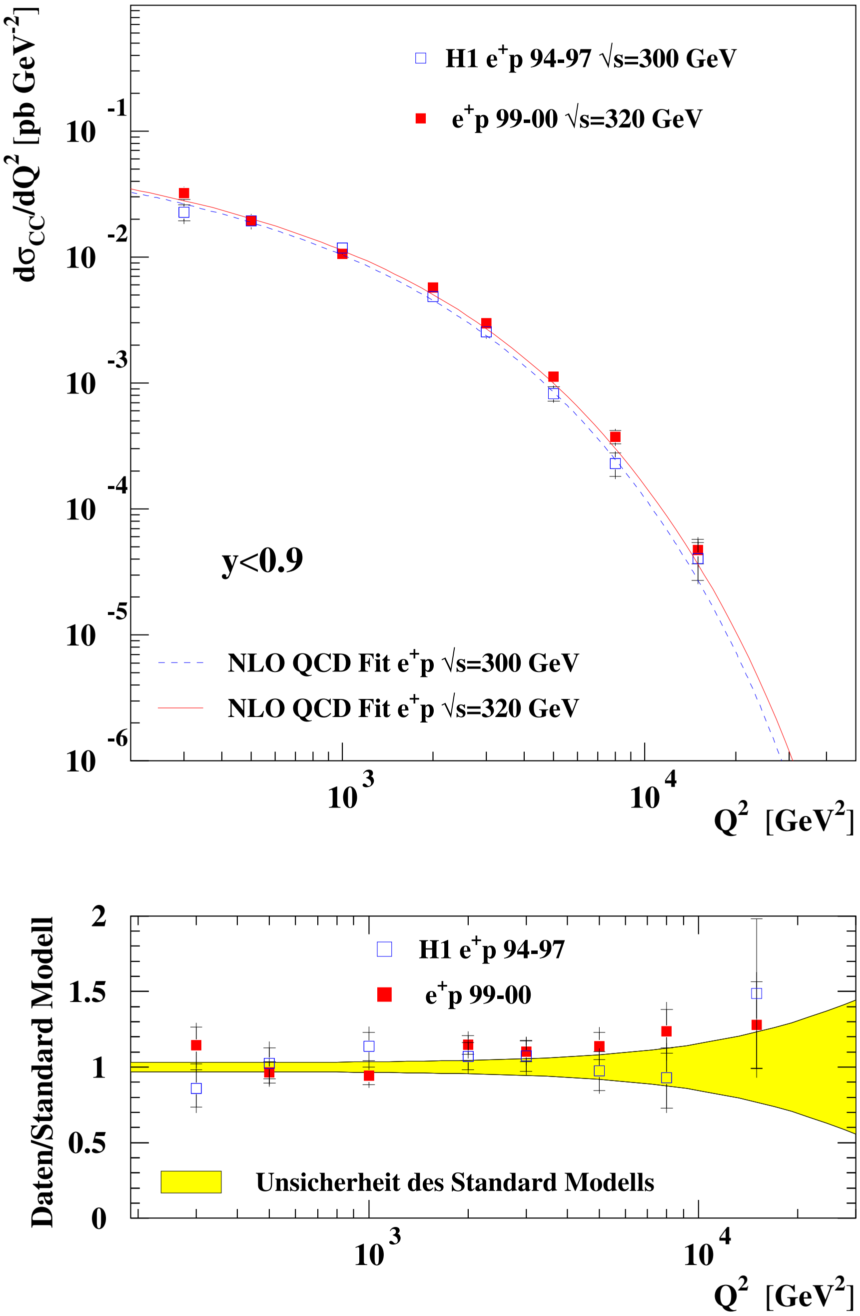


Abbildung 7.1: *Der aus den e^+p–Daten der Jahre 1999–2000 bestimmte, in Q^2 differentielle, Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms (■), im Vergleich zu dem aus den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 bestimmten Wirkungsquerschnitt [10] (□). Der Wirkungsquerschnitt wird für $y < 0{,}9$ angegeben. Die gezeigten Kurven stellen, unter Verwendung der Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits, die theoretischen Vorhersagen des Standardmodells dar. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren dem gesamten Fehler. Die untere Abbildung zeigt das Verhältnis aus gemessenem Wirkungsquerschnitt und theoretischer Vorhersage sowie den Bereich der Unsicherheit des Standardmodells (graues Band).*

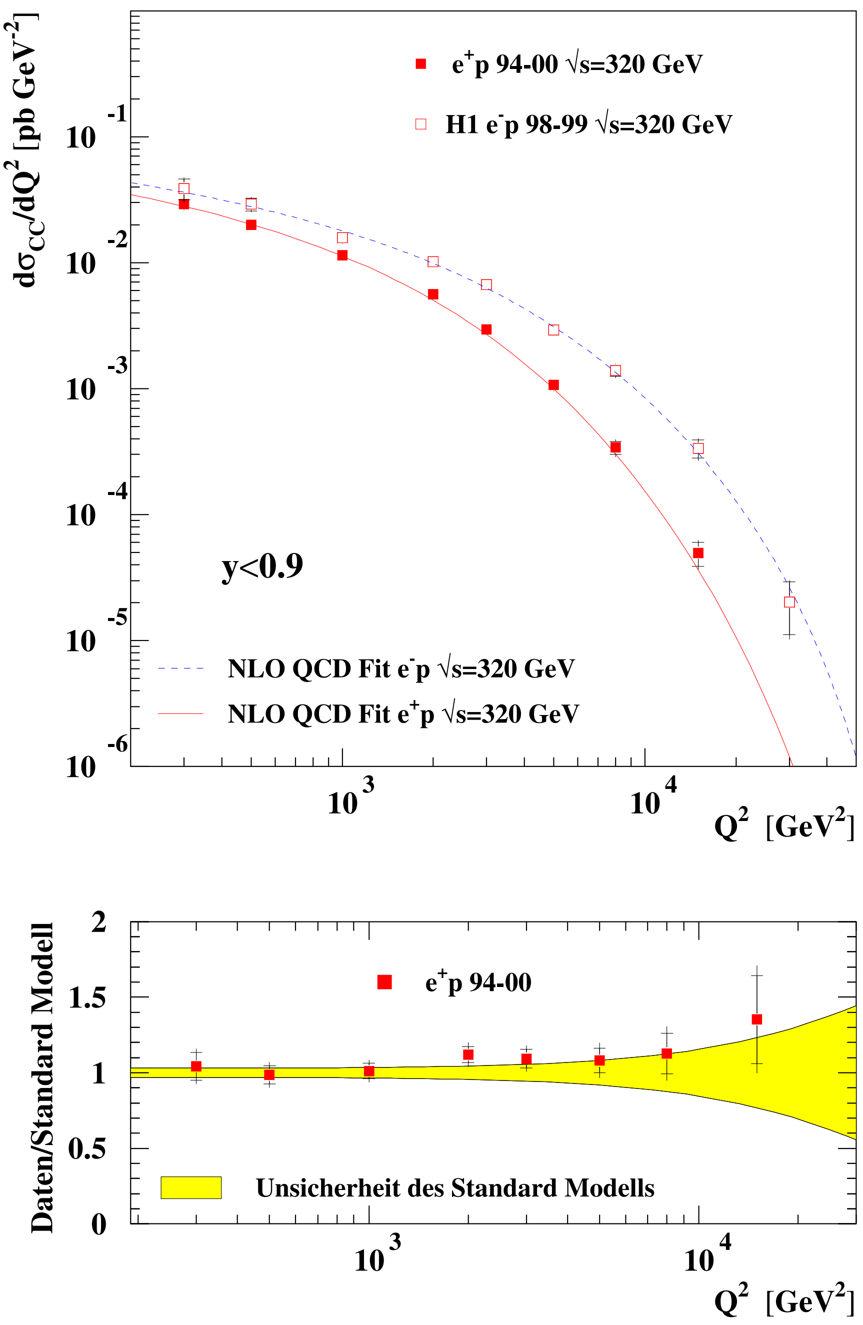


Abbildung 7.2: *Das Resultat der Kombination der aus den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 und 1999–2000 bestimmten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ (■). Im Vergleich ist die, als durchgezogene Linie dargestellte, theoretische Vorhersage gezeigt. Zusätzlich wird der, aus den e^-p–Daten der Jahre 1998–1999 [71] bestimmte Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ (□), mit der zugehörigen theoretischen Vorhersage (- - - -) gezeigt. Die untere Abbildung zeigt das Verhältnis aus dem e^+p–Wirkungsquerschnitt und der theoretischen Vorhersage sowie den Bereich der Unsicherheit des Standardmodells (graues Band).*

y–Bereich korrigiert. In Abbildung 7.1 wird zusätzlich der mit den Daten der Jahre 1994–1997 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV gemessene Wirkungsquerschnitt [10] und die zugehörige theoretische Vorhersage gezeigt. Im Vergleich der Daten erkennt man den geringen Einfluß der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s}$ auf die Größe des Wikungsquerschnitts. In dem zwei Größenordnungen umfassenden Q^2–Messintervall fällt $d\sigma_{CC}/dQ^2$ aufgrund des Propagatorterms $(1/(Q^2 + M_W^2)^2)$ um drei Größenordnungen ab.

Im unteren Teil der Abbildung 7.1 wird das Verhältniss aus dem gemessenem Wirkungsquerschnitt und der theoretischen Vorhersage sowie der durch die Unsicherheiten der Partondichteverteilungen bestimmte Unsicherheitsbereich des Standardmodells dargestellt. Man erkennt, daß die beiden Messungen gut mit den Vorhersagen des Standardmodells verträglich sind.

Um die statistische Präzision der gemessenen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ und $d^2\sigma/dxdQ^2$ zu verbessern, werden die Resultate der beiden Analysen $e^+p(94–97)$[1] und $e^+p(99–00)$ kombiniert.

Die Kombination der Wirkungsquerschnitte erfordert eine Skalierung der älteren Resultate im Hinblick auf die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Diese wird mit Hilfe der quantenchromodynamischen Anpassung in führender Ordnung durchgeführt. Der Wert σ_i des kombinierten Wirkungsquerschnitts am Meßpunkt i ist gegeben durch:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{i,300}^{mess}(\sigma_{i,320}^{th}/\sigma_{i,300}^{th}) \cdot \mathcal{L}^{300} \cdot + \sigma_{i,320}^{mess} \cdot \mathcal{L}^{320}}{\mathcal{L}^{300} + \mathcal{L}^{320}} \tag{7.1}$$

wobei $\sigma_{i,\sqrt{s}}^{mess}$ und $\sigma_{i,\sqrt{s}}^{th}$ den Wert des bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}$ gemessenen Wirkungsquerschnitts bzw. den Wert der theoretischen Vorhersage im Meßpunkt i bezeichnen. Die integrierten Luminositäten der beiden Datensätze sind $e^+p(94–97)$: $\mathcal{L}^{300} = 35.68$ pb^{-1} und $e^+p(99–00)$: $\mathcal{L}^{320} = 65.24$ pb^{-1}. Die statistischen Fehler werden entsprechend kombiniert. Unter der Annahme, daß eine vollständige Korrelation zwischen den Datensätzen vorliegt, werden die systematischen Fehler von der aktuelleren Analyse übernommen.

Abbildung 7.2 zeigt das Resultat der Kombination der aus den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 und 1999–2000 bestimmten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ im Vergleich zu der, auf den Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits basierenden, theoretischen Vorhersage. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältniss aus gemessenem Wirkungsquerschnitt und theoretischer Vorhersage dargestellt. Man erkennt, daß die Messungen im Rahmen der Unsicherheiten des Standardmodells gut mit den Vorhersagen übereinstimmen. Des weiteren ist im Vergleich der mit den e^-p–Daten der Datennahmeperiode 1998-1999 gemessene, in Q^2 differentielle, Wirkungsquerschnitt [71] dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt der e^-p–Streuung übersteigt den der e^+p–Streuung, da er im Unterschied zu diesem sensitiv auf die u–Valenzquarkverteilung im Proton ist, und der zugehörige Term im Wirkungsquerschnitt nicht durch den Helizitätsfaktor $(1-y)^2$ unterdrückt wird (vgl. Gl. 1.15).

[1] Mit $e^+p(94–97)$ wird im Folgenden die in [10] dargestellte, mit $e^+p(99–00)$ die vorliegende Analyse bezeichnet.

7.3 Der in x differentielle Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ wurde im Bereich $Q^2 > 1000$ GeV^2 und $0{,}03 < y < 0{,}85$ gemessen und mit Hilfe der quantenchromodynamischen Anpassung in führender Ordnung (NLO QCD Fit) auf den Bereich $y < 0{,}9$ korrigiert. Das Resultat der Messung wird in Abbildung 7.3 dargestellt und mit der theoretischen Vorhersage verglichen. Man erkennt, daß die Messpunkte im Mittel über der Prognose des Standard Modells liegen. Allerdings zeigt der untere Teil der Abbildung 7.3, in dem das Verhältniss aus gemessenem Wirkungsquerschnitt und theoretischer Vorhersage dargestellt wird, daß die Unsicherheit des Standardmodells in der Prognose von $d\sigma/dx$ relativ groß ist. Diese Unsicherheit beruht im Wesentlichen auf der unzureichenden Kenntniss der d–Valenzquark Verteilung im Proton. Diese wurde bisher nur durch die im BCDMS Experiment [5] durchgeführten Messungen der Strukturfunktionen des Deuterons bestimmt. Die Extraktion der d–Quarkdichte im Proton aus diesen Messungen erfordert die Anwendung von Korrekturen, welche die nuklearen Bindungseffekte im Deuteron berücksichtigen und nur mit einer Genauigkeit von 4% bekannt sind [72].

In Abbildung 7.4 wird der, nach dem im Abschnitt 7.2 beschriebenen Verfahren, aus den beiden e^+p ds/dx–Messungen (94–97 und 99–00) kombinierte Wirkungsquerschnitt dem mit den e^-p–Daten gemessenen gegenübergestellt. Das im unteren Teil der Abbildung dargestellte Verhältniss aus dem gemessenen $d\sigma/dx$ und der theoretischen Vorhersage zeigt, daß die Daten im Mittel über der Prognose des Standardmodells liegen aber durchaus im Rahmen der Fehler mit dieser verträglich sind.

7.4 Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms in der e^+p–Streuung $d^2\sigma/dxdQ^2$, wurde bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320$ GeV, im Bereich $300 \le Q^2 \le 15000$ GeV^2 und $0{,}013 \le x \le 0{,}4$ gemessen. Das Resultat dieser Messung ist in der Abbildung 7.5 als reduzierter Wikungsquerschnitt dargestellt (vgl. Gl. 6.5). In der Abbildung wird die Messung unter Verwendung der NLO QCD Fit Partondichteverteilungen (vgl. Abschnitt 1.4) mit den theoretischen Vorhersagen des Standard Modells verglichen. Man erkennt in der Abbildung, daß im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der theoretischen Vorhersage vorliegt. Zusätzlich wird in der Abbildung 7.5 der in dieser Analyse gemessen Wirkungsquerschnitt den in [10] veröffentlichten, auf den H1 e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV basierenden Resultaten, gegenübergestellt.

In der Abbildung 7.6 wird der durch die Kombination der beiden $d^2\sigma/dxdQ^2$–Messungen, e^+p(94–97) und e^+p(99–00), gewonnene Wirkungsquerschnitt in der reduzierten Form $\tilde{\sigma}_{CC}$ dargestellt und mit den theoretischen Vorhersagen (NLO QCD Fit) verglichen. Die Daten werden gut von der theoretischen Vorhersage beschrieben. Zusätzlich wird in der Abbildung die mit dem Helizitätsterm $(1-y)^2$ multiplizierte d–Quarkdichte des QCD Fits gezeigt. Es ist zu erkennen, daß im Bereich $x \gtrsim 0{,}2$ der Wirkungsquerschnitt fast ausschließlich von der d–Quarkdichte bestimmt wird. In diesem kinematischen Bereich kann die Messung von $d^2\sigma/dxdQ^2$ des geladenen Stroms als direkte Messung der d–Quark Dichteverteilung im Proton betrachtet werden.

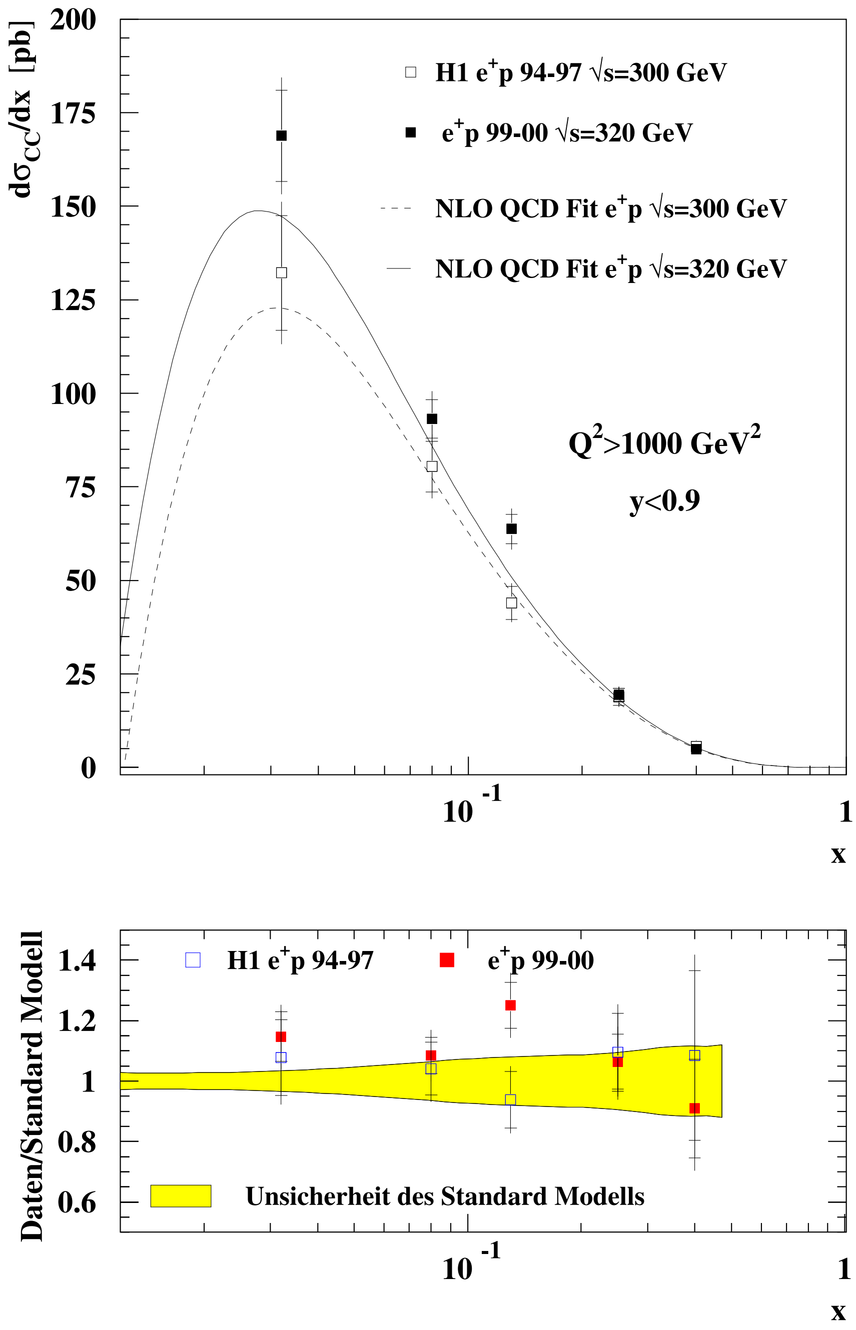


Abbildung 7.3: *Der aus den e^+p–Daten der Jahre 1999–2000 bestimmte Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ des geladenen Stroms (■), im Vergleich zu dem aus den Daten der Jahre 1994–1997 bestimmten Wirkungsquerschnitt [10] (□). Der Wirkungsquerschnitt wird für $y < 0{,}9$ angegeben. Die gezeigten Kurven stellen, unter Verwendung der Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits, die theoretischen Vorhersagen des Standardmodells dar. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren dem gesamten Fehler. Die untere Abbildung zeigt das Verhältniss aus gemessenem Wirkungsquerschnitt und theoretischer Vorhersage sowie den Bereich der Unsicherheit des Standardmodells (graues Band).*

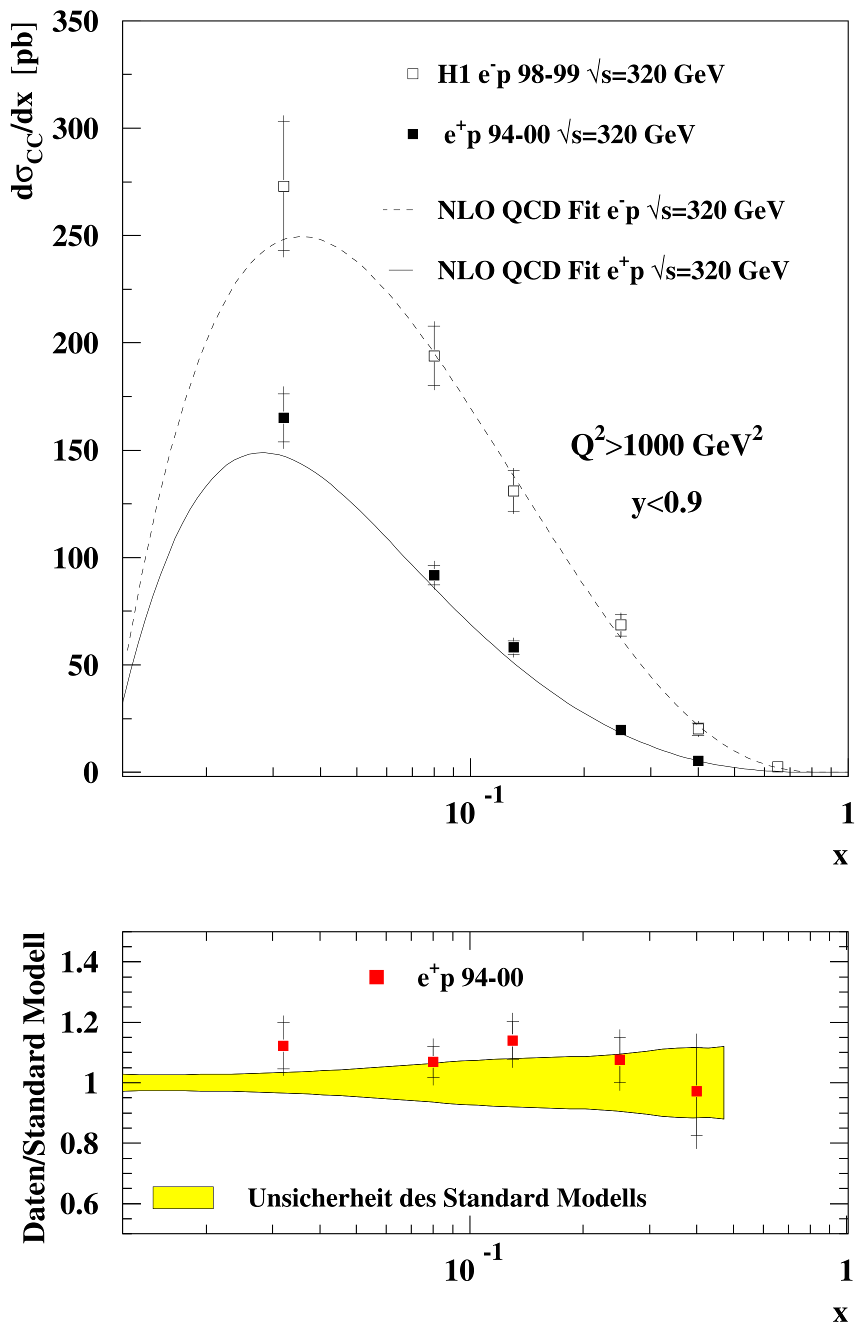


Abbildung 7.4: *Das Resultat der Kombination der aus den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 und 1999–2000 bestimmten Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$ (■). Im Vergleich ist die, als durchgezogene Linie dargestellte, theoretische Vorhersage gezeigt. Zusätzlich wird der, mit den e^-p–Daten der Jahre 1998-1999 [71] gemessene Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ (□), mit der zugehörigen theoretischen Vorhersage (- - - -) gezeigt. Die untere Abbildung zeigt das Verhältniss aus dem e^+p–Wirkungsquerschnitt und der theoretischen Vorhersage sowie den Bereich der Unsicherheit des Standardmodells (graues Band).*

Um die Sensitivität des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts auf die Dichteverteilungen der Quarks und Antiquarks im Proton zu analysieren, wird der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{CC}$ in der Abbildung 7.7 in Abhängigkeit vom Helizitätsterm $(1-y)^2$ und für verschiedene Werte von x aufgetragen. Im Vergleich sind die, auf den Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits basierenden Vorhersagen des Standardmodells dargestellt. Des weiteren sind die Beiträge der Quark $x(d+s)$ und Antiquarkdichten $x(\bar{u}+\bar{c})$ am prognostizierten Wirkungsquerschnitt aufgetragen. Man erkennt in der Abbildung 7.7,

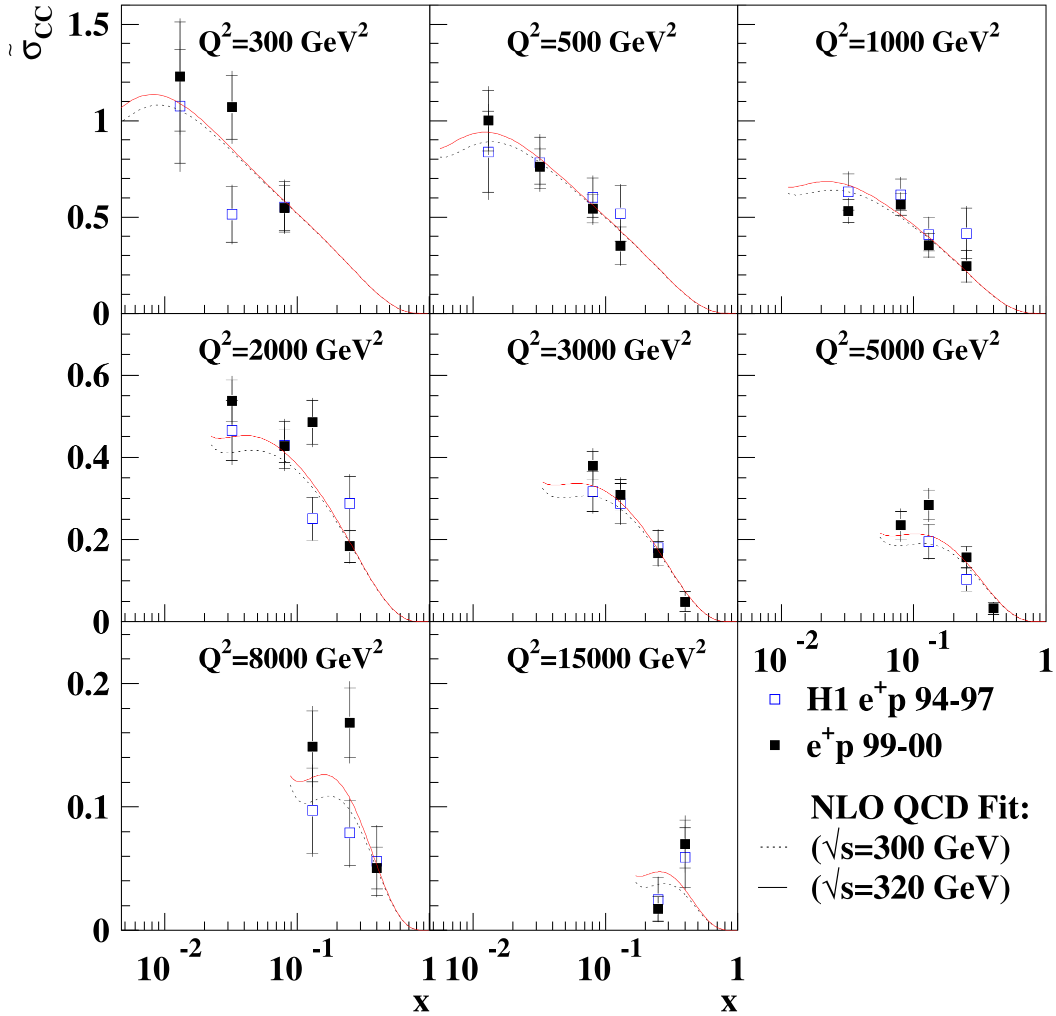


Abbildung 7.5: *Der aus den e^+p–Daten der Jahre 1999–2000 bestimmte, in der Gleichung 6.5 definierte, doppelt differentielle reduzierte Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms $\tilde{\sigma}_{CC}$ (■), im Vergleich zu dem mit den Daten der Jahre 1994–1997 bestimmten Wirkungsquerschnitt (□). Die gezeigten Kurven stellen, unter Verwendung der Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits, die theoretischen Vorhersagen des Standardmodells dar. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren dem gesamten Fehler.*

daß bei kleinem x der Beitrag der aus dem Quark–Antiquark–See des Protons stammenden Antiquarks $(\bar{u}+\bar{c})$ den Wirkungsquerschnitt dominiert. Mit zunehmenden x gewinnt der vom d–Valenzquark dominierte (vgl. Abb. 1.6), Beitrag der Quarks an Bedeutung und bestimmt den Wirkungsquerschnitt für $x \geq 0{,}25$ fast vollständig. Diese Beobachtung bestätigt die theoretische Prognose, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Quark aus dem Quark–Antiquark–See einen großen Bruchteil x des Protonimpulses zu tragen sehr gering ist. Weiterhin erkennt man in der Abbildung 7.7 den Einfluß der Skalenverletzung auf

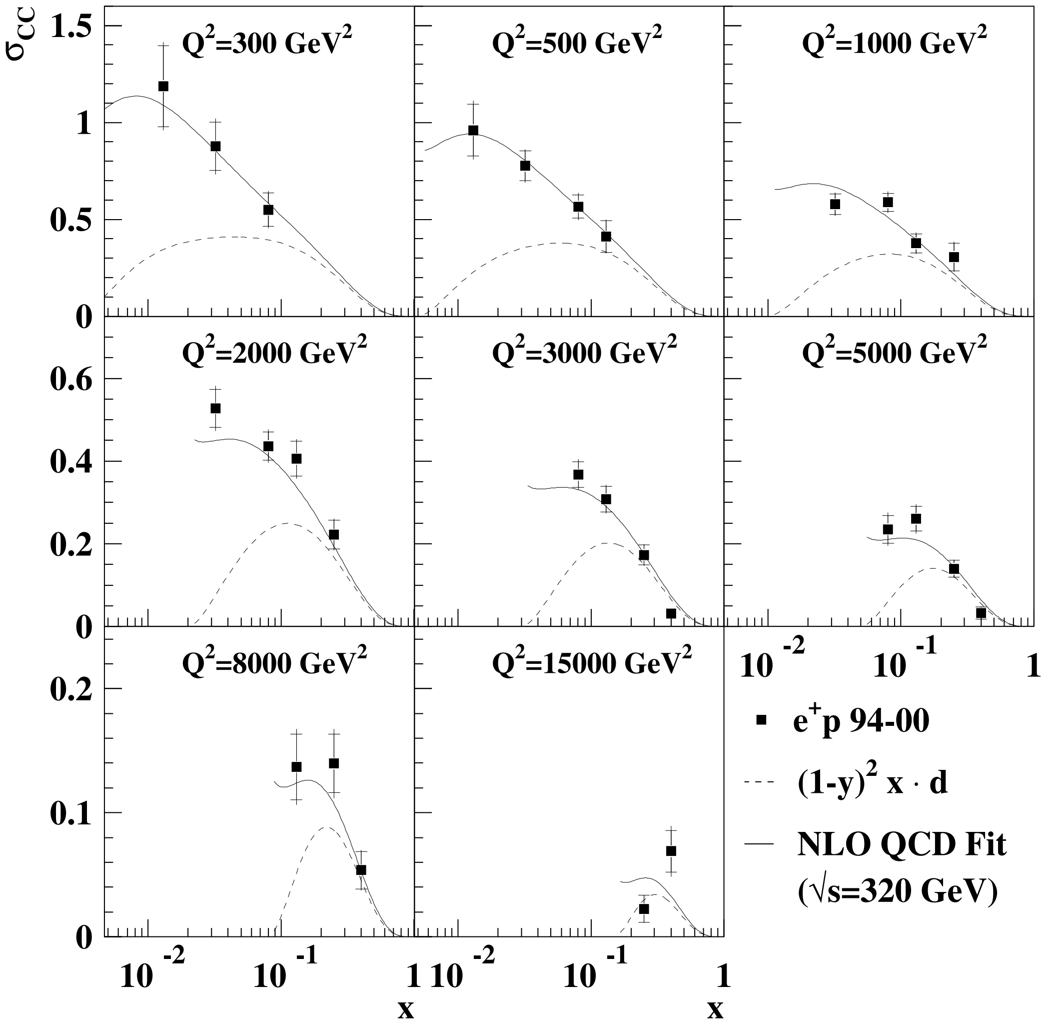


Abbildung 7.6: *Das Resultat der Kombination der aus den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 und 1999–2000 bestimmten Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dxdQ^2$ (■), im Vergleich zu der, auf den Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits basierenden, theoretischen Vorhersage (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie stellt die, mit dem NLO QCD Fit bestimmte und mit dem Helizitätsterm multiplizierte, d–Quark Dichteverteilung im Proton dar.*

den Verlauf des Wirkungsquerschnittes. Die Steigungen der Kurven bei kleinem x nehmen mit abnehmenden Q^2 (d.h. zunehmenden $(1-y)^2$) ab. Bei mittlerem x zeigt sich keine Abhängigkeit von Q^2, bei großem x nimmt die Steigung der Kurven hingegen mit abnehmenden Q^2 leicht zu.

In den x–Bereichen in denen die Skalenverletzung vernachlässigt werden kann, erlaubt es die $(1-y)^2$–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\tilde{\sigma}_{CC}$, die Quark– von den Antiquark–

Dichteverteilungen im Proton zu separieren. Eine Messung von $\tilde{\sigma}_{CC}$ bei $(1-y)^2 \simeq 0$ führt zu einer direkten Bestimmung der Antiquarkdichten $x(\bar{u}+\bar{c})$, eine Messung bei $(1-y)^2 \simeq 1$ bestimmt die Summe der Quark und Antiquarkdichten $x(\bar{u}+\bar{c}+d+s)$. Abbildung 7.8

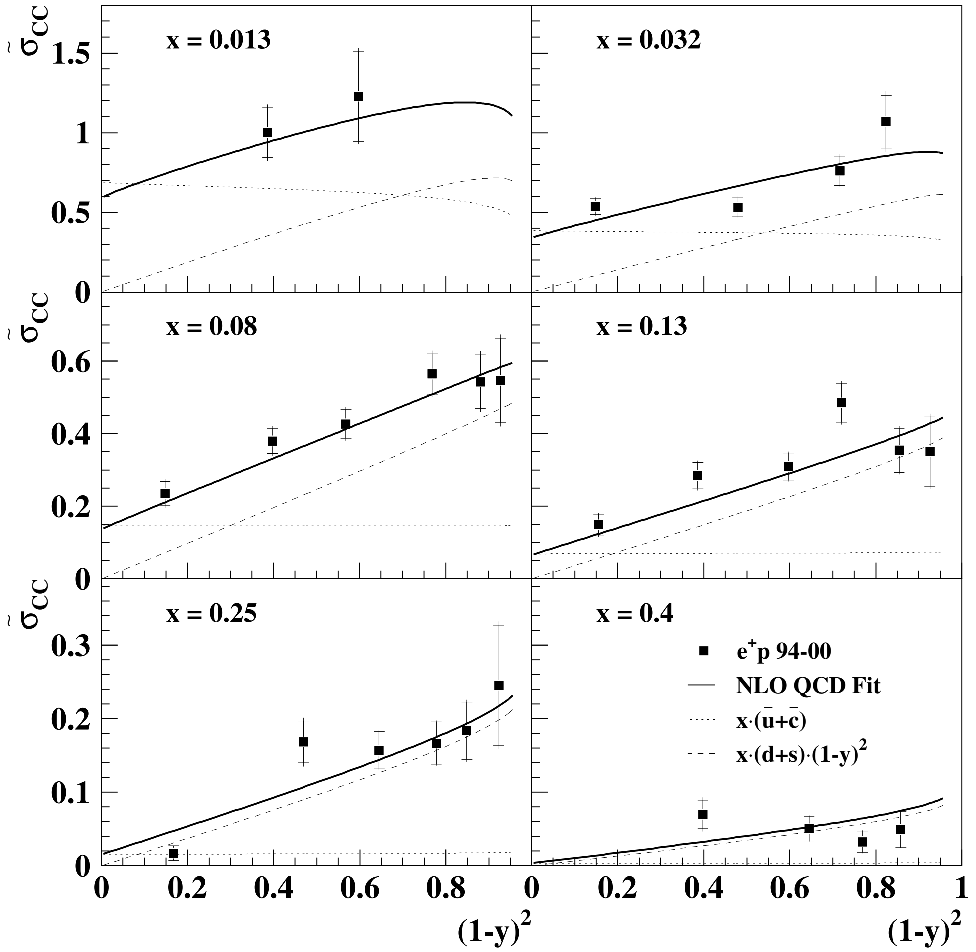


Abbildung 7.7: *Der in Gleichung 6.5 definierte reduzierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms $\tilde{\sigma}_{CC}$ (■) aufgetragen in Abhängigkeit vom Helizitätsterm $(1-y)^2$ und in Bins von x. Im Vergleich ist die, auf den Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits basierende, Vorhersage des Standardmodells dargestellt (——). Zusätzlich werden die Beiträge der Antiquark $(\bar{u}+\bar{c})$ (·····) und Quark Partondichten $(d+s)$ (- - - -) an der Vorhersage des Standardmodells gezeigt. Die inneren Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren dem gesamten Fehler.*

zeigt einen Vergleich zwischen den aus den Datensätzen e^+p(94–00) und e^-p(98–99) [71] bestimmten Wirkungsquerschnitten $\tilde{\sigma}_{CC}$. Analog der Darstellung in Abbildung 7.7 sind die theoretischen Vorhersagen (NLO QCD Fit) und die Beiträge der Quark und Antiquarkdichten aufgetragen. Im Gegensatz zur e^+p–Streuung ist der Beitrag der Quarks am Wirkungsquerschnitt in der e^-p–Streuung nicht durch den Helizitätsterm $(1-y)^2$ unterdrückt. Der Beitrag der Antiquarks zu $\tilde{\sigma}_{CC}(e^-p)$ hat eine vergleichbare Größe wie im e^+p Fall, ist aber zusätzlich durch $(1-y)^2$ unterdrückt. Da die Seequarks im Bereich $x > 0{,}1$ nur wenig zu $\tilde{\sigma}_{CC}$ beitragen ($< 10\%$), kann aus dem Vergleich der beiden Wirkungsquerschnitte bei $(1-y)^2 \simeq 1$ die Differenz zwischen u und d–Quarkdichteverteilung im Proton bestimmt werden.

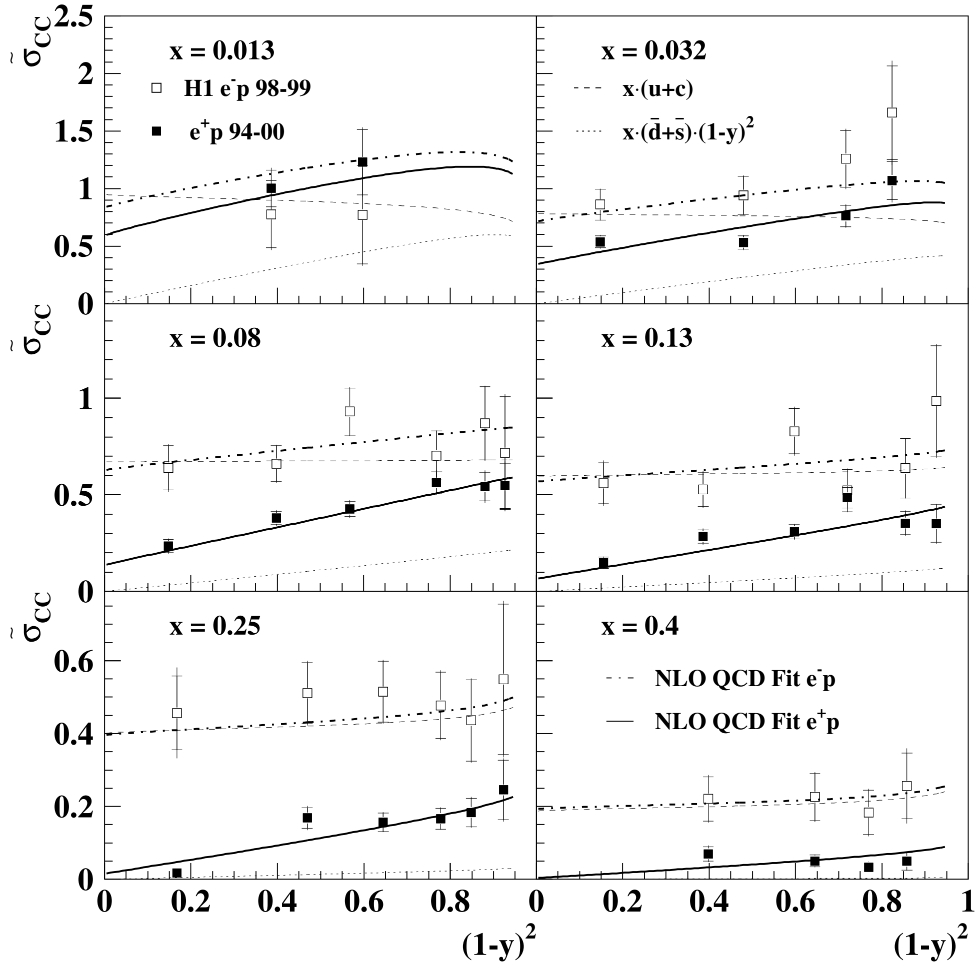


Abbildung 7.8: *Der in Gleichung 6.5 definierte reduzierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms $\tilde{\sigma}_{CC}$ aufgetragen in Abhängigkeit vom Helizitätsterm $(1-y)^2$ und für verschiedene Werte von x. Es werden die Resultate der vorliegenden Analyse (■) mit denden der e^-p(98–99) Analyse [71] (□) verglichen. Die auf dem Partondichteverteilungen des NLO QCD Fits basierenden Vorhersagen des Standardmodells sind als durchgezogene Linien (e^+p) und strichpunktierte Linien (e^-p dargestellt. Zusätzlich sind die Beiträge der Antiquark $(\bar{d}+\bar{s})$ (·····) und der Quark Partondichten $(u+c)$ (- - - -) an der Vorhersage des Standardmodells dargestellt.*

Zur Bestimmung der Valenzquark Dichteverteilungen xu_v und xd_v bei hohem Q^2 und großem x, wurde eine auf den mit den e^+p– (1994–2000) und e^-p–Daten (1998–1999) bestimmten Wirkungsquerschnitten basierende neue Anpassung (NLO QCD Fit) durchgeführt [3]. Die resultierenden Dichteverteilungen der Valenzquarks werden in Abbildung 7.9 dargestellt. Die Resultate werden mit den, von der MRST [9] und CTEQ5 [73] Gruppen ermittelten Dichteverteilungen verglichen. Ausserdem sind die Valenzquark Dichteverteilungen der bisherigen Anpassung (97 PDF Fit) [10] dargestellt. Der Fehler der Dichteverteilung wurde mit der in [74] dargestellten Methode bestimmt. Er beträgt für die u–Valenzquardichte zwischen 6% bei $x = 0{,}25$ und 10% bei $x = 0{,}65$ und für die d–Valenzquarkdichte ca. 20%. Die d–Valenzquarkdichte bestimmt sich im Wesentlichen aus den mit den e^+p–Daten gemessenen CC–Wirkungsquerschnitten. Desweiteren zeigt Ab-

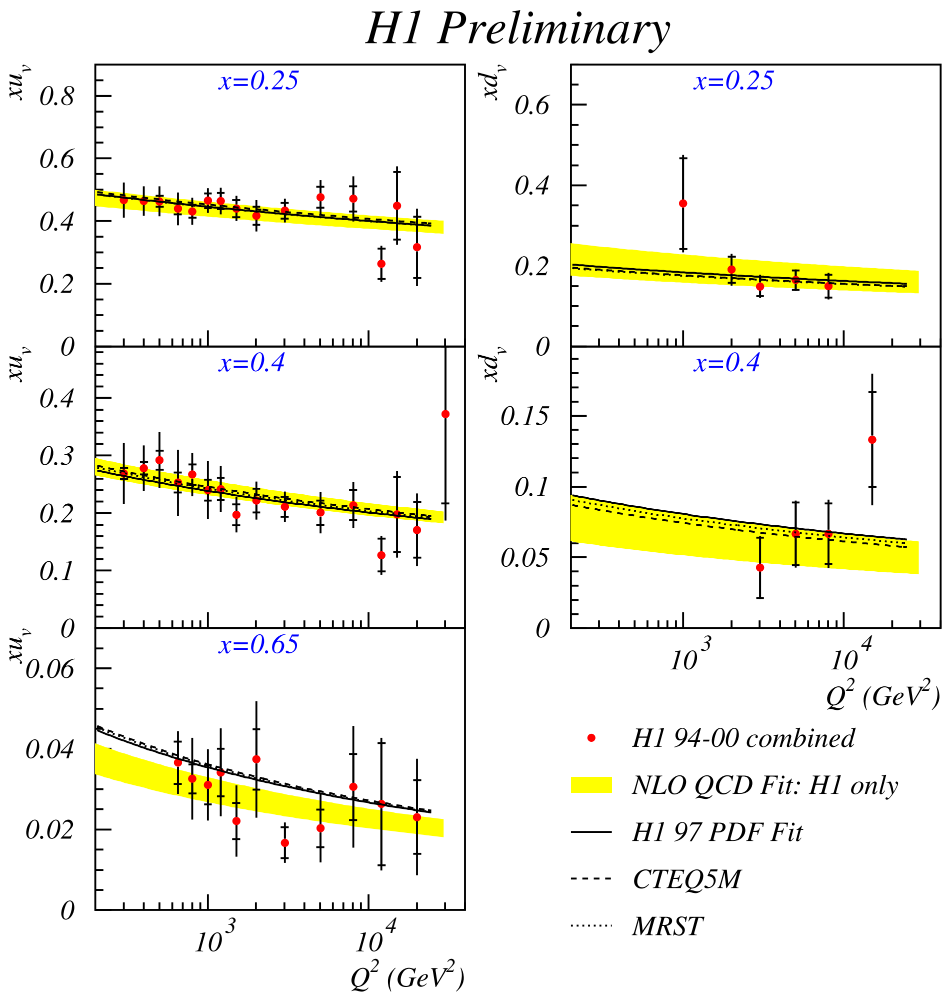


Abbildung 7.9: *Die aus den, bei H1 auf der Basis der e^+p(1994–2000) und e^-p(1998–1999)–Daten gemessenen doppelt differentiellen CC und NC Wirkungsquerschnitten mit der aktuellen QCD–Anpassung (graues Band) bzw. der lokalen Extraktionsmethode (•) bestimmten Valenzquarkdichteverteilungen xu_v und xd_v des Protons [3]. Im Vergleich sind die Dichteverteilungen der in dieser Analyse verwendeten QCD–Anpassung (——) und die Parametrisierungen der CTEQ5M [73] (- - - -) sowie der MRST [9] Gruppe (· · · · ·) dargestellt. Die inneren Fehlerbalken der Punkte entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren dem gesamten Fehler.*

bildung 7.9 die mit der lokalen Extraktionsmethode [3] bestimmten u und d Valenzquarkdichten (bezeichnet als "H1 94–00 combined"):

$$xq_v(x,Q^2) = \sigma_{mess}(x,Q^2)\left(\frac{xq_v(x,Q^2)}{\sigma(x,Q^2)}\right)_{para} \tag{7.2}$$

hierin bezeichnet $\sigma(x,Q^2)_{mess}$ den gemessenen doppelt differentiellen NC oder CC Wirkungsquerschnitt. Der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung gibt die theoretischen Vorhersagen auf der Basis der bisherigen H1–QCD–Anpassung [10] wieder. Um eine von den theoretischen Vorhersagen im Wesentlichen unabhängige Bestimmung der Quarkdichten zu erreichen, gehen nur die Meßpunkte in die Bestimmung ein, in denen der Beitrag von xq_v am gesamten Wirkungsquerschnitt größer als 70% ist. Die Resultate der lokalen Extraktionsmethode stimmen gut mit denen der neuen H1–QCD–Anpassung überein.

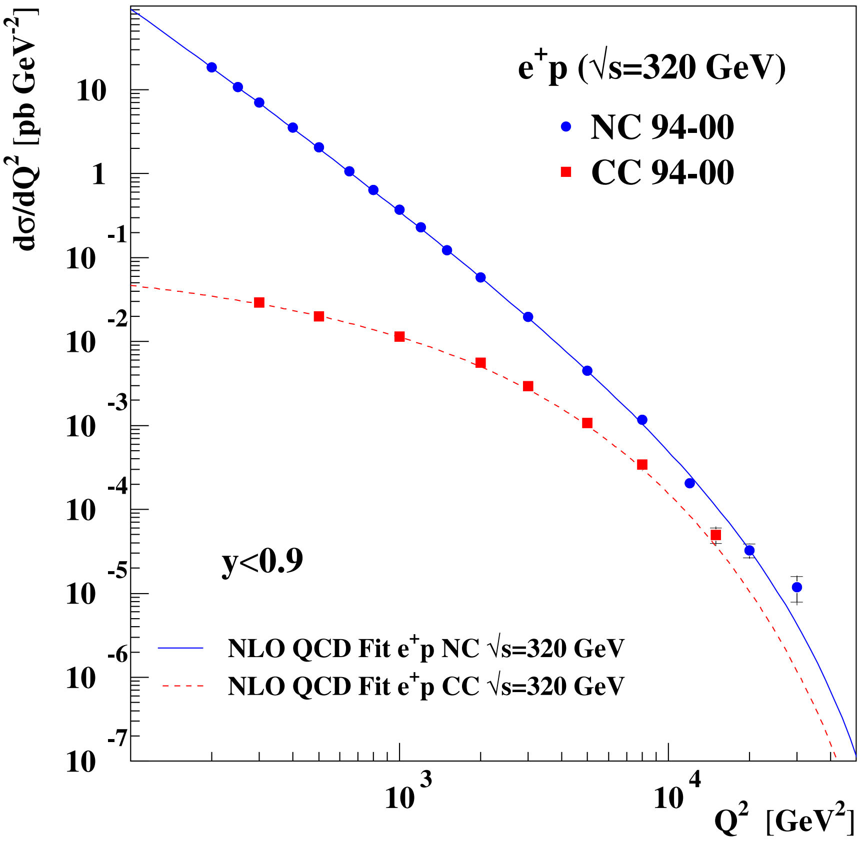


Abbildung 7.10: *Die mit dem kombinierten e^+p–Datensatz bestimmten $d\sigma/dQ^2$ Wirkungsquerschnitte des neutralen Stroms [3] (•) und des geladenen Stroms (■) im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen. Die Wirkungsquerschnitte werden für $y < 0{,}9$ angegeben.*

In dem drei Größenordnungen überdeckenden Q^2–Meßintervall fällt der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms mit zunehmendem Q^2 um sieben Größenordnungen ab. Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms nimmt im gleichen Intervall nur um vier Größenordnungen ab. Mit zunehmendem Q^2 wird der Verlauf beider Wirkungsquerschnitte steiler. Bei kleinem Q^2 übersteigt der NC– den CC–Wirkungsquerschnitt um den Faktor 10^3. Im Vergleich zum NC–Wirkungsquerschnitt, der bei kleinem Q^2 vom Photonaustausch, mit dem Propagator $1/Q^4$, dominiert wird, führt die große Masse des W–Bosons im Propagatorterm des CC–Wirkungsquerschnittes $(1/(Q^2 + M_W^2)^2)$, bei kleinem Q^2 zu einer Unterdrückung. Erreicht der Viererimpulsübertrag Q^2 Werte, die mit dem Massenquadrat der schweren Eichbosonen vergleichbar sind $(Q^2 \approx M_W^2 \approx M_Z^2)$, werden die

Wirkungsquerschnitte des geladenen und des neutralen Stroms vergleichbar groß. Dieses Verhalten spiegelt die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung bei hohen Energien wieder.

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung von Prozessen des geladenen Stromes in der tiefunelastischen Positron–Proton Streuung bei großen Viererimpulsüberträgen. Basierend auf den mit dem H1–Detektor in den Jahren 1999 und 2000 aufgezeichneten e^+p–Daten wurden die einfach differentiellen ($d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$) und der doppelt differentielle ($d^2\sigma/dxdQ^2$) Wirkungsquerschnitt gemessen.

Um die statistische Präzision der gemessenen Wirkungsquerschnitte zu verbessern, wurden die Resultate dieser Analyse mit den Ergebnissen einer vorhergehenden auf den e^+p–Daten der Jahre 1994–1997 basierenden Analyse kombiniert.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte σ_{CC}^{tot}, $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ und $d^2\sigma/dxdQ^2$ zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen des Standardmodells.

Der aus den e^-p–Daten der Jahre 1998–1999 bestimmte reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{CC}$ wurde mit dem in dieser Analyse aus den e^+p–Daten bestimmten reduzierten Wirkungsquerschnitt verglichen. Basierend auf diesem Vergleich wurde die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Helizitätsterms und den Partondichteverteilungen analysiert.

Die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dxdQ^2$ erlaubte es, die Dichteverteilungen der Valenzquarks im Proton zu analysieren. Durch die Kombination mit älteren H1–Messungen konnte bei großen Werten der Skalenvariablen x ($x = 0{,}25$ und $x = 0{,}4$) die d–Valenzquarkdichte im Proton bestimmt werden.

Eine wichtige Voraussetzung für die Messung der Wirkungsquerschnitte war eine genaue auf der Messung des hadronischen Endzustandes basierende Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Um dies zu gewährleisten, wurde eine Methode entwickelt, mit der die hadronische Energieskala des LAr–Kalorimeters mit einer hohen Genauigkeit kalibriert wurde. Diese Methode basiert darauf, daß in Ereignissen des neutralen Stroms mit einem Jet der transversale Impuls des Jets durch den des gestreuten Positrons balanciert wird. Unter der Voraussetzung, daß die elektromagnetische Energieskala mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, kann durch einen Vergleich mit der Positronenergie die Messung der Energie des hadronischen Jets kalibriert werden. Nach dieser Kalibration kann die hadronische Energieskala mit einer Genauigkeit von 2% angegeben werden.

Bei kleinen Transversalimpulsen $p_{t,had} < 25$ GeV wird die CC–Selektion von Untergrund, der von Ereignissen der Photoproduktion gebildet wird, dominiert. In dieser Analyse wurden neuronale Netzwerke entwickelt die es ermöglichen den im CC–Datensatz verbleibenden Untergrund zu minimieren und gleichzeitig eine hohe CC–Selektionseffizienz zu erreichen. Bei kleinem $p_{t,had}$ konnte der Untergrundanteil im Vergleich zu bisherigen Methoden, um bis zu 85% reduziert werden.

In den Jahren 2000 und 2001 wurde der HERA–Speicherring mit dem Ziel die Luminosität um den Faktor vier zu steigern und eine bestimmbare Polarisation des Leptonenstrahls zu ermöglichen vollständig umgebaut. Dadurch wird es in Zukunft möglich sein den Prozess des geladenen Stroms mit einer deutlich höheren Statistik zu analysieren und die Dichteverteilungen der Valenzquarks mit einer verbesserten Genauigkeit zu bestimmen. Die wählbare Polarisation des Leptonenstrahls wird die Untersuchung der Helizitätsstruktur der Kopplung der $W^{\pm}$ und Z^0 Bosonen an die leichten Quarks ermöglichen. Das Standardmodell prognostiziert eine Proportionalität des CC–Wirkungsquerschnitt zu $(1-\lambda_e)$, wobei λ_e die longitudinale Polarisation des einlaufenden Leptons bezeichnet. Diese Vorhersage wird zukünftig bei HERA überprüft werden können.

Anhang A

Tabellen der Resultate

x	$d\sigma/dx$ [pb]	C_k	δ_{stat} [%]	δ_{tot} [%]	δ_{unk} [%]	δ_{kor} [%]
0,032	$1{,}688 \cdot 10^{2}$	1,0517	7,2	9,7	5,7	3,1
0,080	$9{,}314 \cdot 10^{1}$	1,0170	5,5	8,4	5,5	3,2
0,130	$6{,}372 \cdot 10^{1}$	1,0076	6,1	9,1	5,8	3,4
0,250	$1{,}944 \cdot 10^{1}$	1,0021	8,5	11,2	6,5	3,5
0,400	$4{,}873 \cdot 10^{0}$	1,0009	17,9	22,7	12,1	6,9

Tabelle A.1: *Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ des geladenen Stroms im Bereich $y < 0{,}9$. Die mit dem Standardmodell bestimmten Korrekturfaktoren C_k berücksichtigen den Effekt der Selektionsbedingungen ($0{,}03 < y < 0{,}85$ und $p_{t,had} > 12\,GeV$) auf den Wirkungsquerschnitt. Angegeben sind die statistischen (δ_{stat}), gesamten (δ_{tot}), unkorrelierten systematischen (δ_{unk}) und korrelierten systematischen (δ_{kor}) Fehler.*

Q^2 [GeV^2]	$d\sigma/dQ^2$ [pb/GeV^2]	C_k	δ_{stat} [%]	δ_{tot} [%]	δ_{unk} [%]	δ_{kor} [%]
300	$0{,}321 \cdot 10^{-1}$	1,1906	10,6	13,4	7,4	3,5
500	$0{,}195 \cdot 10^{-1}$	1,0780	7,5	10,2	6,2	3,1
1000	$0{,}105 \cdot 10^{-1}$	1,0204	6,1	9,1	5,8	3,0
2000	$0{,}576 \cdot 10^{-2}$	1,0245	5,4	8,2	5,4	3,0
3000	$0{,}296 \cdot 10^{-2}$	1,0283	6,0	8,8	5,7	3,2
5000	$0{,}113 \cdot 10^{-2}$	1,0322	7,9	11,6	7,3	4,0
8000	$0{,}375 \cdot 10^{-3}$	1,0432	11,7	16,0	9,1	5,5
15000	$0{,}470 \cdot 10^{-4}$	1,0581	22,4	27,3	13,6	7,9

Tabelle A.2: *Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ des geladenen Stroms im Bereich $y < 0{,}9$. Die mit dem Standardmodell bestimmten Korrekturfaktoren C_k berücksichtigen den Effekt der Selektionsbedingungen ($0{,}03 < y < 0{,}85$ und $p_{t,had} > 12\,GeV$) auf den Wirkungsquerschnitt. Angegeben sind die statistischen (δ_{stat}), gesamten (δ_{tot}), unkorrelierten systematischen (δ_{unk}) und korrelierten systematischen (δ_{kor}) Fehler.*

Q^2 [GeV^2]	x	$d^2\sigma/dxdQ^2$ [pb/GeV^2]	$\tilde{\sigma}_{CC}$	δ_{stat} [%]	δ_{tot} [%]	δ_{unk} [%]	δ_{kor} [%]
300	0,013	$0{,}726 \cdot 10^{0}$	1,227	23,0	24,8	8,3	3,3
300	0,032	$0{,}256 \cdot 10^{0}$	1,070	15,3	18,0	8,5	3,6
300	0,080	$0{,}525 \cdot 10^{-1}$	0,547	21,2	23,3	8,6	3,5
500	0,013	$0{,}559 \cdot 10^{0}$	1,001	15,7	18,0	8,0	3,6
500	0,032	$0{,}173 \cdot 10^{0}$	0,761	12,1	13,6	5,8	3,2
500	0,080	$0{,}493 \cdot 10^{-1}$	0,543	13,4	15,9	7,6	3,2
500	0,130	$0{,}195 \cdot 10^{-1}$	0,350	27,8	29,5	9,5	3,6
1000	0,032	$0{,}105 \cdot 10^{0}$	0,531	11,0	13,0	5,8	3,2
1000	0,080	$0{,}445 \cdot 10^{-1}$	0,563	9,9	11,6	5,4	2,9
1000	0,130	$0{,}171 \cdot 10^{-1}$	0,353	17,2	19,0	7,5	3,1
1000	0,250	$0{,}620 \cdot 10^{-2}$	0,244	33,4	35,4	11,3	3,5
2000	0,032	$0{,}823 \cdot 10^{-1}$	0,538	9,5	11,7	5,8	3,1
2000	0,080	$0{,}262 \cdot 10^{-1}$	0,427	9,2	11,1	5,3	3,0
2000	0,130	$0{,}182 \cdot 10^{-1}$	0,484	11,1	12,8	5,5	3,0
2000	0,250	$0{,}360 \cdot 10^{-2}$	0,183	21,4	23,1	8,2	3,0
3000	0,080	$0{,}185 \cdot 10^{-1}$	0,380	9,1	11,2	5,7	3,4
3000	0,130	$0{,}934 \cdot 10^{-2}$	0,310	12,0	13,6	5,9	3,1
3000	0,250	$0{,}260 \cdot 10^{-2}$	0,167	17,2	18,4	6,0	3,1
3000	0,400	$0{,}483 \cdot 10^{-3}$	0,050	50,1	51,4	10,8	5,3
5000	0,080	$0{,}783 \cdot 10^{-2}$	0,234	14,2	17,3	8,7	4,7
5000	0,130	$0{,}585 \cdot 10^{-2}$	0,285	12,2	14,8	7,0	4,0
5000	0,250	$0{,}167 \cdot 10^{-2}$	0,157	16,3	17,6	6,1	3,1
5000	0,400	$0{,}218 \cdot 10^{-3}$	0,033	44,8	47,6	13,6	9,2
8000	0,130	$0{,}192 \cdot 10^{-2}$	0,149	19,3	22,3	9,6	6,0
8000	0,250	$0{,}113 \cdot 10^{-2}$	0,167	16,7	20,0	9,4	5,6
8000	0,400	$0{,}210 \cdot 10^{-3}$	0,050	33,4	35,6	11,2	5,0
15000	0,250	$0{,}523 \cdot 10^{-4}$	0,016	58,0	59,6	11,9	6,5
15000	0,400	$0{,}133 \cdot 10^{-3}$	0,070	27,8	33,1	15,7	9,1

Tabelle A.3: *Der doppelt differentielle ($d^2\sigma/dxdQ^2$) und der reduzierte ($\tilde{\sigma}_{CC}$) Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms. Angegeben sind die statistischen (δ_{stat}), gesamten (δ_{tot}), unkorrelierten systematischen (δ_{unk}) und korrelierten systematischen (δ_{kor}) Fehler.*

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen herzlichen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. Friedrich Wilhelm Büßer für die Ermöglichung dieser Arbeit, dem steten Interesse an deren Gelingen und die freundliche Betreuung.
- Herrn Dr. Martin zur Nedden für den kompetenten fachlichen Rat, für die zahlreichen wertvollen Anregungen und die ausführliche Suche nach Ausdrucks–, Rechtschreibungs– und Zeichensetzungsfehlern.
- Herrn Dr. Stefan Rieß für die fruchtbaren Diskussionen.
- Frau Dr. Beate Heinemann, Herrn Dr. Andrew Mehta, Herrn Dr. Eram Rizvi und allen weiteren Mitgliedern der DESYUK–Gruppe für die freundliche Aufnahme und die produktive Arbeitsatmosphäre.
- allen Mitgliedern der H1 HIP–Gruppe für die interessante Zusammenarbeit.
- Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann und Herrn Prof. Dr. Friedrich Wilhelm Büßer für die Bereitschaft, als Gutachter der Dissertation zur Verfügung zu stehen, Herrn Prof. Dr. Joachim Meyer für die Bereitschaft, als Gutachter der Disputation zur Verfügung zu stehen.
- allen Mitgliedern der H1–Gruppe des Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg für die ausgeglichene Arbeitsatmosphäre.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] R.K. Ellis, W.J. Stirling und B.R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996)

[2] H. Spiesberger, Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Band 2, Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 798.

[3] C. Adloff et al., H1 Kollaboration, geplant zur Veröffentlichung im Eur. Phys. J. C. (2002).

[4] H1 Collab., C. Adloff et al., Nucl. Phys., **B497** (1997) 3.

[5] A.C. Benvenuti et al., BCDMS Kollaboration, Phys. Lett. **B223** (1989) 485;
A.C. Benvenuti et al., BCDMS Kollaboration, Phys. Lett. **B237** (1990) 592.

[6] M. Arneodo et al., NMC Kollaboration, Nucl. Phys. **B483** (1997) 3.

[7] V.N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438, 675.
L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94.
G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
Yu. L. Dokshitser, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.

[8] W. L. van Neerven, Futur Physics at HERA, Proc. of the Workshop,Band 1, Herausgeber G. Ingelman, A. DeRoeck und R. Klanner, DESY (1996) 56.

[9] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 463.

[10] C. Adloff et al., H1 Kollaboration, Eur. Phys. J. **C13** (2000) 609.

[11] ZEUS Kollaboration, Z. Phys. **C72** (1996) 399.

[12] C. Adloff et al., H1 Kollaboration, Nucl. Phys. **B470** (1996) 3.

[13] M. Botje, *The QCDNUM15 program*, ZEUS-Note 97-66 (1997).

[14] M. Bengstsson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys., **B289** (1987) 810.

[15] G. Gustafson, Phys. Lett. , **B175** (1986) 453.

[16] B. Andersson, *The Lund String Model*, Proc. of the Antiproton 1984 Conf. in Durham (1984) 447.

[17] B. R. Webber, Nucl. Phys., **B238** (1984) 492.

[18] R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN–DD/EE–84–1 (1987).

[19] V. Shekelyan, Interner Bericht H1–04/93–288 (1993).

[20] J. Spiekermann, *Nachweis von π–Mesonen in einem Flüssigargon–Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994).

[21] M. Hütte, *Nachweis elektromagnetischer Schauer in einem Flüssigargon–Kalorimeter: Vergleich von Meßdaten mit Modellrechnungen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994).

[22] H. Spiesberger, *DJANGOH program manual*, nicht publiziert (1998).

[23] G. A. Schuler und H. Spiesberger, Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Band 3, Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 1419.

[24] A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phts. Lett. **B306** (1993) 145;
A. D. Martin, W. J. Stirling und R. G. Roberts, Phts. Lett. **B306** (1993) 492.

[25] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[26] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.

[27] T. Sjöstrand, Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[28] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Rev. **D46** (1992) 1973.

[29] S. W. Lee, Vortrag, 8th International Workshop on DIS and QCD, Liverpool (2000).

[30] U. Bauer, J.A.M. Vermaseren und D. Zeppenfeld, Nucl. Phys. **B375** (1992) 3.

[31] P.G.J. Lisboa, *Neural networks current applications*, Chapman and Hall (1992).

[32] F. Abe et al., CDF Kollaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995).
S. Abachi et al. ,D0 Kollaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995).

[33] P. Di Nezza, Interner Bericht DESY H1-12/95-468 (1995).

[34] M. Höppner, *Anwendung neuronaler Netze in der Analyse hadronischer Schauer in feinsegmentierten Flüssigargon–Kalorimetern*, Dissertation, Universität Dortmund (1997).

[35] J. H. Köhne et al., Interner Bericht DESY H1-01/97-509.

[36] L. Lönnblad, *Jetnet 3.0 – A versatil artificial neural network package*, CERN–TH.7135/94 (1994).

[37] M. Riedmiller, H. Braun, *A direct adaptiv methode for faster backpropagation learning: The RPROP algorithm*, Mitteilungen der IEEE Intern. Conf. on NN., San Francisco (1993).

[38] G. Rudolph, *Evolutionäre Algorithmen ein robustes Optimierungskonzept*, Physikalische Blätter (3/1994).

[39] I. Abt et al., Nucl. Instr. Meth. **A389** (1997) 310 (Teil I), 348 (Teil II).

[40] ZEUS Kollaboration, *The ZEUS Detector*, Status Report, DESY (1993).

[41] HERMES Kollaboration, *Technical Design Report*, DESY (1993).

[42] HERA–B Kollaboration, *HERA–B Design Report*, DESY–PRC 95/01 (1995).

[43] J.J. Aubert et al., EMC Kollaboration, Nucl. Phys. **B213** (1983) 31;
M.R. Adams et al., E665 Kollaboration, Z. Phys **C67** (19995) 403.

[44] K. Varvell et al., BEBC Kollaboration, Phys. Lett. **C36** (1987) 1.

[45] P.Z. Quintas et al., CCFR Kollaboration, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1307.

[46] H. Abramowicz et al., CDHS Kollaboration, Z. Phys. **C25** (1984) 29;
P. Berge et al., CDHSW Kollaboration, Z. Phys. **C49** (1991) 187.

[47] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman, Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Band 3, Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 23.

[48] F. Jacquet und A. Blondel in U. Amaldi, Proceedings of the study of an ep facility for Europe 79/48 (1979) 391.

[49] Nucl. Instr. Meth. **A426** (1998) 583.

[50] H1 Kollaboration, C. Adloff et al., Z. Physik **C74** 221.

[51] B. Heinemann, *Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron–Proton Collisions at* $\sqrt{s} \simeq 300$ *GeV*, Dissertation, Universität Hamburg (1999).

[52] A. Babaev et al., Interner Bericht H1-01/96-470 (1996).

[53] J. Naumann, *Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des H1–Flüssigargon–Kalorimeters mit Myonen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1998).

[54] Ana Dubak, Persönliche Mitteilung (2001).

[55] A. Schöning, *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen* $W^{\pm}$*–Bosonen am H1–Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY F11/F22-96-02 (1996).

[56] H1 Collab., C. Adloff et al., Eur. Phys. J., **C19** (2001) 429.

[57] J. Marks, *QESCAT–electron identification software in H1PHAN*, DESY/16.07.96.

[58] M. zur Nedden, Interner Bericht, unveröffentlicht (2000).

[59] I. Negri et al., Interner Bericht H1-10/96-498 (1996).

[60] E. Chabert et al., Interner Bericht H1-11/98-556 (1998).

[61] G. Martin, *Untersuchung von Prozessen des geladenen und neutralen Stroms mit dem H1–Detektor bei HERA*, Dissertation Universität Hamburg (1997).

[62] H1 Kollaboration, C. Adloff et al., Eur.Phys.J. **C5** (1998) 575.

[63] H1 Kollaboration, C. Adloff et al., *Observation of isolated Leptons with missing P_T and comparision to W production at HERA*, Verhandlungen zur EPS 2001 Konferenz, Budapest.

[64] B. Heinemann, S. Riess, H. Spiesberger, *Radiative Corrections for Charged Current Scattering: A Comparision of Computer Codes* Mitteilungen des Arbeitskreises *Monte Carlo Generators for HERA Physics*, DESY (1999).

[65] D.Yu. Bardin, C. Burdik, P.Ch. Christova, T. Riemann, Z. Physik, **C44** (1989) 149.
M. Böhm, H. Spiesberger, Nucl. Phys. **B304** (1988) 749.
H. Spiessberger, Nucl. Phys. **B349** (1991) 109.

[66] J. Kripfganz, H. Perlt, Z. Phys. **C41** (1988) 319
H. Spiesberger, Phys. Rev. **D52** (1995) 4936.

[67] H. Spiesberger, Futur Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Band 1, Herausgeber G. Ingelman, A. DeRoeck und R. Klanner, DESY (1996) 227.

[68] J. Blümlein, Physics at HERA, Proc. of the Workshop, Band 3, Herausgeber W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 1270.

[69] D. Badin et al., Z. Physik **C44** (1989) 149.

[70] S. Riess, Habilitationsschrift Universität Hamburg (2000).

[71] C. Adloff et al., H1 Kollaboration, Eur. Phys. J. **C20** (2001) 639.

[72] A.M. Cooper–Sakar et al., J. Phys. **G25** (1999) 1387.

[73] H.L. Lai et al., CTEQ Kollaboration, Phys. Rev. **D55** (1997) 1280.

[74] C. Pascaud und F. Zomer, LAL preprint, LAL/95-05 (1995).