Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^{\pm}$–Bosonen am H1–Detektor bei HERA

DISSERTATION

Zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
André Schöning
aus Hamburg

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. R. Eichler Prof. Dr. E. Hilger
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. A. Wagner
Datum der Disputation:	16. August 1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Abstract

The ep–collider HERA, which operates at a center of mass energy of $\sqrt{s} = 300$ GeV, allows the study of electroweak interactions involving 4–momentum transfers of up to $Q^2 \approx 10^5$ GeV^2. In the present analysis, data taken in 1993 and 1994 in e^+p and e^-p collisions with a total integrated luminosity of $\mathcal{L} = 3.4$ pb^{-1} are investigated.

The total cross sections for deep inelastic scattering of neutral and charged currents are measured for $p_{\perp lepton} > 25$ GeV ($Q^2 > 625$ GeV^2) where $p_{\perp lepton}$ is the transverse momentum of the scattered lepton. The results are in good agreement with theoretical predictions. Differential cross sections are determined using an unfolding procedure. The shape of the Q^2–distribution of the charged current reaction is influenced by the finite propagator mass and is used to determine the $W^\pm$–mass $m_W = 90\ ^{+11}_{-10}$ GeV. Above $Q^2 > 5000$ GeV^2 the cross sections for charged and neutral current reactions are observed to be of comparable size.

The cross sections of the reactions $e^\pm p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$ and $e^\pm p \rightarrow e^\pm X W^\pm$ are investigated. These depend on the $WW\gamma$–coupling. The results to date are dominated by statistical errors and are in agreement with Standard Model predictions. Two candidate $W^\pm$–production events are found and a limit for the $WW\gamma$–coupling $-11.1 < \kappa < 9.9$ (90% confidence level) for $\lambda = 0$ is derived.

Kurzfassung

Am ep–Speicherring HERA lassen sich elektroschwache Prozesse zum erstenmal bei einer Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV und raumartigen Viererimpulsüberträgen bis $Q^2 \approx 10^5$ GeV^2 untersuchen. Die vorliegende Arbeit basiert auf im Jahre 1993 und 1994 aufgezeichnete Daten der e^+p– und e^-p–Streuung, die einer totalen integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 3.4$ pb^{-1} entsprechen.

Die totalen Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Streuung werden für $p_{\perp lepton} > 25$ GeV ($Q^2 > 625$ GeV^2) gemessen, wobei $p_{\perp lepton}$ der Transversalimpuls des gestreuten Leptons ist. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Nach Entfaltung der Daten werden differentielle Wirkungsquerschnitte ermittelt. Dabei ermöglicht die Form der Q^2–Verteilung mit Hilfe des Propagatoreffekts die Messung der $W^\pm$–Masse zu $m_W = 90\ ^{+11}_{-10}$ GeV. Für $Q^2 > 5000$ GeV^2 sind die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion des geladenen und neutralen Stroms von gleicher Größenordnung.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $e^\pm p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$ und $e^\pm p \rightarrow e^\pm X W^\pm$, die in dieser Arbeit gemessen werden, hängen von der Kopplung des $WW\gamma$–Vertex ab. Die Ergebnisse, bei denen statistische Fehler dominieren, sind in Übereinstimmung mit Vorhersagen des Standardmodells. Zwei Kandidatenereignisse für $W^\pm$–Produktion wurden gefunden. Eine Grenze für die Kopplung des $WW\gamma$–Vertex wird bestimmt zu $-11.1 < \kappa < 9.9$ (90% Konfidenz) für $\lambda = 0$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Seit Einführung des Standardmodells [Gla61] haben zahlreiche Experimente Vorhersagen der vereinheitlichten elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung getestet und bestätigt. Dazu gehören die Messungen der $W^\pm$– und Z^0–Massen am Tevatron [CDF95a] und bei LEP [LEP93], der Kopplungskonstanten α_{QED} und G_μ, des Weinbergwinkels $\sin^2\theta_W$ am CERN [LEP94, CCF93] und am SLAC [SLD94].

Während in bisherigen Experimenten elektroschwache Parameter entweder in Prozessen mit zeitartigen Impulsüberträgen, z.B. in der Annihilation von e^+e^- (LEP) und $p\overline{p}$ (Tevatron), oder bei kleinen raumartigen Viererimpulsüberträgen $Q^2 \lesssim 200$ GeV^2 untersucht wurden, läßt sich bei HERA die tiefinelastischen Streuung bei Viererimpulsüberträgen von $Q^2 \approx M_W^2, M_Z^2$ analysieren. So wurde der $W^\pm$–Propagatoreffekt am Speicherring HERA 1993 zum erstenmal am H1–Experiment [H1C94a] durch Messung des totalen Wirkungsquerschnitts in tiefinelastischer Streuung über den geladenen Strom (CC) nachgewiesen. Die Bestimmung der $W^\pm$–Masse wurde durch Hinzunahme der Daten des Jahres 1994 weiter verbessert [ZEU95a, H1C96a]. Zukünftig sind bei genauer Kenntnis des CC–Wirkungsquerschnitts (HERA) und unabhängiger Messung der $W^\pm$–Masse (LEP2) mit Hilfe von Strahlungskorrekturen [Bri91] Vorhersagen über die Masse des t–Quarks [CDF95b, D095] und des im Rahmen des Standardmodells vorhergesagten *Higgs*teilchens [Hig66] möglich.

Bei HERA liegt die Schwerpunktenergie bei $\sqrt{s} = 300$ GeV und ist damit um mehr als eine Größenordnung höher als bei früheren Lepton–Proton–Streuexperimenten. In diesem Energiebereich gewinnen Prozesse höherer Ordnung (Strahlungskorrekturen) zunehmend an Bedeutung, die im Rahmen der vereinheitlichten $SU(2)_L \times U(1)$ Theorie berücksichtigt werden müssen. Diese lassen sich in Prozesse mit Bremsstrahlung sowie in Prozesse mit Schleifendiagrammen unterteilen. In der tiefinelastischen Streuung führen diese Korrekturen zum Anstieg der effektiven Kopplungen α_{QED} und G_F mit wachsendem Q^2.

Während bei kleineren Energien reine QED–Korrekturen dominieren, treten bei höheren Energien Korrekturen mit $W^\pm$– und Z^0–Bosonen auf. Von besonderem Interesse sind Korrekturen, die von nichtabelschen Wechselwirkungen zwischen Eichbosonen (3,4–Boson–Vertizes) abhängen. Bei HERA kann der $WW\gamma$–Vertex untersucht werden, der bei der Produktion von $W^\pm$–Bosonen oder bei der Photonabstrahlung in geladenen Strömen auftritt. Diese Kopplungen werden vom Standardmodell vorhergesagt und deren Messung ist sensitiv auf neue Physik und mögliche Substrukturen von Eichbosonen. Abweichungen von der theoretischen Vorhersage lassen sich durch anomale Kopplungskonstanten beschreiben, die mit anomalen elektrischen oder magnetischen Momenten der $W^{\pm}$–Bosonen in Verbindung gebracht werden können. Die bislang genauesten Messungen der Kopplungen des $WW\gamma$–Vertex stammen aus der Reaktion $p\overline{p} \rightarrow XW^{\pm}\gamma$ [Die95, Ben95] und sind mit Vorhersagen des Standardmodells verträglich.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen ep–Streuung und die Messung der $W^{\pm}$–Propagatormasse erläutert. Strahlungskorrekturen und Prozesse mit einem $WW\gamma$–Vertex bei HERA werden ebenfalls diskutiert.

Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit den zur Analyse verwendeten Monte–Carlo–Generatoren und deren Implementierung physikalischer Prozesse.

Im dritten Kapitel wird der Speicherring HERA und das H1–Experiment skizziert.

Auf die Ereignissignaturen der untersuchten Prozesse und der zu berücksichtigenden Untergrundprozesse wird im vierten Kapitel eingegangen. Dabei werden die Vorselektion und allgemeine Analyseschnitte vorgestellt.

Im fünften Kapitel wird der Nachweis von Ereignissen des geladenen Stroms und des neutralen Stroms erläutert. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten und systematischen Fehler der Selektion und der Trigger werden mit modifizierten NC–Ereignissen (*Pseudo*CC–Ereignissen) bestimmt.

Das sechste Kapitel widmet sich den Resultaten differentieller und totaler Wirkungsquerschnitte ($d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dy$, σ_{tot}) für die tiefinelastische e^+p– und e^-p–Streuung. Über den Propagatoreffekt der CC–Reaktion wird die $W^{\pm}$–Masse bestimmt und die $(V-A)$–Kopplung untersucht. Das Verhältnis σ_{NC}/σ_{CC} wird ermittelt, wobei sich teilweise systematische Fehler reduzieren [Bri91].

Das siebte und achte Kapitel behandelt Prozesse mit $WW\gamma$–Vertex. Dabei handelt es sich einerseits um Bremsstrahlungsereignisse in der CC–Reaktion und andererseits um die Produktion von $W^{\pm}$–Bosonen mit anschließendem leptonischen Zerfall in Elektronen und Myonen. Erste Grenzen auf die Kopplungskonstante κ werden ermittelt.

Kapitel 1

Tiefinelastische Streuung

Bei HERA kann die ep–Streuung wegen der hohen Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV über einen weiten kinematischen Bereich untersucht werden. Das Hauptinteresse liegt zum einen in der Messung der Protonstruktur bis hin zu sehr kleinem $x \gtrsim 10^{-5}$ [H1C96b, H1C96b, ZEU95b], zum anderen in der Untersuchung der tiefinelastischen Streuung (DIS) mit Viererimpulsüberträgen bis zu $Q^2 \approx 10^5$ GeV^2. Dabei können Wechselwirkungen bei extrem kleinen Abständen $\approx 10^{-3}$ fm getestet und mit Vorhersagen des Standardmodells verglichen werden. Von Interesse sind insbesondere schwache Prozesse, bei denen die Wechselwirkung durch $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen vermittelt wird.

In der ep–Streuung wird der Bereich der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) und der Bereich der tiefinelastischen Streuung ($Q^2 \gtrsim 4$ GeV^2) unterschieden. In der tiefinelastischen Streuung wird die Wechselwirkung durch das Quarkpartonmodell (QPM) erfolgreich beschrieben, wobei störungstheoretische Methoden zur Berechnung angewendet werden.

Für den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Prozeß des geladenen Stroms ist die tiefinelastische Streuung maßgeblich.

Die Produktion von reellen $W^{\pm}$–Bosonen findet sowohl über den Prozeß der Photoproduktion (etwa 70%) als auch über den Prozeß der tiefinelastischen Streuung (etwa 30%) statt [Bau89]. Um die zur $W^{\pm}$–Produktion notwendige Energie aufzubringen, sind für diesen Prozeß hohe Energien des ausgetauschten Photons erforderlich, und wegen des $1/Q^4$ Verhaltens des Photonpropagators ist das Photon überwiegend quasireell.

Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen ep–Streuung beschrieben, wobei die kinematischen Variablen eingeführt werden und das Quarkpartonmodell erläutert wird. Anschließend werden die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse diskutiert. Vorhersagen differentieller Wirkungsquerschnitte für tiefinelastische Streuung über den neutralen und geladenen Strom werden angegeben, wobei auch radiative Korrekturen behandelt werden. Die Beschreibung des

$WW\gamma$–Vertex durch anomale Kopplungskonstanten wird eingeführt und die Messung des $WW\gamma$–Vertex in radiativen CC–Ereignissen und Ereignissen mit $W^{\pm}$–Produktion bei HERA wird diskutiert.

1.1 *ep*–Streuung bei HERA

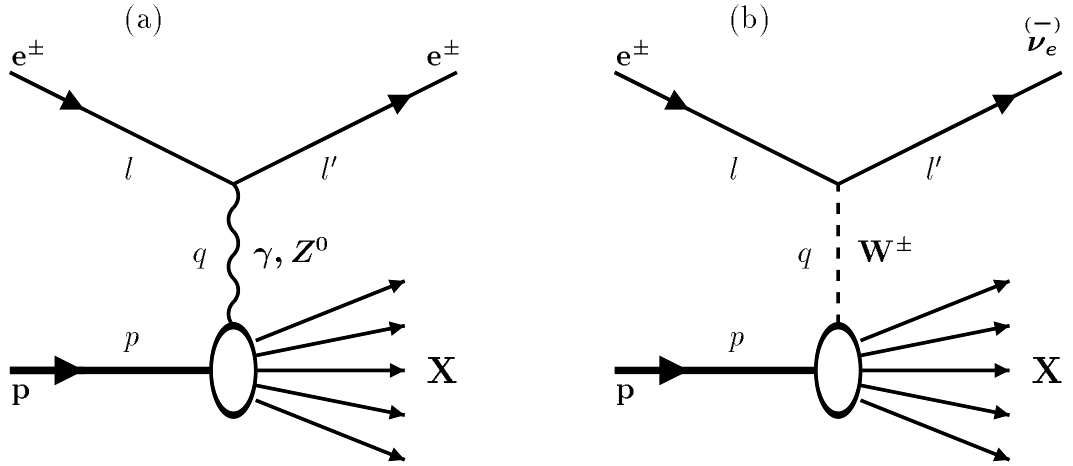


Abbildung 1.1: *Tiefinelastische Streuung über (a) den neutralen und (b) den geladenen Strom.*

In Abb. 1.1 ist der Prozeß der tiefinelastischen $e^{\pm}p$–Streuung:

$$\text{(a)}: \quad e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}X \quad \text{(NC)} \qquad\qquad \text{(b)}: \quad e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X \quad \text{(CC)} \tag{1.1}$$

dargestellt. Das einlaufende Lepton e wird am Proton p gestreut, wobei ein Eichboson γ, Z^0 (neutraler Strom, NC) oder $W^{\pm}$ (geladener Strom, CC) ausgetauscht wird. Der Viererimpuls q des Bosons ist als Differenz der Viererimpulse l des einlaufenden Leptons ($e^{\pm}$) und l' des gestreuten Leptons ($e^{\pm}$, $\overset{(-)}{\nu_e}$) definiert:

$$q := l - l' \quad . \tag{1.2}$$

Der hadronische Endzustand X kann aus einem Nukleon (elastische Streuung) oder aus einem System von Hadronen (inelastische Streuung) bestehen.

Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ der Gesamtreaktion und das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 sind definiert durch:

$$s := (l+p)^2 \approx 4E_eE_p \quad , \tag{1.3}$$

$$Q^2 := -q^2 \quad , \tag{1.4}$$

wobei p der Viererimpuls des einlaufenden Protons und E_e und E_p die Lepton– bzw. Protonenergien sind. Q^2 kann maximal den Wert s annehmen. Zur Beschreibung der Kinematik in der tiefinelastischen ep–Streuung ist es nützlich, folgende lorentzinvariante Größen einzuführen:

$$x := \frac{-q^2}{2\,p \cdot q} \quad , \tag{1.5}$$

$$y := \frac{q \cdot p}{l \cdot p} \quad . \tag{1.6}$$

Die Variable x wird als Bjørken–Skalenvariable bezeichnet und y beschreibt in Bornscher Näherung den relativen Energieübertrag auf das Proton in dessen Ruhesystem. Beide Größen besitzen einen Wertebereich von [0,1].

Im folgenden Abschnitt wird die Rekonstruktion dieser kinematischen Variablen beschrieben.

1.1.1 Kinematik

Die Kinematik in der tiefinelastischen Streuung ist bei gegebener Schwerpunktenergie durch zwei unabhängige Größen gegeben. Es gilt die Beziehung:

$$Q^2 \approx xys \quad , \tag{1.7}$$

die für $Q^2 \gg m_p^2$, wobei m_p die Masse des Protons ist, in eine Gleichung übergeht.

Die Schwerpunktenergie des Photon–Protonsystems $W_{\gamma p}$, die die invariante Masse des hadronischen Endzustands beschreibt, ist gegeben durch:

$$W_{\gamma p}^2 = (q+p)^2 = ys - Q^2 + m_p^2 \quad . \tag{1.8}$$

Experimentell lassen sich die kinematischen Variablen in der tiefinelastischen Streuung allgemein aus dem hadronischen Endzustand [Jac79] bestimmen. Im neutralen Strom kann die Kinematik zusätzlich aus dem gestreuten Lepton mittels folgender Gleichungen rekonstruiert werden:

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'}\ \cos^2\frac{\vartheta_e}{2}\ , \qquad\qquad y_e = 1 - \frac{E_e'}{E_e}\ \sin^2\frac{\vartheta_e}{2} \quad , \tag{1.9}$$

wobei $E_{e'}$ die Energie und ϑ_e der Winkel des auslaufenden Leptons bzgl. der Protonstrahlrichtung ist (H1–Koordinatensystem, siehe Abb. 3.1).

In CC–Ereignissen kann das gestreute Neutrino nicht direkt gemessen werden. Die Kinematik läßt sich nur aus dem hadronischen Endzustand rekonstruieren. Dazu definiert man die Größen $p_{\perp had}$ und Σ_{had}:

$$p_{\perp\,had} = \sqrt{\left(\sum_{Hadronen} (\vec{p_i})_x\right)^2 + \left(\sum_{Hadronen} (\vec{p_i})_y\right)^2} \quad , \tag{1.10}$$

$$\Sigma_{had} = \sum_{Hadronen} (E_i - (\vec{p_i})_z) \quad . \tag{1.11}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen des hadronischen Endzustands, wobei E_i und $\vec{p_i}$ die Energie und der Impuls des Teilchens i sind. Die kinematischen Variablen y und Q^2 lassen sich berechnen mit:

$$y_{had} = \frac{\Sigma_{had}}{2E_e} \quad , \tag{1.12}$$

$$Q_{had}{}^2 = \frac{p_{\perp\,had}^2}{1 - y_{had}} \quad . \tag{1.13}$$

Teilchen, deren Impuls parallel zur positiven z–Achse (Protonstrahlrichtung) ist, tragen nicht zur Berechnung von $p_{\perp\,had}$ und Σ_{had} bei. Verluste von Hadronen in Vorwärtsrichtung $\vartheta \approx 0$ haben somit kaum Einfluß auf die kinematische Rekonstruktion. In der Praxis erstreckt sich die Summe über alle im Kalorimeter sichtbaren Teilchen des hadronischen Endzustands, was nur zu geringen Akzeptanzverlusten in Vorwärtsrichtung führt. Diese Verluste werden mittels einer Monte–Carlo–Simulation berücksichtigt.

Aus dem gemessenen Transversalimpuls des hadronischen Endzustands $p_{\perp\,had}$ und der Variablen Σ_{had} läßt sich der Streuwinkel des Quarks ϑ_q im Rahmen des Quarkpartonmodells (siehe Abb. 1.2) bestimmen:

$$\tan\frac{\vartheta_q}{2} = \frac{\Sigma_{had}}{p_{\perp\,had}} = \frac{2E_e\ y_{had}}{p_{\perp\,had}} \quad , \tag{1.14}$$

$$\tan\varphi_q = \sum_{Hadronen} (\vec{p_i})_y \Bigg/ \sum_{Hadronen} (\vec{p_i})_x \quad . \tag{1.15}$$

Um den Prozeß des geladenen Stroms zu untersuchen und mit dem Prozeß des neutralen Stroms direkt vergleichen zu können, wird die Kinematik beider Prozesse über den hadronischen Endzustand der Ereignisse rekonstruiert. In Ereignissen des neutralen Stroms werden die kinematischen Variablen zusätzlich über das gestreute Lepton rekonstruiert, was der Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Kontrolle der hadronischen Rekonstruktion dient.

1.1.2 Quarkpartonmodell

Im Partonmodell (siehe Abb. 1.2) wird die inelastische Lepton–Proton–Streuung auf die elastische Streuung des Leptons an einem Parton aus dem Proton zurückgeführt.

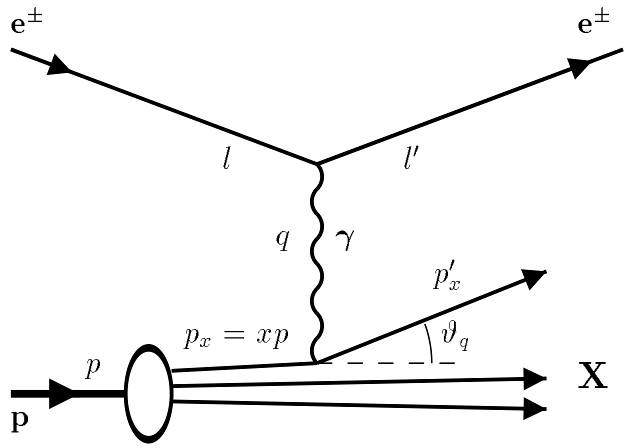


Abbildung 1.2: *Tiefinelastische $e^{\pm}p$–Streuung im Quarkpartonmodell.*

Allgemein läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Lepton–Proton–Streuung bei rein elektromagnetischer Wechselwirkung durch Strukturfunktionen F_1 und F_2 ausdrücken, die mit den elektrischen und magnetischen Formfaktoren G_e bzw. G_m des Protons in Zusammenhang gebracht werden können:

$$\frac{d^2\sigma(ep)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(y^2x\; F_1(x,Q^2) + (1-y)\; F_2(x,Q^2)\right) \quad , \tag{1.16}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante ist. Q^2 beschreibt die Virtualität des ausgetauschten Photons und x gibt den relativen Impulsanteil des gestreuten Partons am Proton an. Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 sind dann Summen über die Ladungsquadrate der Partonen, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, Partonen mit Spin=1/2 (f_i) und Spin=0 (s_j) im Proton zu finden (Partondichten im Proton):

$$F_1(x,Q^2) \;=\; \frac{1}{2}\sum_i e_i^2\; f_i(x,Q^2) \quad , \tag{1.17}$$

$$F_2(x,Q^2) \;=\; x\sum_i e_i^2\; f_i(x,Q^2) + x\sum_j e_j^2\; s_j(x,Q^2) \quad . \tag{1.18}$$

e_i und e_j sind die Ladungen der Partonen mit Spin=1/2 und Spin=0. Die zweite Summe in Gl. 1.18 ist Null, da das Proton keine Spin=0 Teilchen enthält. Daraus ergibt sich die Callan–Gross–Relation $F_2 = 2xF_1$ [Cal69], die besagt, daß die Wechselwirkung nur durch transversal polarisierte Photonen vermittelt wird.

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 sind eine Funktion des relativen Impulsanteils x der Partonen im Proton und hängen im naiven Partonmodell nicht von Q^2 ab, was als Skaleninvarianz bezeichnet wird [Bjo69]:

$$F_1(x,Q^2) \;=\; F_1(x) \quad , \tag{1.19}$$

$$F_2(x,Q^2) \;=\; F_2(x) \quad . \tag{1.20}$$

QCD–Korrekturen

Im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD), die die Farbkräfte zwischen Quarks bzw. Antiquarks durch Austausch von Gluonen beschreibt, müssen in der tiefinelastischen Streuung Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt werden. Dazu gehört die Abstrahlung von Gluonen oder die Produktion von Quark–Antiquarkpaaren aus Gluonen. Diese lassen sich mit störungstheoretischen Methoden für $Q^2 \gtrsim \Lambda^2_{QCD}$ ($\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV) berechnen. Mittels der Altarelli–Parisi–Gleichung [Alt77] können aus einer Partondichte, die für ein gegebenes Q_0^2 vorgegeben ist, die Partonverteilungen als Funktion von Q^2 entwickelt werden:

$$\frac{\partial \rho_i(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{i'} \int_x^1 \frac{dx'}{x'} P_{ii'}(x/x') \rho_{i'}(x',Q^2) \quad , \tag{1.21}$$

wobei ρ_i die Dichtefunktionen von Quarks, Antiquarks und Gluonen sind. Während im naiven Partonmodell nur Quarks berücksichtigt sind, muß in höherer Ordnung auch eine Gluondichtefunktion eingeführt werden. $P_{ii'}(x/x')$ sind die Verzweigungsfunktionen für den jeweils betrachteten Prozeß ($q \to q'g$, $g \to q\bar{q}$ und $g \to gg$) und $\alpha_s(Q^2)$ die effektive Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, die in erster Ordnung geschrieben werden kann als [Pol73, Gro73]:

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} = \frac{12}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad . \tag{1.22}$$

Dabei ist n_f die Anzahl der Quarkgenerationen mit $m_q^2 < Q^2$.

Bei dieser störungstheoretischen Entwicklung werden Transversalimpulse der Teilchen vernachlässigt und nur die führenden kollinearen Singularitäten in der **L***eading* **L***ogarithmic* **A***pproximation* (LLA) ausgewertet. Die Q^2–Entwicklungen lassen sich in den Parametrisierungen der Strukturfunktionen implementieren, die dann QCD–Strahlungskorrekturen berücksichtigen. Die zum Vergleich mit der theoretischen Erwartung in dieser Arbeit verwendeten parametrisierten Partondichten [MRS94] beinhalten die Entwicklung weiterer logarithmischer Terme in der **N***ext–to–***L***eading* **L***ogarithmic Approximation* (NLL) der nächsthöheren Ordnung. QCD–Strahlungskorrekturen für Partonen mit Transversalimpulsen, die zu Mehrjetkonfigurationen führen, sind in dieser Näherung nicht enthalten und werden über **N***ext–to–***L***eading* **O***rder* (NLO) Korrekturen in MC–Generatoren (siehe Kap. 2) berücksichtigt.

Den aufgrund von QCD–Korrekturen zusätzlich erwarteten Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion $F_L = F_2 - 2xF_1$, die den Anteil der Wechselwirkung durch Austausch von longitudinal polarisierten Photonen beschreibt, ist für den in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich ($x > 0.03$) klein $< (0.5 - 3)\%$ [Rob90] und muß nur für $y > 0.5$ (siehe Abschnitt 6.4) berücksichtigt werden.

1.2 Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Streuung und der $W^{\pm}$–Produktion in ep–Streuung für unpolarisierte Strahlen erläutert.

1.2.1 Neutraler Strom

Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß des neutralen Stroms $e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}X$ läßt sich im Quarkpartonmodell unter Berücksichtigung von γ– und Z^0–Austausch durch generalisierte Strukturfunktionen ausdrücken [Ing87]:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^{\pm}p)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Big((1+(1-y)^2)\tilde{F}_2(x,Q^2) \mp (1-(1-y)^2)x\tilde{F}_3(x,Q^2)\Big) . \quad (1.23)$$

Die eingeführten generalisierten Strukturfunktionen $\tilde{F}_2, \tilde{F}_3$ enthalten auch die Kopplungen und Propagatoren der schwachen Wechselwirkung (Z^0–Austausch). Die Strukturfunktion F_1 aus Gl. 1.16 ist unter Verwendung der Callan–Gross–Relation durch F_2 ersetzt worden.

Die neu eingeführte Strukturfunktion $\tilde{F}_3$ beschreibt den paritätsverletzenden Anteil der schwachen Wechselwirkung. Sie läßt sich im Quarkpartonmodell als Differenz der Dichteverteilungen von Quarks q_f und Antiquarks $\overline{q}_f$ im Proton schreiben:

$$\tilde{F}_2(x,Q^2) = \sum_f \left(xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)\right) A_f(Q^2) \quad , \quad (1.24)$$

$$x\tilde{F}_3(x,Q^2) = \sum_f \left(xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)\right) B_f(Q^2) \quad . \quad (1.25)$$

Die Summe erstreckt sich über alle Quarksorten f (*flavor*) gewichtet mit:

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2e_f v_e v_f \Pi_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\Pi_Z^2 \quad , \quad (1.26)$$

$$B_f(Q^2) = -2e_f a_e a_f \Pi_Z + 4v_e a_e v_f a_f \Pi_Z^2 \quad . \quad (1.27)$$

e_f ist die elektromagnetische Ladung der Quarks in Einheiten der Elementarladung. v_e, a_e und v_f, a_f bezeichnen die vektoriellen und axialen Kopplungskonstanten des Elektrons und der Quarks f an das Z^0–Boson. Das Verhältnis des Z^0–Propagators zum Photonpropagator wird durch den Faktor Π_Z berücksichtigt:

$$\Pi_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad . \quad (1.28)$$

Während die generalisierte Strukturfunktion $\tilde{F}_2$ sowohl Beiträge der elektromagnetischen als auch der schwachen Wechselwirkung ($\gamma, \gamma/Z, Z$) enthält, beinhaltet $\tilde{F}_3$ nur Anteile der schwachen Wechselwirkung und des Interferenzterms ($\gamma/Z, Z$). Beim Vergleich von e^+p– und e^-p–Streuung trägt $\tilde{F}_3$ mit verschiedenem Vorzeichen zum Wirkungsquerschnitt bei. Für e^-p–Streuung wird ein höherer Wirkungsquerschnitt als für e^+p–Streuung erwartet (siehe Abb. 1.3).

1.2.2 Geladener Strom

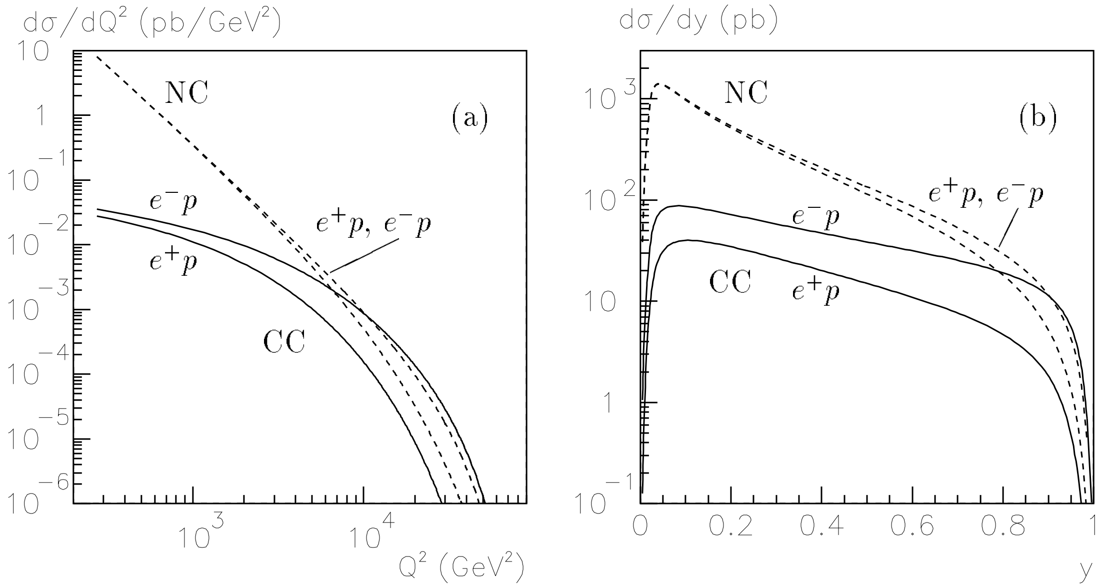


Abbildung 1.3: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Bornscher Näherung für e^+p– und e^-p–Streuung. (a) $d\sigma^{\pm}_{CC}/dQ^2$, $d\sigma^{\pm}_{NC}/dQ^2$ und (b) $d\sigma^{\pm}_{CC}/dy$, $d\sigma^{\pm}_{NC}/dy$ mit* $p_\perp > 25$ GeV *(Parametrisierung der Partondichten nach [MRS95]).*

Analog zu Gl. 1.23 läßt sich der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X$ im Quarkpartonmodell schreiben als:

$$\frac{d^2\sigma^{e^-}_{CC}}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/m_W^2)^2}\left[\sum_{q=u,c} q(x,Q^2) + (1-y)^2 \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \bar{q}(x,Q^2)\right], \quad (1.29)$$

$$\frac{d^2\sigma^{e^+}_{CC}}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/m_W^2)^2}\left[\sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}} \bar{q}(x,Q^2) + (1-y)^2 \sum_{q=d,s,b} q(x,Q^2)\right], \quad (1.30)$$

wobei für die Strukturfunktionen die beitragenden Quarkpartondichten eingesetzt wurden. G_F ist die Fermi–Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung und m_W die $W^{\pm}$–Masse, die in den $W^{\pm}$–Propagator eingeht. Die Quarkpartondichten (d,u,s,c,b) sind Funktionen von x und Q^2. Aufgrund der $(V-A)$–Kopplung im geladenen Strom hängt die Kopplung der Quarks vom *flavor* ab, die deswegen mit unterschiedlichen y–Abhängigkeiten zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Während bei kleinen Werten von y alle Quarksorten zum Wirkungsquerschnitt beitragen, findet bei hohen Werten von y die Streuung im wesentlichen nur noch an u und c Quarks bzw. Antiquarks statt.

Die in niedrigster Ordnung berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die tiefinelastische e^+p– und e^-p–Streuung sind in Abb. 1.3 dargestellt. Die $(V-A)$–Kopplung und die Tatsache, daß im Proton die u–Quarkdichte größer als die d–Quarkdichte ist, führen dazu, daß der Wirkungsquerschnitt der CC–Reaktion für e^+p–Streuung wesentlich geringer ist als für e^-p–Streuung.

1.2.3 Strahlungskorrekturen und der $WW\gamma$–Vertex

Beim Prozeß der tiefinelastischen Streuung spielen insbesondere im kinematischen Bereich großer Werte von y Strahlungskorrekturen eine wichtige Rolle [Spi91a], von denen sich reine QED–Korrekturen abspalten und getrennt behandeln lassen.

QED–Korrekturen sind in [Kri90] für die tiefinelastische Streuung berechnet worden, wobei führende kollineare Singularitäten (LLA) höherer Ordnungen berücksichtigt wurden. Der Prozeß der Abstrahlung von Photonen ist hierbei von besonderer Bedeutung, da dadurch die Kinematik der Ereignisse beeinflußt wird. Diagramme mit Photonabstrahlung der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ sind in den Abbildungen 1.4 (a–d) für die NC–Reaktion dargestellt. Photonen werden bevorzugt kollinear zum Fermion abgestrahlt. In der LLA–Näherung bezeichnet man die kollineare Photonabstrahlung im Anfangszustand in Abb. 1.4 (a) und (c) als ISR (*Initial State Radiation*) und im Endzustand in Abb. 1.4 (b) und (d) als FSR (*Final State Radiation*).

Eine weitere Singularität stellt der sogenannte Compton–QED–Prozeß dar, bei dem das Photon entweder vom einlaufenden oder auslaufendem Lepton abgestrahlt wird (Abb. 1.4 (a,b)) und bei dem das ausgetauschte Photon quasireell ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) ist. Dieser Prozeß besitzt ein $1/Q^2_{had}$ Verhalten. Das Proton wird dabei meistens elastisch oder quasielastisch gestreut.

Den Hauptbeitrag liefert Bremsstrahlung von ein– bzw. auslaufenden Leptonen. Der Beitrag der Bremsstrahlung von Quarks ist aufgrund der schweren Quarkmasse und der geringeren elektromagnetischen Ladung gegenüber der Abstrahlung vom Lepton vernachlässigbar [Spi95].

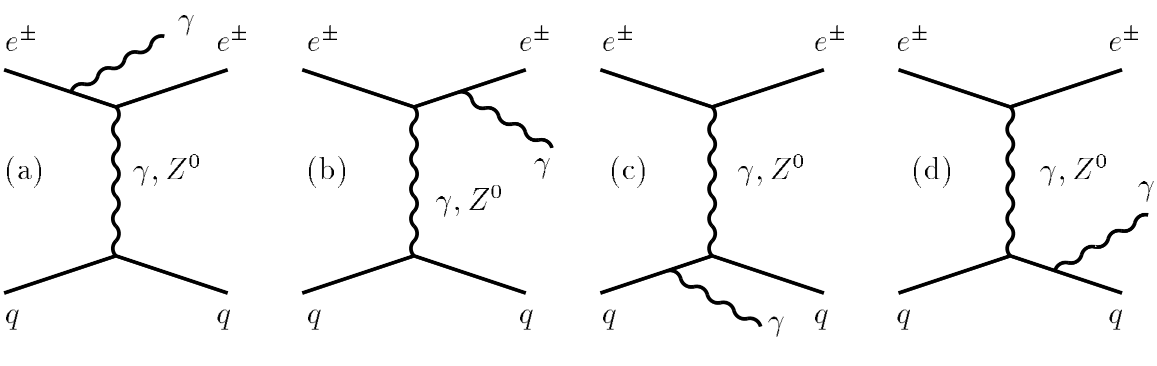


Abbildung 1.4: *Bremsstrahlungsprozesse in der tiefinelastischen Streuung über den neutralen Strom.*

Die Graphen für die Abstrahlung von Photonen in der CC–Reaktion der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ [Spi91a] ergeben sich analog zu den Diagrammen 1.4 (a,c,d). Das Diagramm 1.4 (b) tritt nicht auf, da das auslaufende Neutrino ungeladen ist. Stattdessen muß die Abstrahlung eines Photons vom ausgetauschten $W^{\pm}$–Boson (Abb. 1.7) berücksichtigt werden. Dieser Prozeß wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Bei Bremsstrahlungsprozessen muß beachtet werden, daß die Rekonstruktion der kinematischen Variablen unterschiedliche Ergebnisse liefert, je nachdem ob die Kinematik über das gestreute Lepton (Gl. 1.9) oder über den hadronischen Endzustand (Gl. 1.12, 1.13) rekonstruiert wird [Sch93]. Dieser Effekt führt dazu, daß sich die differentiellen Verteilungen für beide Rekonstruktionsmethoden unterscheiden. In Abb. 1.5 sind exemplarisch die Strahlungskorrekturen $\delta = (\frac{d\sigma}{dy})_{Rad}/(\frac{d\sigma}{dy})_{Born} - 1$ beider Rekonstruktionsmethoden für NC– und CC–Ereignisse dargestellt.

Neben reellen Korrekturen (Photonabstrahlung), die die Kinematik einzelner Ereignisse verändern, müssen virtuelle Korrekturen berücksichtigt werden, die Einfluß auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte haben. Von besonderem Interesse sind elektroschwache Korrekturen, die Prozesse mit zusätzlichen $W^{\pm}$, Z^0 oder *Higgs*–Bosonen berücksichtigen [Spi91a]. So liefern z.B. fermionische Schleifenkorrekturen Beiträge von virtuellen t–Quarks, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung eingehen. Da diese Korrekturen von der Energie abhängen, läßt sich aus dem Vergleich von Messungen des geladenen

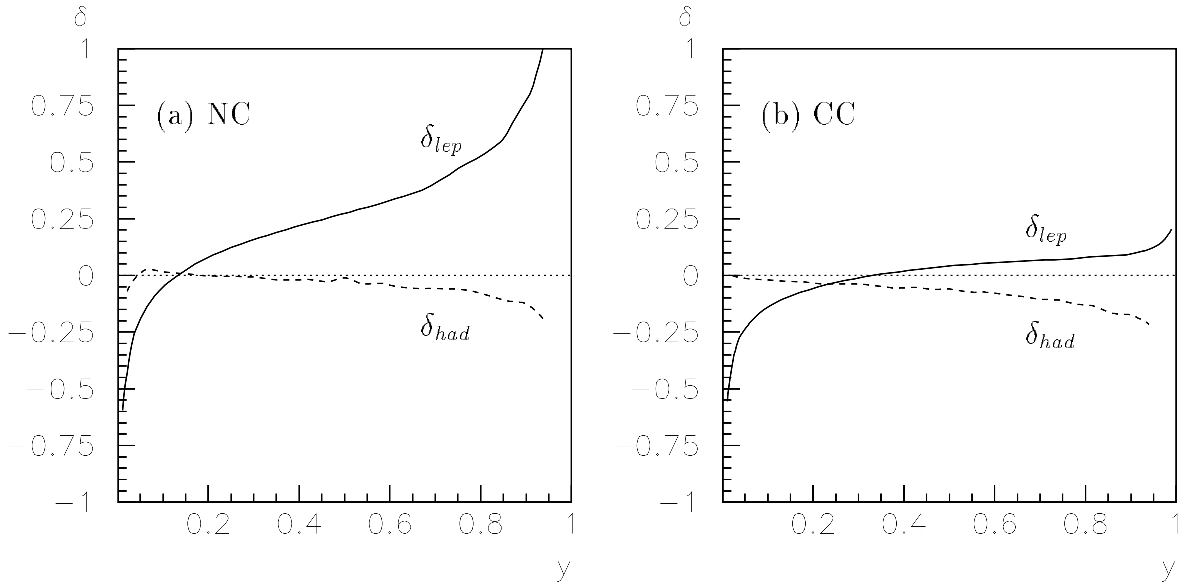


Abbildung 1.5: *Radiative Korrekturen als Funktion von y für $p_\perp > 25$ GeV für (a) NC–Ereignisse und (b) CC–Ereignisse in e^+p–Streuung. Dargestellt ist das Verhältnis $\delta = (\frac{d\sigma}{dy})_{Rad}/(\frac{d\sigma}{dy})_{Born} - 1$ bei Rekonstruktion der Kinematik über das gestreute Lepton δ_{lep} und über den hadronischen Endzustand δ_{had}.*

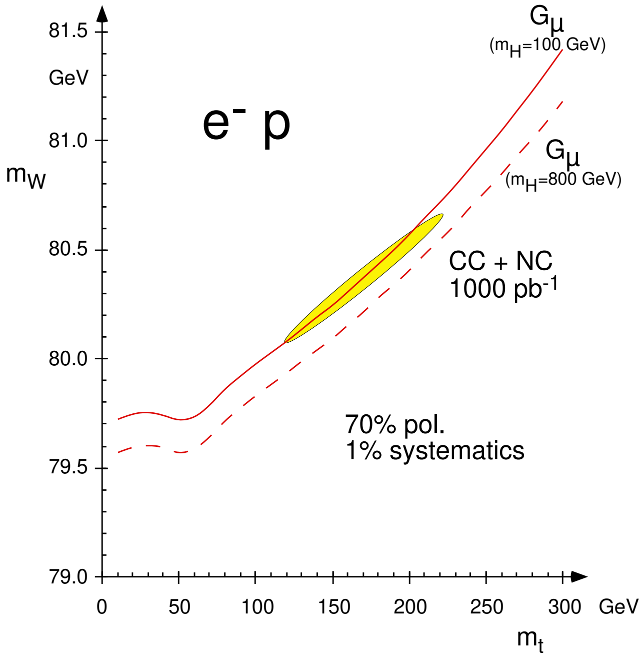


Abbildung 1.6: *Vorhersagen von m_W und m_t bei Messung von $\sigma_{NC}(e^-p)/\sigma_{CC}(e^-p)$ mit $p_\perp > 15$ GeV bei HERA. Angenommen wird eine Polarisation des Elektronstrahls von 70%, eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 1000$ pb^{-1} und $m_H = 100$ GeV. Die Ellipse zeigt die 1σ–Konturlinien der Messung, wobei ein systematischer Fehler von 1% angenommen wird. Die Linien* (durchgezogen, gestrichelt) *zeigen Vorhersagen, die sich aus der Messung der μ–Lebensdauer für verschiedene Higgsmassen ergeben. [Els96].*

Stroms bei kleinen Energien (Myonzerfall) und bei großen Energien (HERA) auf die t–Quarkmasse schließen. Die t–Masse kann als Funktion unabhängiger Parameter des Standardmodells geschrieben werden $m_t = m_t(\alpha, m_W, m_Z, m_H, m_f)$, die fast vollständig in mehreren Experimenten ermittelt worden sind. Die Masse des vorhergesagten *Higgs*teilchens ist unbekannt.

Der Zusammenhang zwischen m_W und m_t für die Messung des Verhältnisses vom neutralen zum geladenen Strom bei HERA ist in Abb. 1.6 für e^-p–Streuung mit $p_\perp > 15$ GeV dargestellt [Els96]. Die Ellipse gibt die 1σ–Konturline an. Dabei wird eine Polarisation des Elektronstrahls von 70%, eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 1000$ pb^{-1} und ein systematischer Fehler der Messung von 1% angenommen. Für den Referenzpunkt gilt $m_W = 80.37$ GeV, $m_t = 170$ GeV und $m_H = 100$ GeV. Eine Änderung der *Higgs*masse von 100 GeV auf 800 GeV bewirkt eine Verschiebung der Ellipse um $\Delta m_W \approx 150$ MeV. Die Linien (*durchgezogen, gestrichelt*) stellen Vorhersagen dar, die sich aus der Messung der μ–Lebensdauer ergeben für angenommene *Higgs*massen von $m_H = 100, 800$ GeV.

Der Vergleich der Wirkungsquerschnitte für geladene und neutrale Ströme mit Messungen der Massen von reellen $W^{\pm}$–Teilchen oder t–Quarks erlaubt somit einen Test der Vorhersagen des Standardmodells.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die $W^{\pm}$–Masse über den Propagatoreffekt bestimmt, wobei keine weiteren Annahmen über m_t oder m_H gemacht werden. Des weiteren lassen sich aufgrund der hohen statistischen Fehler mit Hilfe der bisherigen HERA–Messungen noch keine Aussagen über m_t oder m_H machen.

Um die teilweise großen Strahlungskorrekturen der tiefinelastischen Streuung bei HERA (vgl. Abb. 1.5) zu berücksichtigen, werden die in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse mit Vorhersagen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ verglichen, bei denen sowohl reine QED– als auch elektroschwache Korrekturen enthalten sind.

Der Prozeß der Photonabstrahlung in CC–Ereignissen, der in Hinblick auf die Messung des $WW\gamma$–Vertex untersucht wird, soll nun diskutiert werden.

Der $WW\gamma$–Vertex in der Reaktion $e^{\pm}p \to \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$

Der Prozeß der Photonabstrahlung vom ausgetauschten $W^{\pm}$–Boson im geladenen Strom ist in Abb. 1.7 dargestellt. Der darin enthaltene $WW\gamma$–Vertex stellt eine vom Standardmodell vorhergesagte Dreibosonkopplung dar. Der Prozeß ist sensitiv auf mögliche anomale Kopplungen des Photons an das $W^{\pm}$–Boson. Die Lagrangedichte für die Wechselwirkung von Bosonen über den $WW\gamma$–Vertex läßt sich allgemein als Funktion von sieben Parametern schreiben [Hag87]. Unitarität erfordert, daß bei Abstrahlung von reellen Photonen drei Kopplungsparameter verschwinden. Die Lagrangedichte kann dann geschrieben werden als:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{WW\gamma} &= -ie \;\; \{(W^{\dagger}_{\mu\nu}W^{\mu}A^{\nu} - W^{\dagger}_{\mu}A_{\nu}W^{\mu\nu}) \\
&+ \;\; \kappa\, W^{\dagger}_{\mu}W_{\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\lambda}{m_W^2}\, W^{\dagger}_{\lambda\mu}W^{\mu}_{\nu}F^{\nu\lambda} \\
&+ \;\; \tilde{\kappa}\, W^{\dagger}_{\mu}W_{\nu}\tilde{F}^{\mu\nu} + \frac{\tilde{\lambda}}{m_W^2}\, W^{\dagger}_{\lambda\mu}W^{\mu}_{\nu}\tilde{F}^{\nu\lambda}\} \;\; .
\end{aligned}
\tag{1.31}
$$

Hier beschreibt W_μ das W–Feld und A_μ das Photonfeld. $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$ und $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ sind die jeweiligen Feldstärketensoren und $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$ ist der duale Feldstärketensor.

Im Standardmodell (SM) gilt in niedrigster Ordnung:

$$
\begin{aligned}
\kappa &= 1\,, \qquad \lambda = 0\,, \\
\tilde{\kappa} &= 0\,, \qquad \tilde{\lambda} = 0\,.
\end{aligned}
\tag{1.32}
$$

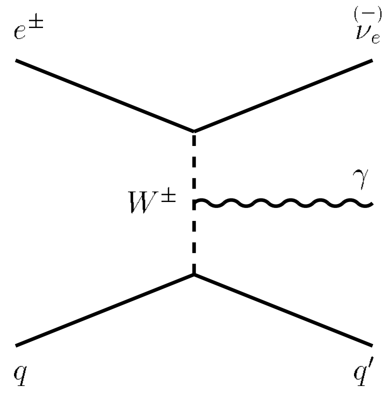


Abbildung 1.7: *QED–Korrektur der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ mit $WW\gamma$–Vertex.*

Als anomale Kopplung bezeichnet man Abweichungen von diesen Vorhersagen. Zu diesem Zweck wird die Konstante $\Delta\kappa = \kappa - 1$ eingeführt, die für anomale Kopplungen ungleich Null ist. Im Rahmen des Standardmodells sagen Korrekturen höherer Ordnung Abweichungen der Kopplungskonstanten $\Delta\kappa$ und λ der Größenordnung $\approx 10^{-3}$ voraus. Die Variablen κ, λ und $\tilde{\kappa}, \tilde{\lambda}$ stehen in Beziehung zum magnetischen (elektrischen) Dipolmoment μ_W (d_W) sowie dem elektrischen (magnetischen) Quadrupolmoment Q_W ($\tilde{Q}_W$) des $W^\pm$–Bosons :

$$\begin{aligned} \mu_W &= \frac{e}{2M_W}(1+\kappa+\lambda) \ , \qquad & Q_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\kappa-\lambda) \ , \\ d_W &= \frac{e}{2M_W}(\tilde{\kappa}+\tilde{\lambda}) \ , \qquad & \tilde{Q}_W &= -\frac{e}{M_W^2}(\tilde{\kappa}-\tilde{\lambda}) \ . \end{aligned} \tag{1.33}$$

Anomale Kopplungen, die zu einem elektrischen Dipolmoment oder zu einem magnetischen Quadrupolmoment des $W^\pm$–Boson führen ($\tilde{\kappa} \neq 0$, $\tilde{\lambda} \neq 0$), sind paritätsverletzend und werden im weiteren nicht betrachtet.

Die genauesten Grenzen der Konstanten κ, λ wurden aus der Reaktion $p\overline{p} \to XW\gamma, XWW$ ermittelt [Ben95]. Die kombinierten Ergebnisse der D0 und CDF Experimente sind in Abb. 1.8 dargestellt. Die Massenskala Λ_W muß eingeführt werden, um die Unitarität für anomale Kopplungen von κ, λ zu erhalten, und kann als physikalische Untergrenze für „neue Physik“ betrachtet werden.

Die Sensitivität radiativer CC–Ereignisse auf den $WW\gamma$–Vertex in der e^-p–Streuung bei HERA–Energien wurde von [Hel92] untersucht. Da bei der Untersuchung von Photonabstrahlung die Amplituden aller beitragenden Prozesse (Diagramm 1.4 (a-c) und 1.7) addiert werden müssen, um Eichinvarianz sicherzustellen, lassen sich nachgewiesene Photonen nicht einzelnen Diagrammen zuordnen. Eine Anomalie des $WW\gamma$–Vertex läßt sich somit nur über kinematische Verteilungen der Photonen messen, die von den Kopplungskonstanten κ, λ abhängig sind. Die Untersuchungen [Hel92] haben gezeigt, daß im geladenen Strom isolierte Bremsstrah-

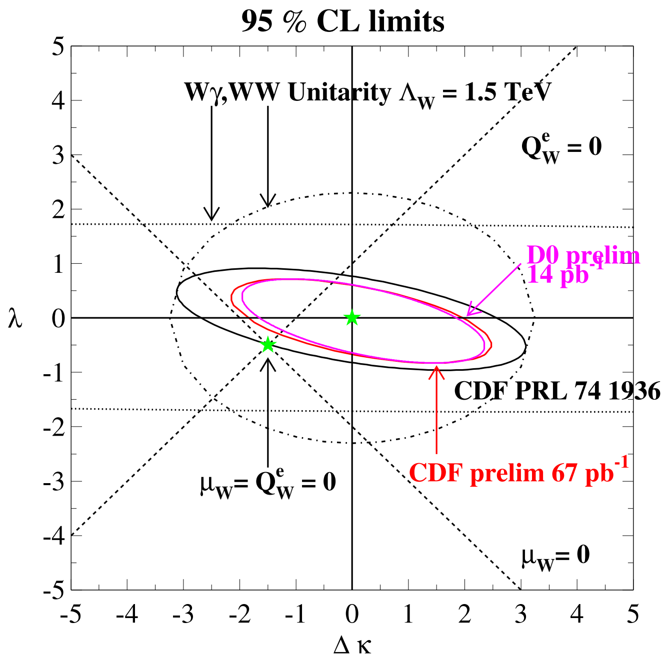


Abbildung 1.8: *Gemessene Grenzen der anomalen Kopplungskonstanten $\Delta\kappa$ und λ aus der Reaktion $p\bar{p} \to XW\gamma, XWW$ [Ben95].*

lungsphotonen mit hohem Transversalimpuls sensitiv auf den $WW\gamma$–Vertex sind. Die Verteilung des Transversalimpulses isolierter Photonen ist in Abb. 1.9 für verschiedene Kopplungskonstanten κ und λ dargestellt.

Für eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 1000$ pb^{-1} beträgt die erwartete Präzision einer Messung der Kopplungskonstanten über radiative CC–Ereignisse bei Gültigkeit der Standardmodellvorhersagen $\kappa = 1^{+1.9}_{-1.7}$ und $\lambda = 0^{+2.1}_{-1.8}$ (Fehler entsprechen 2σ–Abweichungen) [Hel92].

Die Messung radiativer CC–Ereignisse wird in Kapitel 7 untersucht, wobei ein Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozeß ermittelt wird. Aufgrund der noch zu großen statistischen Fehler ist jedoch keine Angabe von Grenzen auf anomale Kopplungen des $WW\gamma$–Vertex möglich.

1.3 $W^{\pm}$–Produktion und der $WW\gamma$–Vertex

Der Prozeß der Produktion von Vektorbosonen in der $e^{\pm}p$–Streuung wurde in [Bau89, Bau92] untersucht. $W^{\pm}$–Bosonen können bei HERA über zwei unterschiedliche Reaktionen produziert werden:

$$e^{\pm}p \to e^{\pm}XW^{\pm} \quad (\mathrm{NC})\,, \qquad e^{\pm}p \to \overset{(-)}{\nu_e} XW^{\pm} \quad (\mathrm{CC})\,. \tag{1.34}$$

In dieser Arbeit wird nur der erste Prozeß behandelt, der im Endzustand das gestreute $e^{\pm}$ besitzt. Der Wirkungsquerschnitt des zweiten Prozesses ist um etwa eine

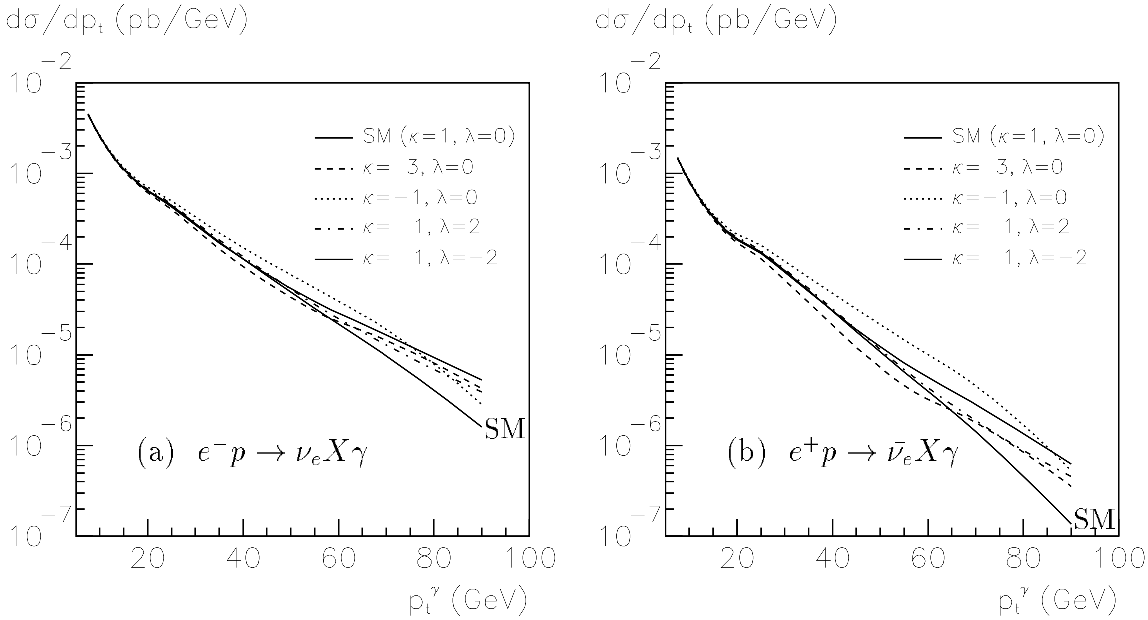


Abbildung 1.9: *Verteilungen des Transversalimpulses von Bremsstrahlungsphotonen im geladenen Strom für unterschiedliche Kopplungskonstanten κ und λ in der Reaktion (a) $e^-p \to \nu_e X\gamma$ und (b) $e^+p \to \bar{\nu}_e X\gamma$ [Hel92].*

Größenordnung kleiner und kann für die in den Jahren 1993 und 1994 aufgezeichnete Datenmenge vernachlässigt werden.

Zur Berechnung des Prozesses $e^\pm p \to e^\pm X W^\pm$ müssen insgesamt sieben Diagramme berücksichtigt werden, um Eichinvarianz sicherzustellen. Die in Abb. 1.10 (a-e) dargestellten Diagramme tragen wegen des $1/Q^4$ Verhaltens des Photonpropagators dominant zur Produktion von $W^\pm$–Bosonen bei. Der Beitrag der Diagramme 1.10 (f) und (g) ist klein, da der $W^\pm$–Propagator zweimal auftritt.

Aufgrund des dominierenden Beitrags der Diagramme mit Photonpropagator wird die Berechnung in zwei Phasenraumregionen aufgeteilt, wobei zwischen quasireellen Photonen ($Q^2 \approx 0$ GeV^2) und virtuellen Photonen ($Q^2 \gg 0$ GeV^2) unterschieden wird. Der Austausch von quasireellen Photonen kann mit Hilfe der Weizsäcker–Williams–Approximation [Wei34] berechnet werden. Durch Einführung einer Verzweigungsfunktion:

$$P_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \, \frac{1+(1-y)^2}{y} \, \log \frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} \tag{1.35}$$

kann der Prozeß auf eine Photon–Quark–Wechselwirkung zurückgeführt werden (Abb. 1.11). Q^2_{min} und Q^2_{max} sind die Q^2–Grenzen, bei der die Weizsäcker–Williams–Approximation (WWA) verwendet wird. Für $Q^2 > Q^2_{max}$ kann die W–Produktion störungstheoretisch berechnet werden.

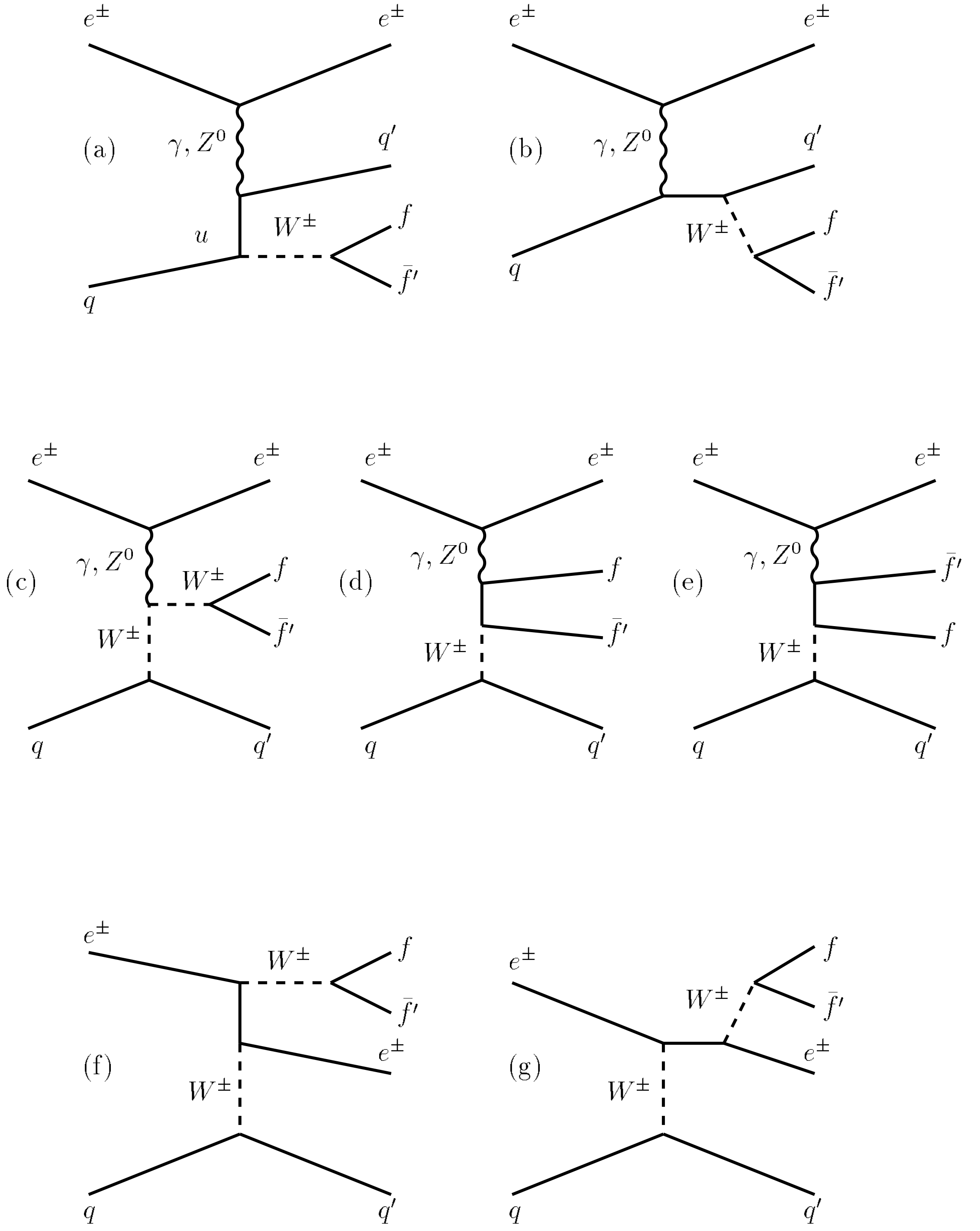


Abbildung 1.10: *Diagramme zur $W^\pm$–Produktion in der Reaktion $e^\pm p \rightarrow e^\pm X W^\pm$.*

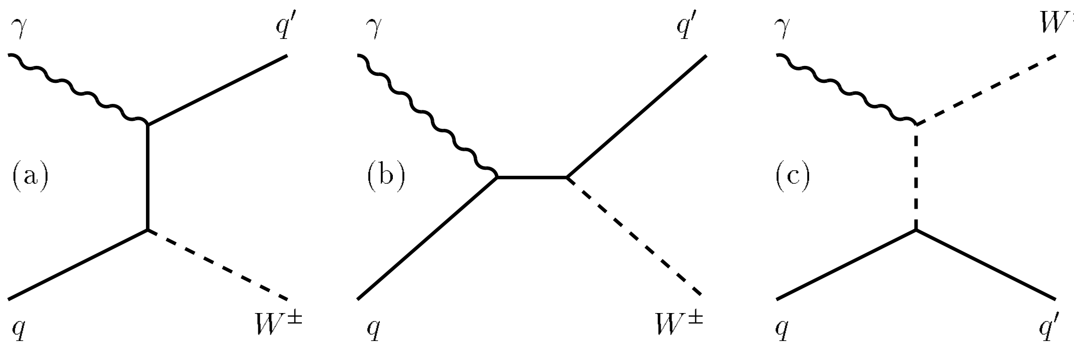


Abbildung 1.11: *Diagramme zur Berechnung der $W^{\pm}$–Produktion in der Photon–Quark–Wechselwirkung $\gamma q \to W q'$.*

In der Photon–Quarkwechselwirkung liefert das Diagramm 1.11 (a) den dominanten Beitrag, da eine Singularität im u–Kanal (u–Pol) auftritt. Für kleine Werte $u \approx 0$ befindet sich das ausgetauschte Quark auf der Massenschale. In diesem Fall spricht man auch von einer aufgelösten Struktur (*resolved*) des Photons, so daß dem Photon eine Quarkdichte zugewiesen werden kann. Diese läßt sich durch eine Photonstrukturfunktion beschreiben, wobei das $W^{\pm}$–Boson in einer Annihilation von Quarks und Antiquarks erzeugt wird, $q\bar{q} \to W$, und ein Quark dabei aus dem Photon stammt.

Das Diagramm 1.11 c) enthält den $WW\gamma$–Vertex, bei dem die Wechselwirkung zwischen Quark und Lepton sowohl vom Photon als auch vom $W^{\pm}$–Boson vermittelt wird. Dieser Beitrag wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

Der $WW\gamma$–Vertex in der Reaktion $e^{\pm}p \to e^{\pm}XW$

In Abb. 1.12 ist der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^{+}p \to e^{+}XW$ mit den leptonischen Zerfällen $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_e,\ \mu^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$ als Funktion der Variablen $\Delta\kappa$ und λ (siehe Gl. 1.31) für beide Ladungszustände des $W^{\pm}$ dargestellt. Es zeigt sich, daß sowohl der totale Wirkungsquerschnitt als auch das Verhältnis von W^{+}– und W^{-}–Produktion sensitiv auf anomale Kopplungen sind. Bei HERA wird für die Messung der Konstanten $\Delta\kappa$ im Vergleich zu λ eine höhere Genauigkeit erwartet, weil destruktive Interferenzen den Beitrag der Konstanten λ reduzieren [Bau89].

In Abb. 1.12 ist zusätzlich der Beitrag des Wirkungsquerschnitts für $p_{\perp W} >$ 10 GeV dargestellt. Durch diesen Schnitt wird der *resolved*–Beitrag (vgl. Diagramm 1.11 (a)) reduziert, wodurch die relative Meßgenauigkeit des vom $WW\gamma$–Vertex abhängigen Beitrags erhöht wird. Eine andere Möglichkeit, die Meßgenauigkeit der anomalen Kopplungskonstanten (insbesondere von λ) in der $W^{\pm}$–Produktion zu verbessern, stellt die Erhöhung der Schwerpunktenergie (höhere

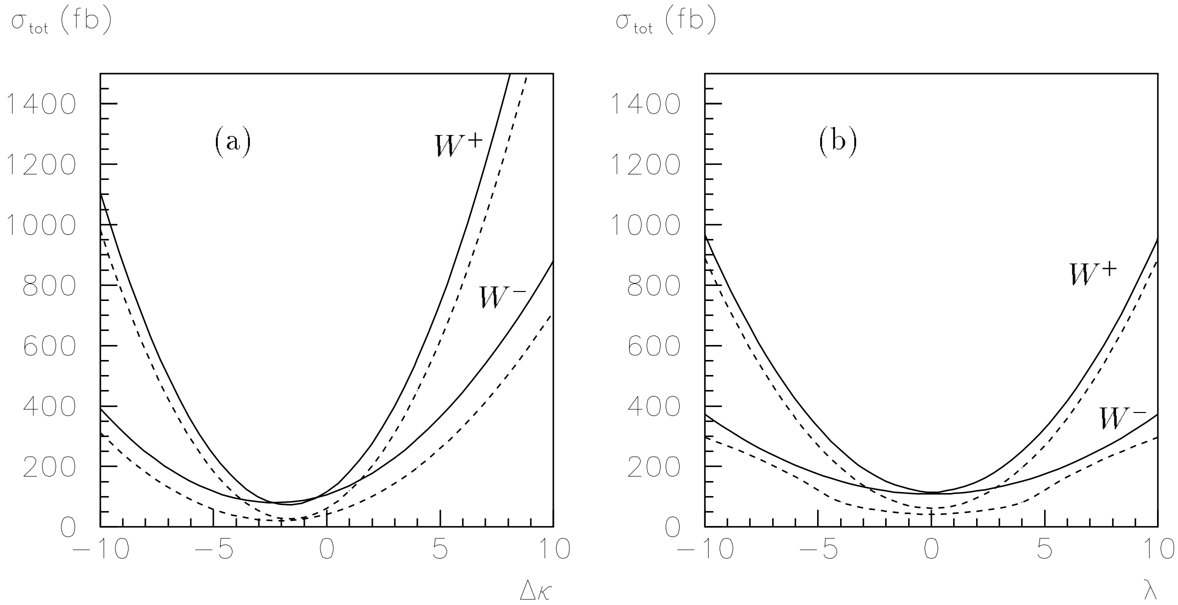


Abbildung 1.12: *Totaler Wirkungsquerschnitt der* $W^{\pm}$*–Produktion mit anschließendem leptonischen Zerfall* $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e}, \ \mu^{\pm} \overset{(-)}{\nu_\mu}$ *als Funktion der Konstanten (a)* $\Delta\kappa$ *und (b)* λ *für* $p_{\perp W} > 0$ GeV (durchgezogen) *und für* $p_{\perp W} > 10$ GeV (gestrichelt).

Strahlenergien) dar [Bau89].

In dieser Arbeit werden obere Grenzen für den Wirkungsquerschnitt der $W^{\pm}$–Produktion mit leptonischen Zerfall in $e^{\pm}$ gemessen und daraus Grenzen für die Kopplungskonstante κ abgeleitet.

Kapitel 2

Monte–Carlo–Programme

Eine einfache Möglichkeit, Streuprozesse und die Antwort der Detektoren zu simulieren, stellt die Verwendung von Monte–Carlo–Programmen (MC) dar. Diese lassen sich unterteilen in Generatoren, die die Prozesse der ep–Streuung beschreiben und in Simulationsprogramme, die die Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit der Umgebung und die detaillierten Antworten des Detektors simulieren.

Die in dieser Arbeit verwendeten MC–Generatoren zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung und der Produktion von $W^{\pm}$–Bosonen werden im weiteren erläutert und die H1–Detektorsimulation skizziert.

2.1 MC–Generatoren für tiefinelastische Streuung

2.1.1 HERACLES

HERACLES [HER92] generiert Ereignisse der tiefinelastischen Streuung für den Prozeß des neutralen und geladenen Stroms, wobei elektroschwache Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ berücksichtigt werden können (siehe Abschnitt 1.2.3). Im ersten Schritt wird der Wirkungsquerschnitt innerhalb vorgegebener kinematischer Grenzen des gestreuten Leptons nach Gl. 1.23 für NC und Gl. 1.29, 1.30 für CC berechnet. Im zweiten Schritt werden Ereignisse des Streuprozesses im Partonmodell generiert, der Prozeß wird also als elastische Streuung von Leptonen und Quarks behandelt. Ebenfalls lassen sich Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen (Korrektur der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$) generieren. QCD–Prozesse und Fragmentationseffekte werden in HERACLES nicht behandelt. Um diese Prozesse zu berücksichtigen, wurden verschiedene Programmpakete entwickelt wie z.B. DJANGO.

2.1.2 DJANGO

DJANGO Version 2.1 [DJA91] ist ein Programmpaket der MC–Generatoren:

- HERACLES 4.2,
- ARIADNE 4.1 [Lön92],
- JETSET 7.3 [Sjö87].

In ARIADNE 4.1 werden QCD–Prozesse im Rahmen des Farbdipolmodells generiert. Die Abstrahlung von Partonen eines $q\overline{q}$, qg, $\overline{q}g$, gg Farbdipols wird dabei störungstheoretisch berechnet und hängt im wesentlichen vom Transversalimpuls des neu generierten Partons ab. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis keine neuen Partonen oberhalb eines Mindesttransversalimpulses generiert werden können.

Die anschließende Fragmentation und Hadronisation des Endzustands einschließlich Teilchenzerfälle wird in JETSET 7.3 unter Verwendung des Lund–String–Modell [Sjö87] generiert. Dabei werden zwischen den Quarks und Antiquarks eines Farbsinguletts Strings gespannt, deren Energie proportional zur Länge der Strings ist. Übersteigt die Energie eines Strings eine Schwelle, so reißt der String und neue Teilchen werden erzeugt.

Der MC–Generator DJANGO6 [DJA94] ist eine erweiterte Version von DJANGO, der aus folgenden MC–Generatoren besteht:

- HERACLES 4.5,
- LEPTO 6.1 [Ing92],
- JETSET 7.4 [Sjö87].

HERACLES 4.5 und JETSET 7.4 sind neuere Versionen der in DJANGO verwendeten Generatoren, die zusätzliche Erweiterungen enthalten, die aber in dieser Arbeit nicht verwendet werden. Der Generator LEPTO 6.1 erlaubt die Wahl zwischen unterschiedlichen Modellen zur Berücksichtigung von QCD–Korrekturen. In dieser Arbeit wird DJANGO6 mit dem Farbdipolmodell (ARIADNE4.1) benutzt, wobei zusätzlich der Prozeß der Boson–Gluon–Fusion berücksichtigt wird, der in DJANGO nicht implementiert ist.

Aufgrund der unterschiedlichen Verwendung von QCD–Korrekturen werden zwischen DJANGO und DJANGO6 unterschiedliche Vorhersagen für die detaillierte Struktur des hadronischen Endzustands erwartet. Diese sind in der vorliegenden Arbeit nur von geringer Bedeutung, da nur globale Eigenschaften des hadronischen Endzustands untersucht werden [Fli96].

2.1.3 WWGAMMA

WWGAMMA [Hel92] ist ein Monte–Carlo–Generator, der zur Beschreibung des geladenen Stroms mit Photonabstrahlung in der tiefinelastischen Streuung entwickelt wurde und mögliche anomale Werte des $WW\gamma$–Vertex für die Kopplungskonstanten

$\Delta\kappa$ und λ berücksichtigt (siehe Gl. 1.31). Die harten Bremsstrahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ sind dabei vollständig implementiert. Virtuelle elektroschwache Korrekturen sind nicht berücksichtigt.

2.2 Generator für $W^{\pm}$–Produktion

Die in Abschnitt 1.3 behandelten Prozesse zur Produktion von $W^{\pm}$–Bosonen in der ep–Streuung lassen sich mit dem Monte–Carlo–Programm EPVEC [Bau89] generieren. Insgesamt gibt es fünf verschiedene Prozesse der Vektorbosonproduktion, die erzeugt werden können:

$$e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}\, XW^{\pm} \tag{2.1}$$
$$e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e}\, XW^{\pm} \tag{2.2}$$
$$e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}\, XZ^0 \tag{2.3}$$
$$e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e}\, XZ^0 \tag{2.4}$$
$$e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e}\, X\gamma \quad . \tag{2.5}$$

Die Ereignisse werden im Quarkpartonmodell generiert. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse lassen sich für verschiedene anomale Kopplungskonstanten (Gl. 1.31) berechnen.

In dieser Arbeit wurde der Prozess $ep \rightarrow eXW$ mit dem Generator EPVEC untersucht. Dabei ist die Singularität im u–Kanal zu berücksichtigen. Es muß unterschieden werden zwischen *resolved*–Prozessen mit $u < u_{cut}$, bei dem eine Photonstrukturfunktion als Eingangsparameter gewählt werden muß, und Prozessen mit $u > u_{cut}$, die auf der Berechnung von Matrixelementen basieren.

Der Wert für u_{cut} läßt sich über mehrere Größenordnungen variieren, ohne daß sich der Gesamtwirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} = \sigma_{resolved} + \sigma_{direkt}$ wesentlich ändert [Bau89]. Der Beitrag von $\sigma_{resolved}$ wird bei kleinen Werten von u_{cut} negativ. In dieser Arbeit wurde der Schnitt $u_{cut} = 2$ GeV gewählt. Bei dieser Wahl verschwindet der Anteil vom *resolved*–Beitrag und die Verwendung einer Photonstrukturfunktion ist nicht erforderlich.

2.3 Detektorsimulation

Mit Hilfe der Detektorsimulation lassen sich für MC–Ereignisse, die z.B. mit den oben beschriebenen Generatoren erzeugt worden sind, die Wechselwirkungen der generierten Teilchen mit dem Detektor und die Signalbildung nachvollziehen. Dabei werden z.B. die in den Kalorimetern deponierten Energien, das Auslösen getroffener Triggerzähler oder das Ansprechen der Spurkammerdrähte simuliert.

Zur Simulation der im Detektor aufschauernden Teilchen (Teilchenkaskaden) in den aktiven und passiven Elementen des H1–Detektors wird das Programmpaket GEANT [GEA78] verwendet. Es werden auch die während der Datennahme aktiven Triggerbedingungen überprüft und entsprechend der Triggerlogik miteinander verknüpft. Für die so simulierten MC–Ereignisse werden schließlich die gleichen Rekonstruktionsroutinen wie für die Daten angewendet, um Teilchen zu identifizieren und um kinematische Variablen eines Ereignisses zu rekonstruieren.

Kapitel 3

H1–Experiment

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über den Betriebszustand des Elektron–Proton–Speicherrings HERA in den Jahren 1993 und 1994 gegeben werden. Zur Untersuchung von Lepton–Hadron–Stössen bei HERA dienen die Detektoren H1 und ZEUS. In dieser Arbeit, die innerhalb der H1–Kollaboration entstanden ist, wird kurz auf die für die vorliegenden Analysen wichtigen Detektorkomponenten (siehe sonst [H1C93]) eingegangen.

3.1 Speicherring HERA

Am Speicherring HERA (*Hadron–Elektron–Ring–Anlage*) bei DESY werden 820 GeV Protonen mit bis zu maximal 30 GeV Elektronen bzw. Positronen (im folgenden als Leptonen bezeichnet) zur Kollision gebracht. Der Speicherring hat einen Umfang von 6.3 km, der mit maximal 220 Teilchenpaketen, bestehend aus jeweils 10^{11} Teilchen, gefüllt werden kann. Die Kollisionsrate beträgt 10.4 MHz.

Im Jahr 1993 wurde HERA mit Elektronen bei einer Strahlenergie von 26.7 GeV, 1994 mit Elektronen und Positronen bei einer Strahlenergie von 27.5 GeV betrieben. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden integrierten Luminositäten betragen (siehe Abschnitt 4.3.1) $\mathcal{L} = 0.69$ pb^{-1} für e^-p– und $\mathcal{L} = 2.7$ pb^{-1} für e^+p–Streuung. Seit Juli 1994 wird HERA aus technischen Gründen mit Positronen betrieben, da sich aufgrund geringerer Positronstrahl–Restgas–Wechselwirkungen die Strahllebensdauer und somit die Luminosität erhöht.

Die Protonpakete besitzen eine longitudinale Ausdehnung von maximal 60 cm, was zu einer Vertexverteilung des Wechselwirkungspunkts mit $\sigma_{z-Vertex} = 10$ cm führt.

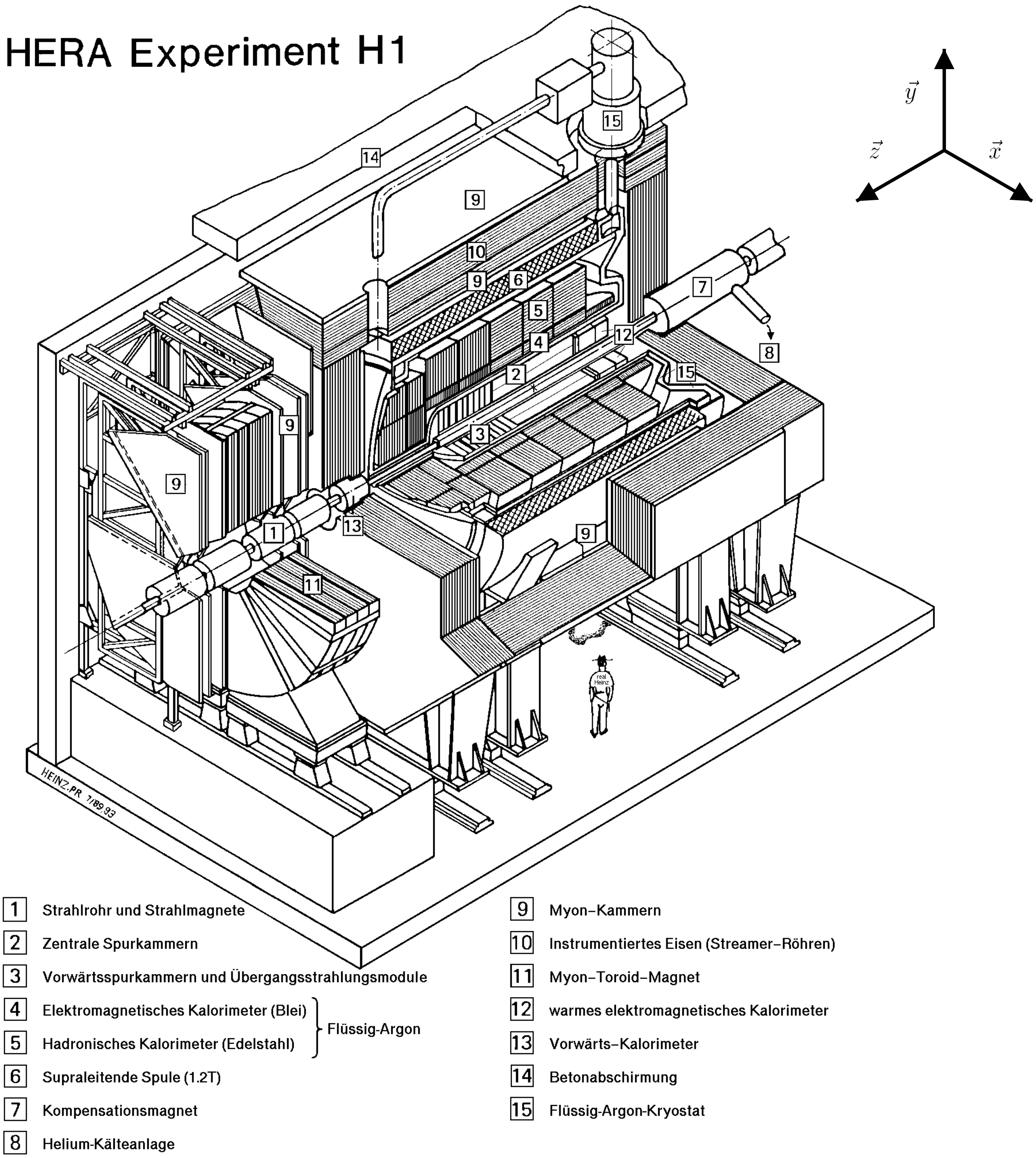


Abbildung 3.1: *Skizze des H1–Experiments.*

3.2 H1–Detektor

Das H1–Experiment besteht aus einem in z–Richtung asymmetrischen, hermetischen Detektor [H1C93], der für die Messung tiefinelastischer Streuprozesse optimiert wurde. In Abb. 3.1 sind die Komponenten des Detektors skizziert:

Der Leptonstrahl und der Protonstrahl werden im Strahlrohr $\boxed{1}$ in der Mitte des zentralen Spurkammersystems zur Kollision gebracht. Die positive z–Achse wird durch die Protonstrahlrichtung definiert ($\vartheta = 0$). Der zentrale Spurdetektor $\boxed{2}$ wird im Vorwärtsbereich durch einen Vorwärtsspurdetektor $\boxed{3}$ ergänzt. Das Spurkammersystem besteht aus Driftkammern, die zur Impulsbestimmung geladener Spuren dienen, sowie aus Proportionalkammern zur schnellen Bestimmung eines Ereignisvertex für Triggerzwecke. Der geometrische Akzeptanzbereich beträgt für den zentralen Spurdetektor (CJC) etwa $20° < \vartheta < 160°$. Durch Hinzunahme der Vorwärtsspurkammern (FTD) erweitert sich die geometrische Akzeptanz bis $\vartheta > 5°$. Das Magnetfeld von etwa 1.2 T wird von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ erzeugt, die das Flüssig–Argonkalorimeter (LAr–Kalorimeter) [H1K93] umgibt.

Das LAr–Kalorimeter ist unterteilt in ein elektromagnetisches Kalorimeter $\boxed{4}$ mit einer Tiefe von etwa 20 Strahlungslängen und ein hadronisches Kalorimeter $\boxed{5}$ mit einer Tiefe von 4-8 hadronischen Wechselwirkungslängen. Das Kalorimeter ist in ungefähr 45000 Zellen unterteilt, die einzeln ausgelesen werden. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt $\sigma_E(E)/E \approx 0.11/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.01$ und die des hadronischen Teils $\sigma_H(E)/E \approx 0.50/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.02$. Die absoluten Energieskalen sind mit einer Genauigkeit von 2% (elektromagnetisch) und 4% (hadronisch) [Fli96] kalibriert. Das LAr–Kalorimeter überstreicht den Polarwinkelbereich von $4° - 153°$. Die Zellgröße der innersten Lage des elektromagnetischen Teils beträgt typischerweise $4 - 10$ cm in r, φ, z–Richtung. Das LAr–Kalorimeter besteht aus acht in z–Richtung konzentrischen Rädern, die in φ–Richtung jeweils in acht Oktanten unterteilt sind. Es ist so konstruiert, daß zwischen den einzelnen Modulen im hadronischen Kalorimeter zwar Lücken in z–Richtung, aber keine in φ–Richtung auftreten. Im elektromagnetischen Teil gibt es Lücken sowohl in z– als auch φ–Richtung.

Im rückwärtigen Teil des Detektors $\vartheta > 151°$ befindet sich das warme elektromagnetische Kalorimeter (*BEMC*) $\boxed{12}$, das zum Nachweis des gestreuten Leptons bei kleinen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \lesssim 100$ GeV^2) dient. In dieser Arbeit wird es zum Nachweis abgestrahlter Photonen verwendet. Es besteht aus 16×16 cm^2 großen Blei–Szintillator–Modulen, die über Wellenlängenschieber ausgelesen werden. Die Energieauflösung für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 0.03$, die Energieskala ist mit einer Genauigkeit von 1% kalibriert.

Das Myonsystem $\boxed{9}$,$\boxed{10}$ besteht aus einem Eisenjoch, das der Rückführung des Magnetfelds dient und mit Streamerrohrkammern zur Messung minimalionisierender

Teilchen instrumentiert worden ist. Aus der digitalen Information angesprochener Drähte werden sogenannte Eisenspuren rekonstruiert. Zusätzlich dient das Myonsystem als *Tail–Catcher*, da über Influenzstreifen die Ionisationsenergien durchquerender Teilchen gemessen werden. Damit ist man in der Lage, die Energie von Teilchenschauern zu ermitteln, die nicht vollständig im LAr–Kalorimeter enthalten sind. In dieser Arbeit wird der Myondetektor hauptsächlich zur Erkennung von durch Myonen induzierten Untergrundereignissen wie z.B. Höhenstrahlungsereignissen verwendet. Außerdem werden hochenergetische Myonen zum Nachweis von $W^{\pm}$–Produktion mit myonischem Zerfall untersucht.

Das Luminositätssystem ist im HERA–Tunnel in Elektronstrahlrichtung untergebracht (nicht abgebildet) und mißt den Prozeß der Kleinwinkelbremsstrahlung: $e^{\pm}p \to e^{\pm}p\gamma$ [H1C95d]. Dabei wird das gestreute Lepton im Elektrondetektor bei $z = -33.4$ m (*Elektrontagger*) und das abgestrahlte Photon bei $z = -102.9$ m (Photondetektor) nachgewiesen. Die Meßgenauigkeit des Luminositätssystems betrug 1.5% im Jahr 1994 und 3.5% im Jahr 1993.

3.3 Datennahme

In diesem Abschnitt wird die Datennahme und die Funktionsweise des H1–Triggers skizziert. An die Trigger werden hohe Anforderungen gestellt, weil aus der Kollisionsrate zwischen Protonpaketen und Leptonpaketen von 10.4 MHz die physikalisch interessanten Prozesse, etwa $10^{-7} - 10^{-5}$ Hz für elektroschwache Prozesse, identifiziert und Untergrundreaktionen weitgehend unterdrückt werden müssen.

Um diese Aufgabe zu bewältigen, wird am H1–Experiment ein mehrstufiger Trigger (L1–L4) verwendet, der die Eingangsereignisrate reduziert und physikalisch interessante Ereignisse von Untergrundereignissen (Strahlgasereignisse, Strahlwanderereignisse, Höhenstrahlungsereignisse, siehe Abschnitt 4.1) trennt.

Die erste Triggerstufe führt im Mittel nach nur etwa 2 μs eine Triggerentscheidung herbei. Durch eine schnelle Entscheidungsfindung und die Reduktion der Ausgangsrate auf etwa $30 - 40$ Hz wird die experimentelle Totzeit gering gehalten. Triggersignale einzelner Detektorkomponenten (Triggerelemente) werden dabei zu sogenannten Subtriggern verknüpft, die auf verschiedene Ereignisklassen sensitiv sind.

Die Triggerstufe L4 besteht aus 30 RISC Prozessoren, die bereits eine vorläufige Rekonstruktion des gesamten Ereignisses vornehmen und schnelle Analyseroutinen und Verifikationsschnitte zur weiteren Untergrundreduktion verwenden. Es lassen sich kinematische Variablen berechnen und globale Ereigniseigenschaften zur Untergrunderkennung verwenden.

In den Jahren 1993 und 1994 betrug die typische Ausgangsrate der Stufe L4 etwa $5 - 10$ Hz. Die Triggerstufen L2 und L3 wurden bislang nur zu Testzwecken verwendet und waren noch nicht aktiv.

Im folgenden werden die zur Messung von elektroschwachen Prozessen benötigten L1–Trigger beschrieben.

3.3.1 CC–Trigger

CC–Ereignisse lassen sich durch einen hohen fehlenden Transversalimpuls im Ereignis detektieren (siehe Abschnitt 4.1), der durch das nicht nachweisbare Neutrino entsteht. Dieser kann im LAr–Kalorimeter gemessen und zur Herbeiführung einer L1–Triggerentscheidung verwendet werden. Um Untergrund zu reduzieren, werden mehrere Triggerbedingungen (Triggerelemente) miteinander verknüpft.

$$\text{CC–Trigger} \;=\; [V\text{–Trigger}] \;\wedge\; [z\text{-Vertex-}t_0] \;\wedge\; \overline{[TOF - \text{Vetosignal}]} \qquad (3.1)$$

Die Funktionsweisen der verwendeten Triggerelemente werden kurz skizziert.

V–Trigger

Zur Erkennung eines fehlenden Transversalimpulses in CC–Ereignissen läßt sich aus einer groben Segmentierung der im LAr–Kalorimeter deponierten Energien ein sogenanntes $V_{trigger}$–Signal berechnen. Zuerst werden die analogen Signale mehrerer Kanäle zu sogenannten *Trigger–Towern* (TT) zusammengefaßt. Die so erhaltenen Signale werden dann mit FADC's (*flash analog to digital converter*) digitalisiert und anschließend zu *Big–Towern* (BT) zusammengefaßt. Dabei werden Schwellen gegen elektronisches Rauschen und Untergrundereignisse (z.B. Strahlgasereignisse, siehe Abschnitt 4.1) eingeführt, die sowohl auf die analogen TT–Signale (AGM–Schwelle) als auch auf die digitalisierten Signale (BT–Schwelle) angewendet werden.

Nach einer Gewichtung der BT entsprechend ihres Polarwinkels ϑ zur Strahlwechselwirkungszone werden die BT–Energien aufsummiert:

$$(E_i^{BT})_x = E_i^{BT} \sin(\vartheta_i)\cos(\varphi_i) \quad , \qquad (3.2)$$

$$(E_i^{BT})_y = E_i^{BT} \sin(\vartheta_i)\sin(\varphi_i) \quad . \qquad (3.3)$$

Der fehlende Transversalimpuls $V_{trigger}$ ergibt sich gemäß (vgl. Gl. 4.3):

$$V_{trigger} = \sqrt{(\sum_{\mathrm{BT}\ i} (E_i^{BT})_x)^2 + (\sum_{\mathrm{BT}\ i} (E_i^{BT})_y)^2} \quad . \qquad (3.4)$$

Bei den für diese Analyse verwendeten Daten wurden Triggerschwellen verwendet, die im Jahr 1993 einem fehlenden Transversalimpuls von etwa 3 GeV und im Jahr 1994 einem fehlenden Transversalimpuls von etwa 6 GeV entsprachen. Eine genauere Beschreibung der LAr–Triggerlogik findet sich in [Hap94, Bün95, Car95].

z-Vertex-t_0–Trigger

Der z-Vertex-t_0–Trigger besteht aus Proportionalkammern des zentralen und des Vorwärtsspurkammersystems. Diese liefern schnell grobe Ortsinformationen der durchquerenden Teilchen. Aus den vier zylindrischen Proportionalkammern des zentralen Spurdetektors wird ein Triggersignal gebildet, wenn Kammern in mindestens drei Lagen angesprochen haben. Dabei muß der Teilchendurchgang aus der Vertexregion $\Delta z = \pm 40$ cm herrühren. Die geometrische Akzeptanz des zentralen Spurkammertriggers beträgt $25° < \vartheta < 155°$.

Auch die Proportionalkammern des ersten Moduls im Vorwärtsspurkammersystem können in Koinzidenz mit der inneren zentralen Proportionalkammer ein Zeitsignal bilden. Dadurch wird die Akzeptanz in Vowärtsrichtung auf $\vartheta \gtrsim 15°$ erweitert.

Flugzeitsystem

Die Szintillatoren des Flugzeitsystems (*TOF*) sind in Elektronstrahlrichtung vor dem *BEMC* als Hodoskop um das Strahlrohr angeordnet. Ein Vetosignal wird bei Teilchendurchgängen außerhalb des erlaubten Zeitfensters gegeben, welches durch den Strahlwechselwirkungszeitpunkt definiert ist. Es dient typischerweise zur Erkennung von Strahlgas– bzw. Strahlwandwechselwirkungen, die bereits außerhalb des Detektors stattgefunden haben.

3.3.2 NC–Trigger

Zum Nachweis von NC–Ereignissen mit hohem Q^2 bzw. hohen transversalen Energien werden folgende L1–Trigger verwendet [Car95]:

- ***LAr–Elektron*–Trigger** zum topologischen Nachweis des gestreuten Leptons im *LAr*–Kalorimeter. Es wird eine Mindestenergie (etwa 6 GeV) in einem Trigger–Tower im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters verlangt. Gleichzeitig darf eine Maximalenergie in dem dahinterliegenden hadronischen Trigger–Tower nicht überschritten werden.

- ***LAr*–$\boldsymbol{E_{trans}}$–Trigger**, der ähnlich dem V–Trigger aus den im *LAr*–Kalorimeter deponierten Energien die skalare Summe aller Transversalenergien (vgl. Gl. 4.4) bildet. Zur Auslösung eines Triggersignals muß die transversale Energie bestimmte Schwellwerte (etwa 8 GeV) überschreiten.

Beide Triggerbedingungen werden noch mit Zeitsignaltriggern, deren Informationen entweder aus dem *LAr*–Kalorimeter oder aus den Spurtriggern stammen, und einem *TOF*–Vetosignal kombiniert.

3.3.3 Synchronisation der L1–Trigger

Das H1–Triggersystem ist mehrstufig aufgebaut. Um die Totzeiten bei Triggerentscheidungen zu minimieren, werden in der Stufe L1 die Daten in einer Hardwarepipeline gespeichert. Liegt innerhalb von 2.3 μs eine Triggerentscheidung vor, so wird die Pipeline gestoppt und das Ereignis zur weiteren Triggerentscheidung an die Stufe L2 weitergereicht.

Aufgrund von Schwierigkeiten bei der Synchronisation einiger Subtrigger kann es passieren, daß die Pipeline zu früh gestoppt wird. Das führt dazu, daß Ereignisse in der falschen Zeitscheibe ausgelesen werden. Da sich Ereignisse, die eine Zeitscheibe zu früh ausgelesen werden, trotzdem vollständig rekonstruieren lassen, wurde dieser Effekt nachträglich korrigiert. Daher werden für die Selektion nicht nur Ereignisse akzeptiert, die in der ausgelesen Zeitscheibe (BC=0) die geforderte Triggerbedingung erfüllen. Es fanden auch solche Daten Verwendung, die die Triggerbedingung einen Strahlwechselwirkungszeitpunkt später (BC=1) erfüllen. Dadurch konnte die Triggerwahrscheinlichkeit nachträglich um etwa 5% erhöht werden. Eine genaue Diskussion befindet sich im Anhang A.1.

3.3.4 Filterfarm L4

Die Triggerstufe L4 ist als Software–Trigger realisiert und ermöglicht die Anwendung programmierbarer Routinen zur Untergrunderkennung, die in Abhängigkeit des ausgelösten L1–Triggers verwendet werden.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse werden Verifikationsschnitte auf deponierte Energien im LAr–Kalorimeter sowie einfache Vertex– und Spurqualitätsschnitte gemacht. Diese dienen in erster Linie der Unterdrückung von Strahlgas– und Strahlwandwechselwirkungen. Außerdem werden Routinen zur Erkennung von Höhenstrahlungsereignissen und Halo–Myonereignissen zur Reduktion des Untergrunds verwendet.

Die auf Triggerstufe L4 benutzten Untergrundschnitte stellen eine Untermenge der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Schnitte dar und brauchen deswegen nicht explizit behandelt zu werden.

Kapitel 4

Ereignissignaturen und Vorselektion

In diesem Kapitel werden die Signaturen der in der vorliegenden Arbeit behandelten elektroschwachen Prozesse diskutiert. Der Nachweis erfolgt hauptsächlich über die Erkennung von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen. Die Vorselektion der Daten und weitere allgemeine Analyseschnitte zur Untergrundreduzierung werden beschrieben.

4.1 Ereignissignaturen

Die wichtigsten Transversalimpulsverteilungen der untersuchten Prozesse sind in Abb. 4.1 dargestellt und lassen sich folgendermaßen charakterisieren:

- **CC–Ereignisse**: In der CC–Reaktion der tiefinelastischen Streuung besitzt das gestreute Neutrino hohe Transversalimpulse (Abb. 4.1), was hohen Werten von Q^2 entspricht ($Q^2 > p_\perp^2$, siehe Gl. 1.13). Die $p_\perp$–Verteilung ist relativ flach. Dieser Prozeß läßt sich über den sogenannten fehlenden Transversalimpuls nachweisen, der durch das nicht nachgewiesene Neutrino entsteht. Ein CC–Ereignis, das einen sehr hohen fehlenden Transversalimpuls besitzt und im Jahre 1994 aufgezeichnet wurde, ist in Abb. 4.2 dargestellt.

- **NC–Ereignisse**: In der NC–Reaktion der tiefinelastischen Streuung fällt die $p_\perp$–Verteilung des gestreuten Leptons steil ab (Abb. 4.1). Für $p_\perp \approx M_W, M_Z$ erwartet man für die CC– und NC–Reaktion etwa gleiche Wirkungsquerschnitte. Der Prozeß läßt sich über die Identifikation eines geladenen elektromagnetischen Schauers vom gestreuten Lepton $e^\pm$ nachweisen. Es werden nur Leptonen berücksichtigt, die in das LAr–Kalorimeter gestreut werden, was einem minimalen Impulsübertrag von $Q^2 \gtrsim 100$ GeV^2 entspricht. Ein typisches NC–Ereignis, das im Jahre 1994 aufgezeichnet wurde, ist in Abb. 4.3 dargestellt.

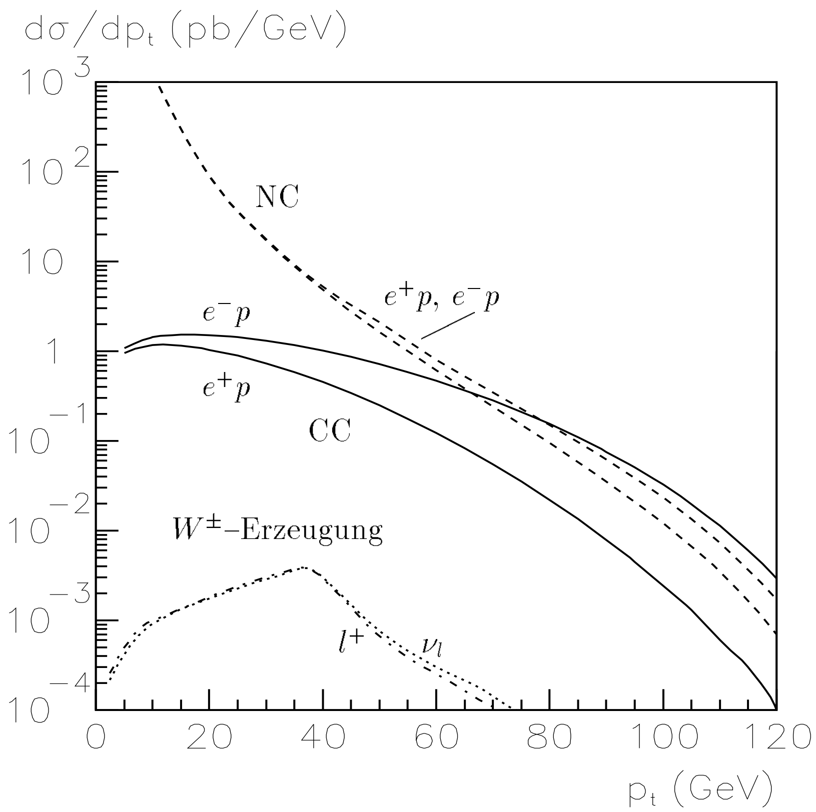


Abbildung 4.1: *Tiefinelastische Streuung: Transversalimpuls gestreuter Leptonen in CC–* (durchgezogen) *und in NC–Ereignissen* (gestrichelt) *für* e^+p*– und* e^-p*–Streuung. W–Produktion: Transversalimpuls vom geladenen Lepton* (gestrichelt+gepunktet) *und Neutrino* (gepunktet) *beim Zerfall* $W^+ \to l^+\nu$.

- **$W^\pm$–Produktion:** Der Prozeß der $W^\pm$–Produktion mit anschließendem leptonischen Zerfall ist durch einen hohen fehlenden Transversalimpuls aufgrund des nicht nachgewiesenen Neutrinos und durch die Existenz eines geladenen Leptons mit hohem Transversalimpuls charakterisiert (Abb. 4.1). Der geringe Unterschied in den Verteilungen vom l^+ und vom Neutrino ν_e ist auf die transversale Polarisation des produzierten $W^\pm$–Bosons zurückzuführen. Aufgrund der $(V-A)$–Kopplung wird beim $W^\pm$–Zerfall das Neutrino im Ruhesytem des $W^\pm$–Bosons vorzugsweise in Flugrichtung des $W^\pm$–Bosons (vom Schwerpunktsystem der Reaktion gesehen) emittiert , wodurch es im Mittel höhere Transversalimpulse erhält als das l^+ . Die Identifikation des geladenen Leptons erfolgt entweder über die Erkennung eines elektromagnetischen Schauers ($e^\pm$) oder über den Nachweis eines minimalionisierenden Teilchens ($\mu^\pm$).

- **Photonabstrahlung in DIS:** Photonabstrahlung in tiefinelastischen Ereignissen läßt sich über den Nachweis von Photonen (ungeladene elektromagnetische Schauer im Kalorimeter) bei gleichzeitigem Nachweis des gestreuten Leptons nachweisen. Der Wirkungsquerschnitt der CC–Reaktion mit hochenergetischen Photonen hängt von der Kopplung des $WW\gamma$–Vertex ab (Abschnitt. 1.2.3) und erlaubt somit die Messung der Kopplungskonstanten.

Die Untergrundreaktionen, der in dieser Arbeit betrachteten Prozesse, lassen sich in Untergrund, der nicht aus ep–Wechselwirkungen stammt, und Photoproduktionsuntergrund unterteilen. Diese Prozesse können Teilchen mit hohen Transversalimpulsen besitzen oder vortäuschen. Bei der Untersuchung insbesondere von CC–Kandidaten war die Berücksichtigung der folgenden Untergrundquellen notwendig:

- **Photoproduktion:** Als Photoproduktion wird der Prozeß des neutralen Stroms bezeichnet, bei dem das ausgetauschte Photon quasireell ist $Q^2 \approx 0$ GeV^2. Diese Ereignisse lassen sich näherungsweise als Streuung eines reellen Photons am Proton auffassen (γp–Ereignis). Der totale Wirkungsquerschnitt ist wegen der $1/Q^4$ Abhängigkeit des Photonpropagators hoch und beträgt $\sigma_{\gamma p}^{tot} \approx 150\ \mu$b [H1C95e, ZEU94b]. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts müssen relativ selten auftretene Fluktuationen von γp–Ereignissen in Signaturen berücksichtigt werden, die denen von CC– oder NC–Ereignissen ähnlich sind. Ein γp–Ereignis, das einen hohen fehlenden Transversalimpuls (CC–Signatur) besitzt (vgl. Abschnitt 5.1.4), ist in Abb. 4.4 dargestellt.

- **Höhenstrahlungsereignisse:** Atmosphärische Schauer oder einzelne hochenergetische Myonen, die im Detektor durch Bremsstrahlung einen elektromagnetischen Schauer induzieren, deponieren im Detektor genügend Energie, um entweder hohe fehlende Transversalimpulse oder ein gestreutes Lepton vorzutäuschen.

- **Halo–Myon–Ereignisse:** Myonen, die bei Strahlwand– bzw. Strahlgasereignissen durch eine hadronischen Wechselwirkung weit vor dem H1–Detektor entstehen, laufen parallel zur Protonstrahlachse gleichzeitig mit dem Protonstrahl in den Detektor ein und können elektromagnetische Schauer induzieren. Sie besitzen im Gegensatz zu ep–Wechselwirkungen einen Ereignisvertex außerhalb des H1–Detektors, was als Unterscheidungsmerkmal dient.

- **Strahlwand– bzw. Strahlgasereignisse:** Durch Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasteilchen oder mit dem Strahlrohr, den Kollimatoren oder den Magneten vor und im Bereich des Detektors entstehen Schauer, die teilweise oder ganz im Detektor gemessen werden. Durch Akzeptanzverluste, Energiefluktuationen und durch Berechnung der Kinematik im falschen Bezugssystem (falsche z–Vertexposition) können fehlende Transversalimpulse

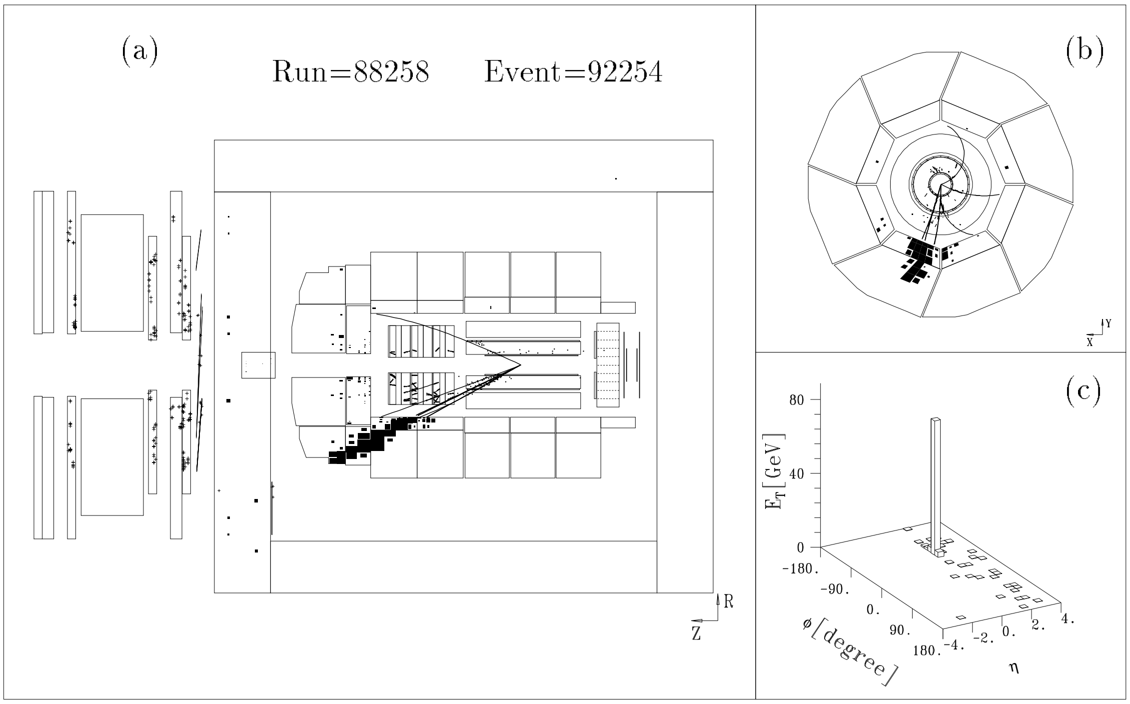


Abbildung 4.2: *CC–Ereignis mit* $V = 81.7$ GeV *und* $Q^2 = 10540$ GeV^2.

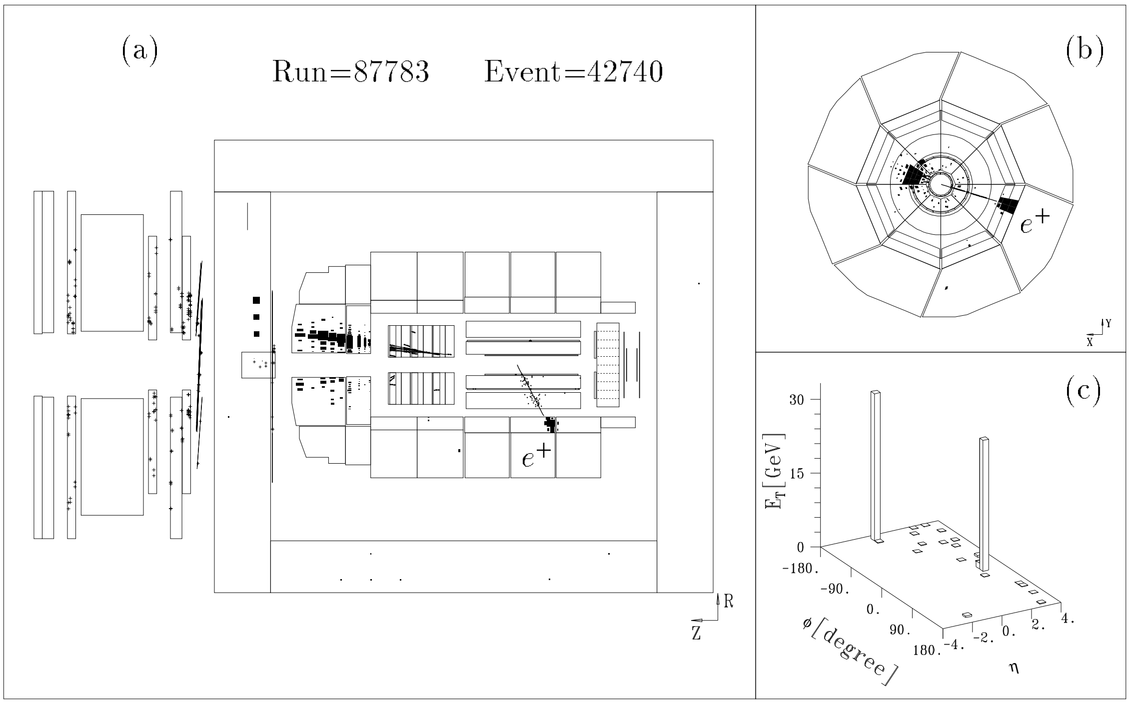


Abbildung 4.3: *Typisches NC–Ereignis mit* $V_{had} = 28$ GeV.

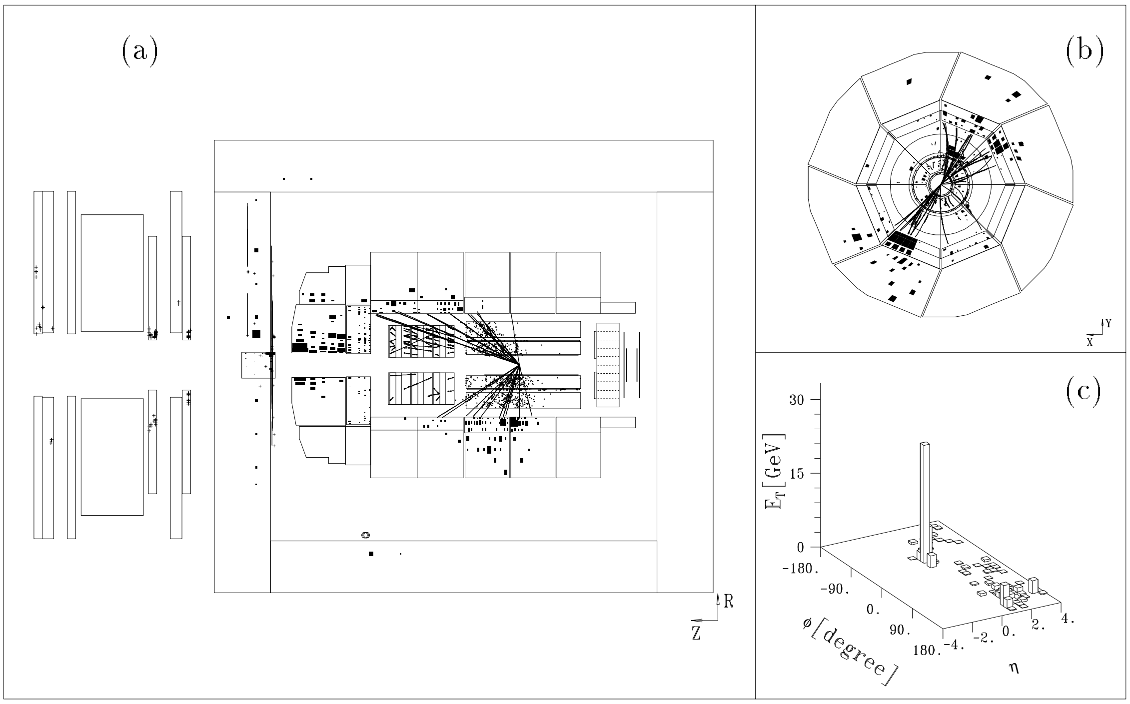


Abbildung 4.4: *γp–Ereignis mit einer stark verschmierten Energiemessung im LAr–Kalorimeter (fehlender Transversalimpuls V = 20 GeV). Das gestreute Positron wurde im Elektrontagger nachgewiesen und besitzt eine Energie von E_{tag} = 11 GeV.*

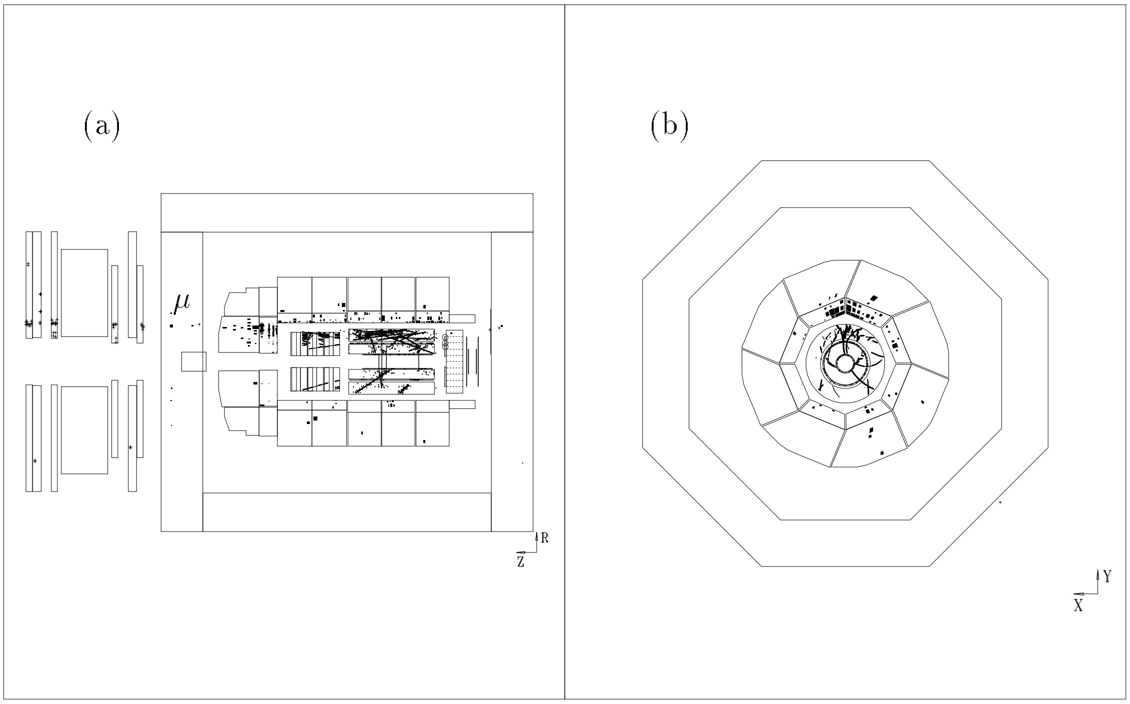


Abbildung 4.5: *Visuell identifiziertes Halo–Myon–Ereignis in Überlagerung mit einem Strahlgas– bzw. Strahlwandereignis.*

vorgetäuscht werden. Ein Ereignis, das aus der Überlagerung eines Halo–Myon–Ereignisses mit einem Strahlgas– bzw. Strahlwandereignis hervorgeht, ist in Abb. 4.5 dargestellt. Es besitzt eine deutlich erkennbare Myonsignatur parallel zur Strahlachse.

Im weiteren wird der Nachweis elektroschwacher Prozesse und deren Klassifizierung beschrieben. Allgemein verwendete Schnitte zur Untergrundreduzierung werden vorgestellt.

4.1.1 Nachweis von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls

Es ist nützlich, zur Klassifizierung und Selektion von Ereignissen mit fehlenden Transversalimpulsen bzw. hohen Transversalenergien die kinematischen Größen V und S einzuführen. V ist der mit dem LAr–Kalorimeter gemessene, vektoriell aufsummierte Transversalimpuls des Ereignisses. Er ist gegeben durch:

$$(E_{cell})_x = \sum_{\text{Zellen } i} E_i \sin\vartheta_i \cos\varphi_i \quad , \tag{4.1}$$

$$(E_{cell})_y = \sum_{\text{Zellen } i} E_i \sin\vartheta_i \sin\varphi_i \quad , \tag{4.2}$$

$$V = \sqrt{(E_{cell})_x{}^2 + (E_{cell})_y{}^2} \quad . \tag{4.3}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Zellen im LAr–Kalorimeter, wobei ϑ_i und φ_i ausgehend vom rekonstruierten Ereignisvertex (siehe auch Abschnitt 4.3.3) die Richtung der Zelle angeben. $\boldsymbol{V}$ gibt den **fehlenden Transversalimpuls** an. $\boldsymbol{S}$ bezeichnet die **transversale Gesamtenergie**, die durch eine skalare Aufsummierung von Zellenergien berechnet wird:

$$S = \sum_{\text{Zellen } i} E_i \sin\vartheta_i \quad . \tag{4.4}$$

Es gilt $S > V$. Mit Hilfe des fehlenden Transversalimpulses V und der transversalen Gesamtenergie S lassen sich viele der in dieser Arbeit diskutierten Prozesse klassifizieren.

In Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos ist der fehlende Transversalimpuls näherungsweise gegeben durch:

$$V \approx p_\perp^\nu \quad , \tag{4.5}$$

wobei bei der Energiemessung Verschmierungen eingehen. Diese Beziehung wird zur Identifikation von CC–Ereignissen und von leptonischen Zerfällen von $W^\pm$–Bosonen verwendet. In CC–Ereignissen gilt außerdem:

$$V \lesssim S \quad . \tag{4.6}$$

Das Verhältnis beider Größen hängt dabei im wesentlichen von QCD–Prozessen und Fragmentationseffekten ab, die die transversale Energie S erhöhen.

Das Verhältnis V/S kann zur Erkennung von Untergrundprozessen (z.B. Photoproduktion) benutzt werden, die bei perfekter Rekonstruktion der Kinematik keinen fehlenden Transversalimpuls V besitzen würden, bei denen aber aufgrund großer Fluktuationen oder Akzeptanzverluste bei der Energiemessung hohe fehlende Transversalimpulse V vorgetäuscht werden. Typischerweise besitzen solche Ereignisse ein kleines Verhältnis von V/S (siehe Abschnitt 5.1.4).

4.1.2 Identifikation des gestreuten Leptons

Im Rahmen dieser Arbeit werden Ereignisse untersucht, die ein gestreutes Lepton ($e^{\pm}$) im LAr–Kalorimeter aufweisen. Ausgehend von Energiedepositionen im Kalorimeter werden elektromagnetische Schauer selektiert. Als Hauptkriterium ihrer Erkennung dient die transversale Größe der Energiedeposition. Der Vorteil gegenüber anderen Methoden, die die longitudinale Schauerausdehnung zur Erkennung verwenden [Mer94], besteht darin, daß sich elektromagnetische Schauer ebenfalls im hadronischen Teil des LAr–Kalorimeters identifizieren lassen. Dadurch werden die Schauer auch in den φ–Lücken zwischen den einzelnen Oktanten des elektromagnetischen Kalorimeters erkannt, wo sie sich typischerweise weit in das hadronische Kalorimeter ausbreiten.

Eine vom Azimut φ unabhängige Leptonidentifikation stellt sicher, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die später verwendete Selektion des hadronischen Endzustands (CC) auch in den Lücken des LAr–Kalorimeters richtig bestimmt werden (Abschnitt 5.3). Dieser Zusammenhang besteht, weil für die Ermittlung der CC–Nachweiswahrscheinlichkeiten NC–Ereignisse verwendet werden und sich der hadronische Endzustand typischerweise transversal entgegengesetzt vom gestreuten Lepton befindet.

Im folgenden wird die Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer und die Spur–Cluster–Verbindung beschrieben, die zur Identifikation eines Leptonkandidaten benötigt werden.

Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer

Zur Identifikation von elektromagnetischen Schauern werden zunächst drei Größen eingeführt, $M_{\perp}$, $A_{\perp}$, E_{had}^{out}/E^{in}, die näher erläutert werden.

Bei der Rekonstruktion von Teilchen im LAr–Kalorimeter werden ausgehend von einzelnen Zellen sogenannte Cluster aus benachbarten Zellen gebildet, wobei die Zellen eine Energiedeposition oberhalb eines typischen Rauschsignals besitzen müssen. Die Position eines Clusters ist durch das energiegewichtete Mittel aller

Positionen der Zellen eines Clusters bestimmt:

$$\vec{r}_{cluster} = \sum_{\text{Zellen } i} \vec{r}_i \, \frac{E_i}{E_{cluster}} \quad . \tag{4.7}$$

Zur Berechnung wird die sogenannte elektromagnetische Energieskala verwendet, die alle Materialkorrekturen beinhaltet, aber keine Wichtung für hadronische Teilchen enthält [1].

Seien $\vec{r}_{cluster}$ der Ortsvektor eines Clusters und $\vec{r}_i$ der Ortsvektor einer Zelle i (Clusterzellen eingeschlossen) und $\vec{a}_{cluster}$ bzw. $\vec{a}_i$ die dazugehörigen Einheitsvektoren, dann werden die (bzgl. der Clusterrichtung) transversale Masse $M_\perp$ und transversale Größe $A_\perp$ des Clusters wie folgt definiert:

$$M_\perp = \sqrt{\left(\sum_{\text{Zellen } j} |\vec{a}_{\perp_j}| \, E_j\right)^2 - \left(\sum_{\text{Zellen } j} \vec{a}_{\perp_j} \, E_j\right)^2} \quad , \tag{4.8}$$

$$A_\perp = \sqrt{\left(\sum_{\text{Zellen } j} |\vec{a}_{\perp_j}|\right)^2 - \left(\sum_{\text{Zellen } j} \vec{a}_{\perp_j}\right)^2} \quad , \tag{4.9}$$

mit

$$|\vec{a}_{\perp_j}| = |\vec{a}_j \times \vec{a}_{cluster}| = \sin \sphericalangle(\vec{a}_j, \vec{a}_{cluster}) < \sin 0.2 \quad . \tag{4.10}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Zellen in der Umgebung des Clusterschwerpunkts. Die beiden Größen $M_\perp$ und $A_\perp$ sind ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers.

Die Definition der transversalen Clustermasse geschieht in Anlehnung an [Hap94]. Allerdings wird die Clustermasse in Projektion senkrecht zur Teilchenrichtung berechnet, wobei alle Zellen innerhalb eines Konusses mit einem Öffnungswinkel von 0.2 rad (11.5°) einbezogen werden.

Als dritte Größe wird ein Kriterium zur Beschreibung des hadronischen Energieanteils in der Umgebung eines Clusters definiert. Dazu werden zwei Zylinder mit Radien von 10 cm bzw. 25 cm um die Clusterrichtung ($\vec{r}_{cluster}$) gelegt. Die folgenden Energiedepositionen werden in den Zylindern berechnet:

$$E^{in} = \sum_{\text{alle Zellen } k} E_k \quad \text{mit} \quad r_{\perp k} < 10 \text{ cm} \quad , \tag{4.11}$$

$$E^{out}_{had} = \sum_{\text{had. Zellen } k} E_k \quad \text{mit} \quad 10 \text{ cm} < \mathrm{r_{\perp k}} < 25 \text{ cm} \quad , \tag{4.12}$$

[1] Das LAr–Kalorimeter ist nicht kompensierend. Hadronen deponieren etwa 60% der Energie, die Elektronen gleicher Energie im LAr–Kalorimeter deponieren.

wobei $r_\perp$ analog zu Gl. 4.10 definiert ist.

Mit Hilfe dieser oben definierten Meßgrößen werden folgende Kriterien zur Selektion von elektromagnetischen Schauern ausgewählt:

- es werden nur Cluster mit einer **Mindestenergie** von 2 GeV betrachtet:

$$E_{cluster} > 2 \text{ GeV} \tag{4.13}$$

- die **transversale Masse** des Clusters muß folgende Beziehung erfüllen:

$$\begin{aligned} M_\perp &< 3.75 \text{ GeV } \log\left(1 + \frac{\mathrm{E_{cluster}}}{55 \text{ GeV}}\right) \quad \text{für } \mathrm{E_{cluster}} > 10 \text{ GeV} \quad (4.14) \\ M_\perp &< 0.626 \text{ GeV} \quad \text{für } \mathrm{E_{cluster}} < 10 \text{ GeV} \quad (4.15) \end{aligned}$$

- für die **transversale Größe** des Clusters muß gelten:

$$A_\perp < 3 \tag{4.16}$$

- **hadronisches Isolationskriterium:** Das Verhältnis von hadronischer Energie im äußeren Zylinder zur Energie im inneren Zylinder soll weniger als 5% betragen:

$$R_{had}^{out} = E_{had}^{out}/E^{in} < 0.05 \quad . \tag{4.17}$$

In den Abbildungen 4.6–4.8 sind die Verteilungen der transversalen Clustermasse, der transversalen Clustergröße, sowie des hadronischen Isolationskriteriums als Funktion der Energie des Clusters für das gestreute Lepton und für Teilchen des hadronischen Endzustands nach der Detektorsimulation (DJANGO) dargestellt. Die verwendeten Schnitte zur Definition eines elektromagnetischen Schauers, die jeweils durch eine Kurve gekennzeichnet sind, wurden so gewählt, daß sie von über 99% aller Leptonen erfüllt werden. Um die Korrelation zwischen den einzelnen Schnitten darzustellen, ist in Tab. 4.1 die Reduzierung des hadronischen Untergrunds bei Anwendung der einzelnen Schnitte dargestellt. Die zweite Spalte gibt die Anzahl der Hadronen an, die jeweils ausschließlich verworfen werden.

Der verbleibende Untergrund an Hadronen und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Identifikation elektromagnetischer Schauer werden in Abschnitt 5.2.3 und 5.2.4 ermittelt.

Spur–Cluster–Verbindung

Die Spur–Cluster–Verbindung dient der Identifikation geladener Teilchen und soll in Verbindung mit der Erkennung elektromagnetischer Schauer einerseits Elektronen bzw. Positronen im Kalorimeter nachweisen und andererseits Photonen verwerfen.

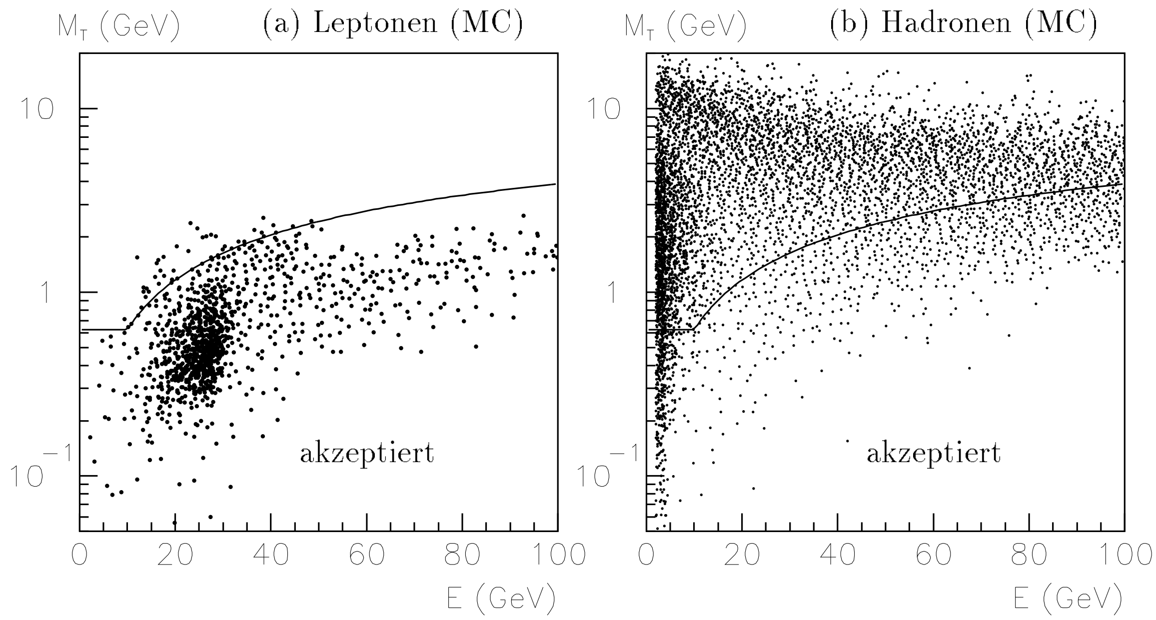


Abbildung 4.6: *Transversale Clustermasse $M_\perp$ als Funktion der Energie für (a) das gestreute Lepton und (b) Teilchen im hadronischen Endzustand (DJANGO). Die Kurve skizziert den verwendeten Schnitt.*

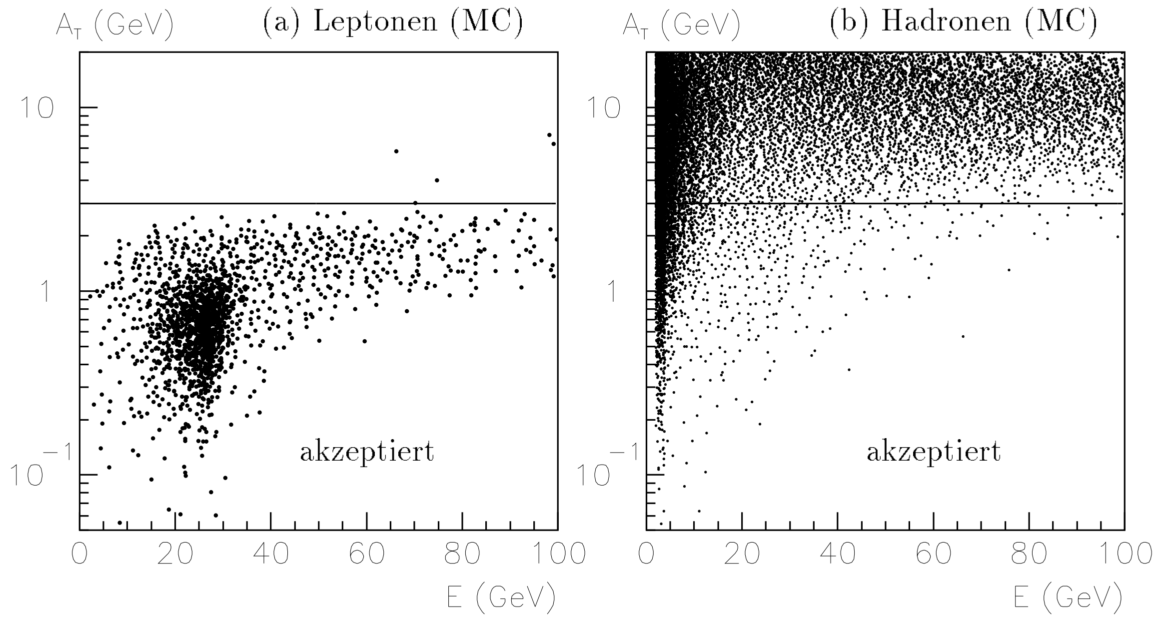


Abbildung 4.7: *Transversale Clustergröße $A_\perp$ als Funktion der Energie für (a) das gestreute Lepton und (b) Teilchen im hadronischen Endzustand (DJANGO). Die Linie skizziert den verwendeten Schnitt.*

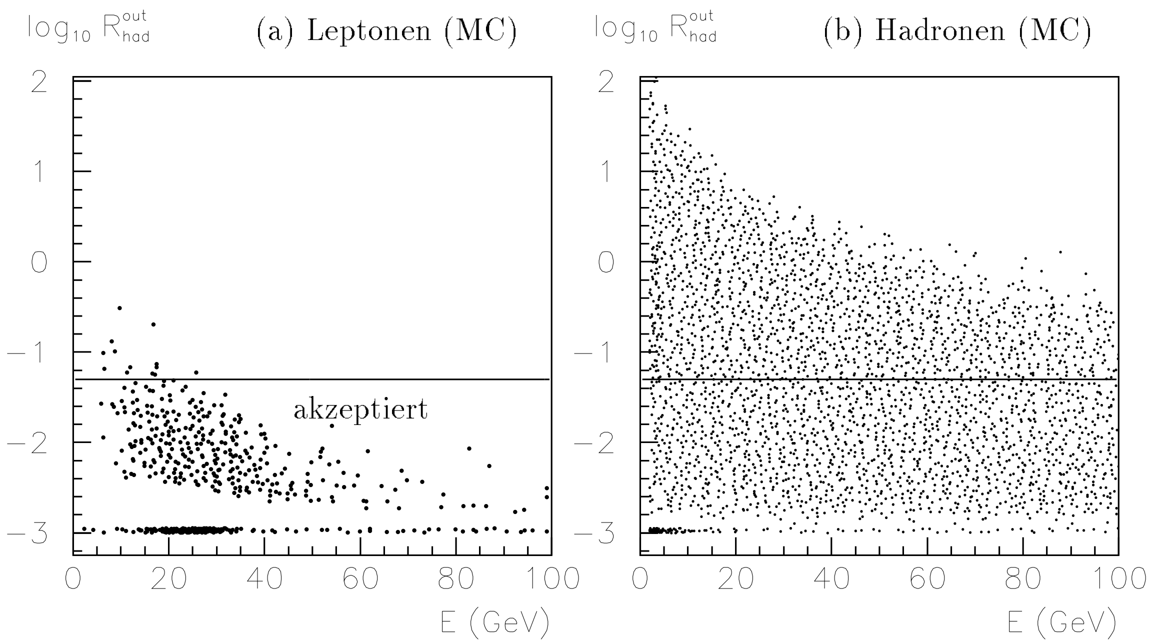


Abbildung 4.8: *Verhältnis hadronischer Energie im äußeren Zylinder zur Gesamtenergie im inneren Zylinder* R_{had}^{out} *als Funktion der Energie für (a) das gestreute Lepton und (b) Teilchen im hadronischen Endzustand (DJANGO). Die Einträge mit* $R_{had}^{out} = 0$ *sind bei* $\log R_{had}^{out} = -3$ *dargestellt. Die Linie skizziert den verwendeten Schnitt.*

	Reduzierung	exkl. Reduzierung
Schnitt auf $M_\perp$	-68%	-5.2%
Schnitt auf $A_\perp$	-80%	-12.1%
Schnitt auf R_{had}^{out}	-26%	-2.2%
Alle Schnitte	-89%	-

Tabelle 4.1: *Reduzierung des hadronischen Untergrunds bei der Erkennung elektromagnetischer Schauer in NC–Ereignissen* ($N_{NC} = 48000$) *für Hadronen mit* $p_\perp > 5$ GeV ($N_{had} = 26281$) *bei Anwendung einzelner und aller Schnitte (erste Spalte). Zusätzlich ist die ausschließliche Reduzierung der Hadronen bei Anwendung eines einzelnen Schnitts angegeben (zweite Spalte).*

In dieser Arbeit werden nur minimale Qualitätskriterien an die verwendeten Spuren gestellt, damit die Nachweiswahrscheinlichkeit gestreuter Leptonen bei schlechter Messung der Spurparameter nicht verringert wird. Die Kriterien lauten:

- Spuren im zentralen Spurkammersystem,
- Spuren im Vorwärtsspurdetektor mit Treffern in mindestens einem planaren Modul und in mindestens zwei Modulen insgesamt.

Die gemessenen Spurparameter wie Krümmung, Vertexposition und Spurrichtung werden zur Extrapolation bis zur innersten Zellage des LAr–Kalorimeters verwendet. Das Magnetfeld wird als homogen angenommen und Energieverluste vernachlässigt. Als Meßgröße für die Güte der Spur–Cluster–Verbindung wird ein Abstand zwischen der Spur j und dem Cluster i definiert:

$$d^{j,i}_{tr-cl} = |\vec{r}_{\,track_j} \times \vec{r}_{\,cluster_i}| \;\; \text{für} \;\; (\vec{r}_{\,track_j} \cdot \vec{r}_{\,cluster_i}) > 0 \quad . \tag{4.18}$$

$\vec{r}_{\,track_j}$ ist der Vektor zwischen rekonstruierter Vertexposition des Ereignisses und extrapoliertem Spuraufpunkt im Kalorimeter. $d^{j,i}_{tr-cl}$ ist der Spur–Cluster–Abstand und ist nur definiert für Spuren, die sich in der Hemisphäre des Schauers befinden. In dieser Arbeit wird das Vorliegen einer Spur–Cluster-Verbindung für ein gegebenes Cluster durch folgenden Schnitt definiert:

$$d_{tr-cl} = \min_j \{d^{j,i}_{tr-cl}\} < 12 \text{ cm} \quad . \tag{4.19}$$

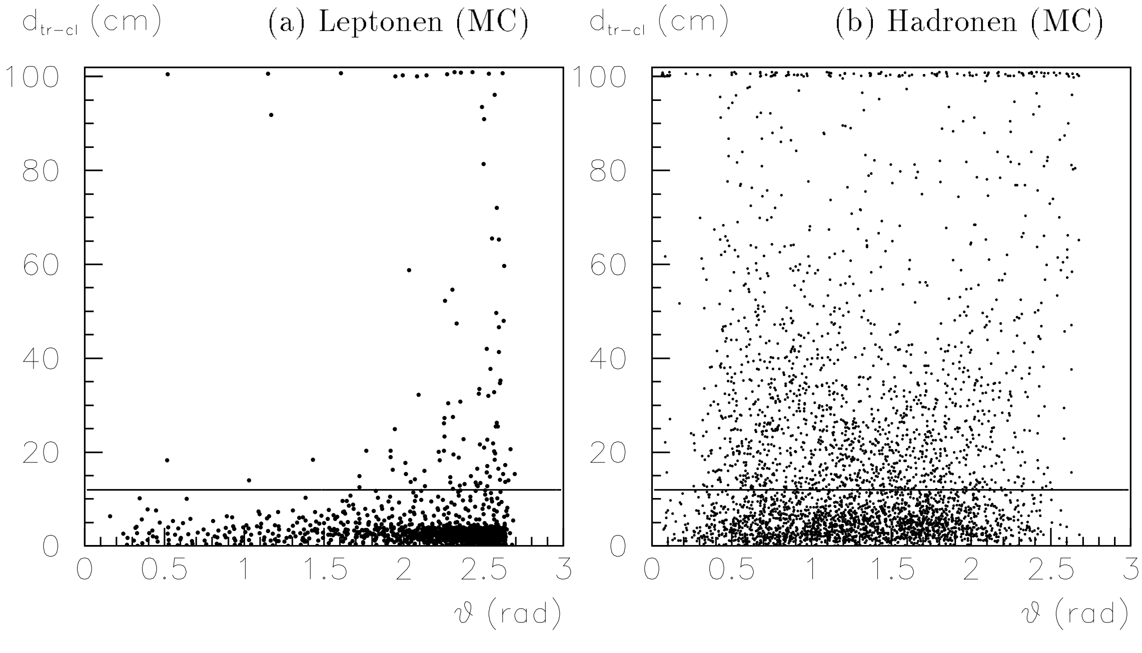


Abbildung 4.9: *Spur–Cluster–Abstand d_{tr-cl} als Funktion des Polarwinkels des Clusters für (a) das gestreute Lepton und (b) Teilchen im hadronischen Endzustand (DJANGO) für bereits erkannte elektromagnetische Schauer. Abstände mit* $d_{tr-cl} > 100$ cm *sind bei* $d_{tr-cl} = 100$ cm *eingetragen.*

Abb. 4.9 zeigt die Verteilung des Spur–Cluster–Abstands von simulierten Ereignissen für das gestreute Lepton und für Hadronen, die bereits als elektromagnetische

Schauer rekonstruiert worden sind, als Funktion des Polarwinkels des Clusters. Der Schnitt bei $d_{tr-cl} = 12$ cm ist als durchgezogene Linie skizziert. Durch den Schnitt werden 44% der Hadronen und $0.26 \pm 0.03\%$ der gestreuten Leptonen verworfen. Die verworfenen Leptonen bilden ein Band bei etwa $\vartheta = 2.6$ (häufigster Streuwinkel). Ursache ist harte Bremsstrahlung des gestreuten Leptons in Materie vor dem Kalorimeter (Strahlrohr, Spurkammer). Dabei verliert das Lepton nahezu seine gesamte Energie und wird im Magnetfeld stark abgelenkt. Im LAr–Kalorimeter wird schließlich das neutrale Bremsstrahlungsphoton nachgewiesen, das keine Spur–Cluster–Verbindung besitzt.

Kandidaten für das gestreute Lepton

Als Leptonkandidat wird ein Teilchen bezeichnet, welches alle obigen Bedingungen erfüllt und einen minimalen Transversalimpuls von 5 GeV besitzt:

- Identifikation eines elektromagnetischen Schauers (Gl. 4.15-4.17),
- $p_{\perp cluster} > 5$ GeV,
- Spur–Cluster–Verbindung (Gl. 4.19).

Die Forderung nach der Existenz eines elektromagnetischen Schauers soll das gestreute Lepton identifizieren und Untergrund von hadronisch wechselwirkenden Teilchen ($\pi^{\pm}$, K^0, $K^{\pm}$, p) unterdrücken.

Der $p_{\perp}$–Schnitt reduziert im wesentlichen elektromagnetisch zerfallende Hadronen (z.B. π^0, η) mit kleinen Transversalimpulsen. Die Spur–Cluster–Verbindung dient der weiteren Unterdrückung von Photonen, die aus elektromagnetischen Zerfällen stammen, sowie direkten Photonen, die von gestreuten Quarks in Photoproduktionsreaktionen abgestrahlt werden [Dül95]. Eine weitere Quelle für Photonen bilden Bremsstrahlungsprozesse in NC–Reaktionen, in denen das Photon vom einlaufenden oder gestreuten Lepton unter großen Winkeln abgestrahlt wird.

In Abb. 4.10 (a) ist die Multiplizität der Leptonkandidaten pro Ereignis sowohl für die MC–Simulation als auch für Ereignisse des Jahres 1994 dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. In 95% aller Ereignisse wird nur ein Leptonkandidat gefunden. Bei den restlichen 5% ist in fast allen Fällen der Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls das gestreute Lepton. Der Transversalimpuls des hadronischen Endzustands wird dann in der Regel von vielen Hadronen getragen und teilt sich auf diese auf, so daß das Kriterium für die Auswahl des Leptonkandidaten lautet:

$$p_{\perp e} = \max_i \{p_{\perp}^{Leptonkandidat_i}\} > 5 \text{ GeV} \quad , \tag{4.20}$$

wobei der Leptonkandidat i mit dem größten Transversalimpuls als endgültiger Leptonkandidat ausgewählt wird.

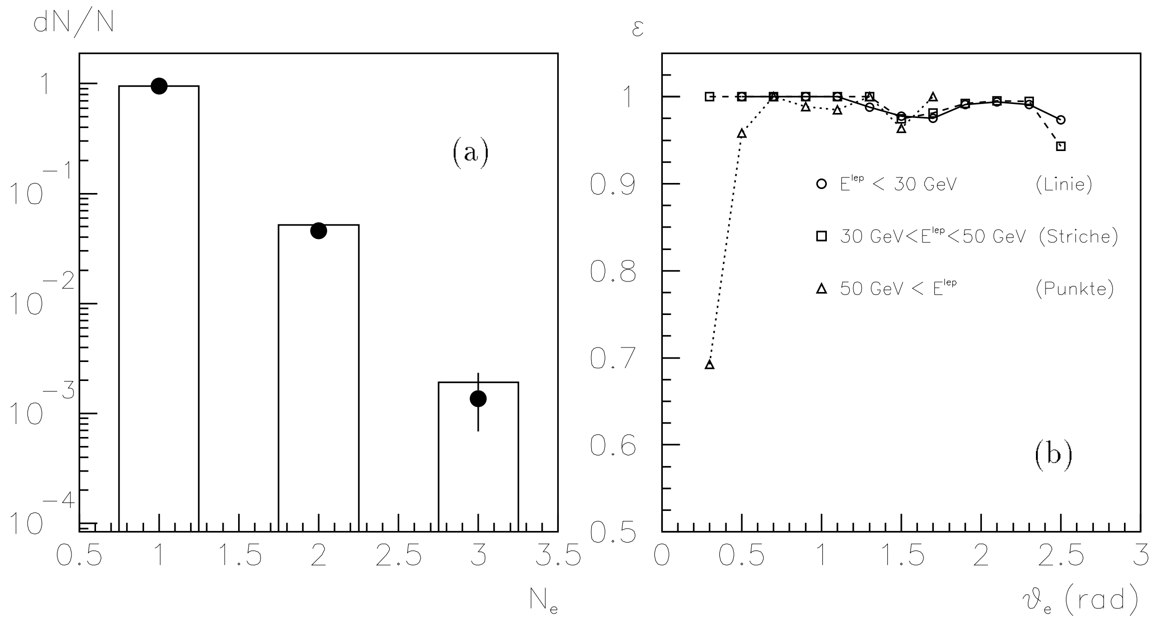


Abbildung 4.10: *(a) Anzahl der Leptonkandidaten pro Ereignis mit* ${p_\perp}^{Leptonkandidat} >$ 5 GeV *und* $V_{had} > 20$ GeV *für Monte–Carlo* (Histogramm) *und endgültige NC–Datenmenge* (Punkte). *(b) Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Leptonidentifikation für verschiedene Leptonenergien (DJANGO).*

Abb. 4.10 b) zeigt die mit der MC–Simulation (DJANGO) berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit für die beschriebene Leptonidentifikation als Funktion des Streuwinkels ϑ. Die Kurven sind aufgeteilt in verschiedene Energiebereiche des gestreuten Leptons und verdeutlichen die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, die sich über einen großen Polarwinkelbereich erstreckt. Bei $\vartheta \approx 1.5$ ist ein leichter Einbruch aufgrund einer z–Lücke im Kalorimeter zu erkennen. Für sehr hohe Energien der Leptonen in Vorwärtsrichtung des Detektors ($\vartheta_e < 0.5$) ist ebenso ein Einbruch erkennbar. Dort wird die Identifikation durch Hadronen in unmittelbarer Umgebung des Leptons erschwert.

4.1.3 Photonkandidaten

Durch Messung von Bremsstrahlungsphotonen in radiativen CC–Ereignissen $e^\pm p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$ läßt sich die Kopplung des $WW\gamma$–Vertex untersuchen (Abschnitt 1.2.3). Dabei sind nur hochenergetische Photonen von Interesse, die unter großen Winkeln abgestrahlt werden [Hel92]. Es werden in dieser Analyse nur das *BEMC* und das *LAr*–Kalorimeter zur Identifikation von Photonen verwendet.

Im *LAr*–Kalorimeter kann die im vorherigen Abschnitt eingeführte Definition

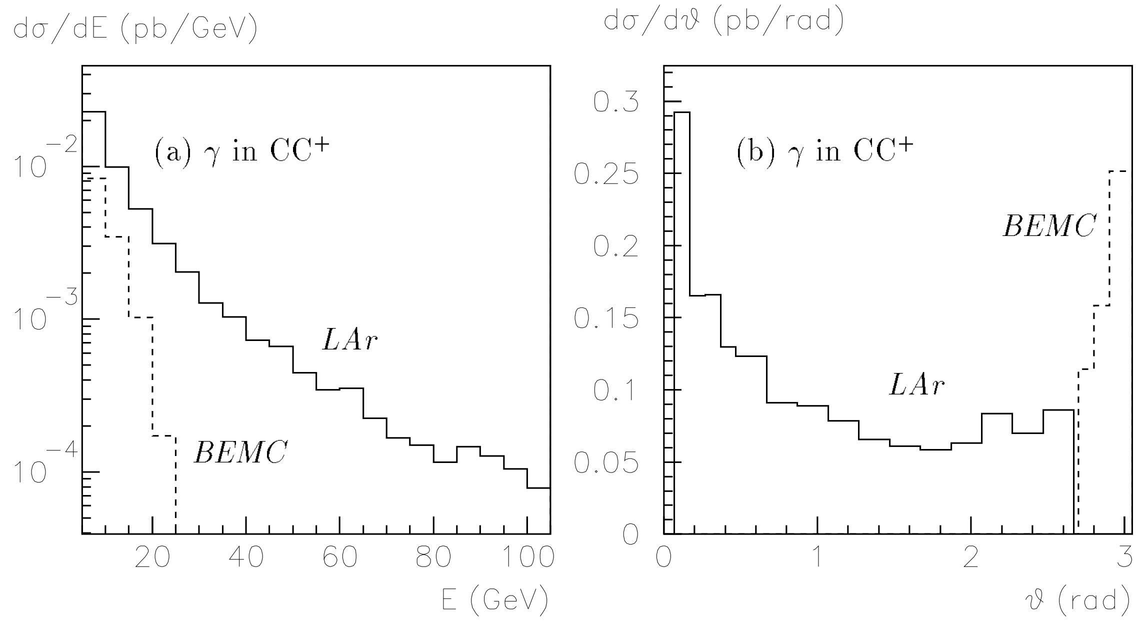


Abbildung 4.11: *Generierte Verteilung (a) der Energie und (b) des Polarwinkels von Bremsstrahlungsphotonen im Prozeß des geladenen Stroms in e^+p–Streuung im LAr–Kalorimeter* (durchgezogen) *und im BEMC* (gestrichelt) *mit* $V > 25$ GeV.

eines elektromagnetischen Schauers übernommen werden.

Photonen im *BEMC* lassen sich durch das Vorhandensein einer Energiedeposition erkennen. Eine Verwechslung mit Teilchen aus dem hadronischen Endzustand ist nicht möglich, da sich durch den verwendeten Transversalimpulsschnitt $V > 25$ GeV keine Hadronen im Akzeptanzbereich des *BEMC* befinden (siehe Abschnitt 7.1.2).

In Abb. 4.11 sind die generierten Energie– und Polarwinkelverteilungen von Bremsstrahlungsphotonen im *LAr*–Kalorimeter und im *BEMC* für den Prozeß des geladenen Stroms dargestellt. Da nur hochenergetische Photonen auf den $WW\gamma$–Vertex sensitiv sind, wird in dieser Analyse eine Mindestenergie von $E_\gamma > 5$ GeV verlangt. Die Messung von Bremsstrahlungsphotonen in der CC–Reaktion wird in Kapitel 7 behandelt.

4.1.4 Jets im hadronischen Endzustand

Im Zusammenhang mit der Untersuchung des Untergrunds in CC–Ereignissen spielen Photoproduktionsprozesse (γp–Reaktion) eine wichtige Rolle.

Für harte Prozesse, daß heißt Ereignisse, bei denen hohe Transversalenergien auftreten, ist in Abb. 4.12 die Photoproduktion von Jets in niedrigster Ordnung dargestellt. Das Diagramm Abb. 4.12 (a) wird als Boson–Gluon–Fusion und Abb. 4.12 (b) als QCD–Compton–Prozeß bezeichnet. Die beiden Jets $q\overline{q}$ und qg können dabei

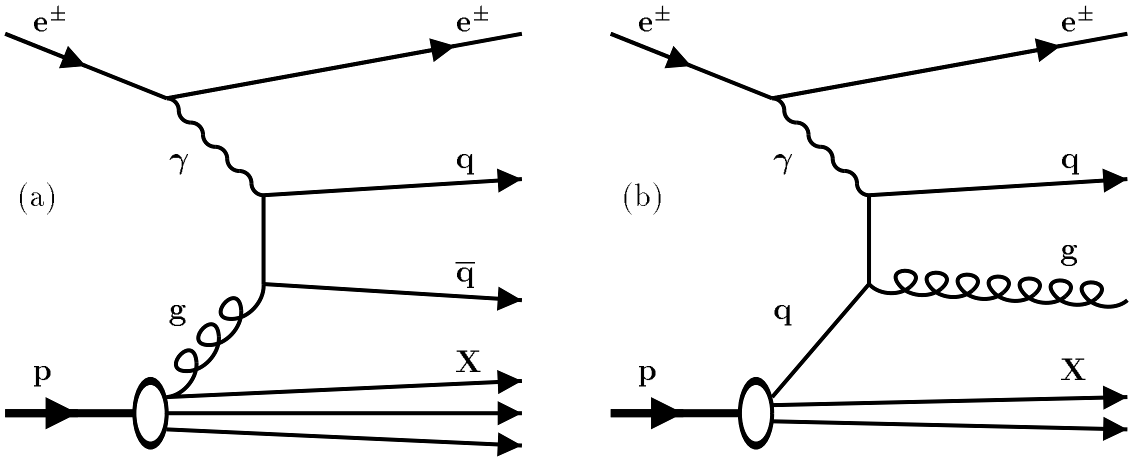


Abbildung 4.12: *Prozesse zur Photoproduktion: (a) Boson–Gluon–Fusion und (b) QCD–Compton–Prozeß.*

sehr hohe Transversalimpulse annehmen, was zu hohen transversalen Energien S der Ereignisse führt. Der Wirkungsquerschnitt fällt rasch mit steigendem S ab ($d\sigma/dS \propto S^{-n}$ mit $n = 6.1 \pm 0.5$) [H1C94b, H1C96c]. Ereignisse mit hohem S, bei denen die Jetenergien nicht genau gemessen werden, stellen einen potentiellen Untergrund für CC–Ereignisse dar, wenn ein fehlender Transversalimpuls V vorgetäuscht wird.

Um diese Ereignisse von CC–Ereignissen zu separieren, wird in Abschnitt 5.1.4 eine Charakterisierung der Jetstruktur von Ereignissen vorgenommen. Die Kriterien für die verwendete Jetdefinition, die auf einem „Cone"–Algorithmus basiert, sollen hier kurz erläutert werden:

- Aus allen in den Kalorimetern rekonstruierten Clustern i werden diejenigen ausgesucht, die eine Mindestenergie von $E_i > 1.5$ GeV besitzen. Sie werden auch als Initiatorteilchen bezeichnet.

- Es wird ein Konus mit dem Radius R in der Ebene um das Initiatorteilchen gelegt, die durch den Azimut φ und die Pseudorapidität[2] η aufgespannt wird. Wenn die aufsummierte Energie von Teilchen innerhalb des Konusses mit $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} < 0.5$ eine Energie von $E_{cone} > 5$ GeV überschreitet, wird dies als Jet definiert.

- Initiatorteilchen und sonstige Teilchen, die sich im inneren Bereich des Konusses $R < 0.25$ befinden, werden für die Rekonstruktion weiterer Jets ignoriert.

[2] $\eta = -\log\tan\vartheta/2$.

- Die letzten beiden Schritte werden für alle übriggebliebenen Initiatorteilchen wiederholt. Nachdem Jets rekonstruiert worden sind, werden die Vierervektoren aller Teilchen, die sich in einem Konus mit $R < 0.5$ befinden, aufaddiert. Dabei findet eine Reorganisation der Zuweisung von Teilchen und Jets statt, wobei ein Teilchen dem nächstgelegensten Jet zugeordnet wird.

- Der Jetalgorithmus wird im Schwerpunktsystem des rekonstruierten Photon–Quark–Systems ausgeführt. Die Impulse des Photons und des Quarks werden dabei aus den im Detektor sichtbaren, longitudinalen Energien berechnet: $p_q = \sum_{Teilchen}(E_i + (\vec{p_i})_z)/2$ und $p_\gamma = \sum_{Teilchen}(E_i - (\vec{p_i})_z)/2$.

Das hier beschriebene Verfahren zur Jetrekonstruktion hängt vom Bezugssystem ab (hier γq System), da die zur Definition verwendeten Energien der Jets nicht lorentzinvariant sind. Durch das beschriebene Verfahren lassen sich jedoch Jets mit kleinen Transversalimpulsen rekonstruieren, die zur Identifikation von γp–Ereignissen (vgl. Abschnitt 5.1.4) untersucht werden.

4.2 Klassifizierung der aufgezeichneten Daten

Alle vom H1–Experiment aufgezeichneten Ereignisse, die die Triggerstufen L1 und L4 passiert haben, werden nach einer Kalibration vollständig rekonstruiert, vorselektiert, klassifiziert und auf POT (*production output tapes*) gespeichert. Die POT–Selektion wird auch als L5–Triggerstufe bezeichnet. In einem nachfolgenden Schritt wird die POT–Datenmenge durch eine klassifizierungsspezifische Selektion weiter reduziert, die auf DST (*data summary tapes*) gespeichert und als DST–Selektion bezeichnet wird. Untergrund, der mit der Triggerstufe L4 nicht erkannt worden ist, soll dadurch weiter reduziert werden.

In den folgenden Abschnitten werden die Ereignisklassifizierungen und die Vorselektionskriterien für Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls (CC–Klasse) und mit hohen Transversalenergien (NC–Klasse) beschrieben. Die resultierenden Ereignisse dienen dann als Ausgangsbasis für die Selektion elektroschwacher Prozesse.

CC–Klasse

Als CC–Klasse werden Ereignisse bezeichnet, die im Endzustand ein Neutrino mit hohem Transversalimpuls besitzen, was zu einem fehlenden Transversalimpuls V führt. Dazu zählt der Prozeß des geladenen Stroms sowie der Prozeß der $W^\pm$–Produktion mit leptonischem Zerfall.

Unter Verwendung aller Zellen des *LAr*–Kalorimeters und des *BEMC* wird analog zu Gl. 4.3 V^{POT} berechnet. Die CC–Klasse ist bei der POT–Selektion durch einen

Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls V^{POT} definiert:

$$V^{POT} \; > \; 10 \text{ GeV} \quad . \tag{4.21}$$

NC–Klasse

Ein der CC–Klasse angelehntes Kriterium zur Vorselektion von NC–Kandidaten wird verwendet, um auf den Transversalimpuls des hadronischen Endzustands zu schneiden. Zu diesem Zweck wird ein modifiziertes V berechnet, bei dem ein potentieller Kandidat für das gestreute Lepton ausgeschlossen wird.

Ein Cluster i mit mehr als 5 GeV Transversalimpuls wird als möglicher Kandidat für das gestreute Lepton im LAr–Kalorimeter markiert. Anschließend wird aus den restlichen Teilchen der Transversalimpuls berechnet, ohne daß der markierte Leptonkandidat mit einbezogen wird [Hap94]:

$$E_{\perp\,cluster_i} \; = \; \sqrt{(E_{cluster_i})_x{}^2 + (E_{cluster_i})_y{}^2} \quad , \tag{4.22}$$

$$V^{POT}_{NC_i} \; = \; \sqrt{(\; E^{POT}_x - (E_{cluster_i})_x \;)^2 + (\; E^{POT}_y - (E_{cluster_i})_y \;)^2} \quad . \tag{4.23}$$

E^{POT}_x und E^{POT}_y entsprechen den Energien, die bei der POT–Selektion von CC–Ereignissen verwendet wurden (Summe über LAr– und $BEMC$–Energien in der transversalen Ebene). Ein Ereignis wird als NC–Kandidat klassifiziert, wenn folgende Bedingungen für mindestens eines der Cluster erfüllt sind:

$$E_{\perp\,cluster_i} \; > \; 5 \text{ GeV} \quad , \tag{4.24}$$

$$V^{POT}_{NC_i} \; > \; 10 \text{ GeV} \quad . \tag{4.25}$$

Durch diese Forderungen werden NC–Ereignisse selektiert, deren hadronischer Endzustand mehr als 10 GeV Transversalimpuls besitzt.

Die obige Klassifizierung kann auch von γp–Untergrundereignissen mit hohen Transversalenergien ($S \gtrsim 20$ GeV) erfüllt werden, wenn ein Jet einzelne Teilchen mit hohen Transversalimpulsen enthält.

„Gute" Spur (DST–Selektion)

Die DST–Selektion dient zur weiteren Reduzierung von Untergrundereignissen. Die Forderung einer sogenannten „guten" Spur wird auf Ereignisse der CC– und NC–Klasse angewendet [Hap94].

Als „gute" Spur bezeichnet man rekonstruierte Spuren der zentralen und Vorwärtsspurkammer, die folgende Anforderungen erfüllen:

- das erste Signal einer Spur beginnt bei $R_{beg} < 30$ cm,

- die Spurlänge in der Ebene transversal zur Strahlachse ist größer als 10 cm: $|R_{end} - R_{beg}| > 10$ cm,
- der minimale Abstand der Spur zur z–Achse (DCA = *distance of closest approach*) ist: $DCA < 5$ cm,
- die z–Position der Spur am DCA liegt innerhalb von ± 100 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt: $|z| < 100$ cm.

Die POT– und DST–Selektion wurde auf alle am H1–Experiment aufgezeichneten Ereignisse angewendet. Dieser Datensatz bildet die Ausgangsbasis für alle weiteren Selektionsschnitte. Im Jahre 1993 (1994) enthielt die CC–Klasse 16282 (69004) und die NC–Klasse 5944 (27629) Ereignisse, die noch stark von Untergrundprozessen dominiert werden. Dies verdeutlichen die Korrelationen zwischen S und V in Abb. 4.13 für Ereignisse (a) der CC–Klasse und (b) der NC–Klasse.

In Abb. 4.13 fällt ein Bereich großer Ereignisdichte auf der Winkelhalbierenden ($V \approx S$) auf, der hauptsächlich aus Untergrund von Höhenstrahlungsereignissen und Halo–Myonereignissen stammt. Hier befinden sich auch die erwarteten CC–Ereignisse. Ein weiteres Band ist parallel zur S–Achse sichtbar. Es besteht im wesentlichen aus Strahlgas– und Strahlwandwechselwirkungen, aus γp–Ereignissen aber auch aus NC–Ereignissen (Abb. 4.13 (b)).

Der zur Klassifizierung von CC–Ereignissen verwendete Schnitt $V^{POT} > 10$ GeV ist in der Abb. 4.13 (a) verschmiert, da für die Berechnung von V nur Energien aus dem LAr–Kalorimeter (LAr+$BEMC$ für POT–Selektion) berücksichtigt werden.

4.3 Allgemeine Analyseschnitte

Wichtige Analyseschnitte, die in dieser Arbeit nach der DST–Selektion verwendet werden, um den Untergrund weiter zu reduzieren und physikalisch interessante Prozesse zu selektieren, werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.3.1 Verwendete Datensätze und integrierte Luminosität

Die für die Selektion verwendete Datenmenge muß gewissen Qualitätskriterien genügen, die in erster Linie sicherstellen sollen, daß die verwendeten Detektorkomponenten einwandfrei funktioniert haben. Zu diesem Zweck wurde der Hochspannungsstatus und der Auslesestatus folgender Detektorkomponenten ausgewertet:

- LAr–Kalorimeter (für die Energiemessung),
- zentrale Driftkammer (für die Vertexbestimmung),
- zentrale Proportionalkammern (CIP/COP) (für den Spurtrigger),

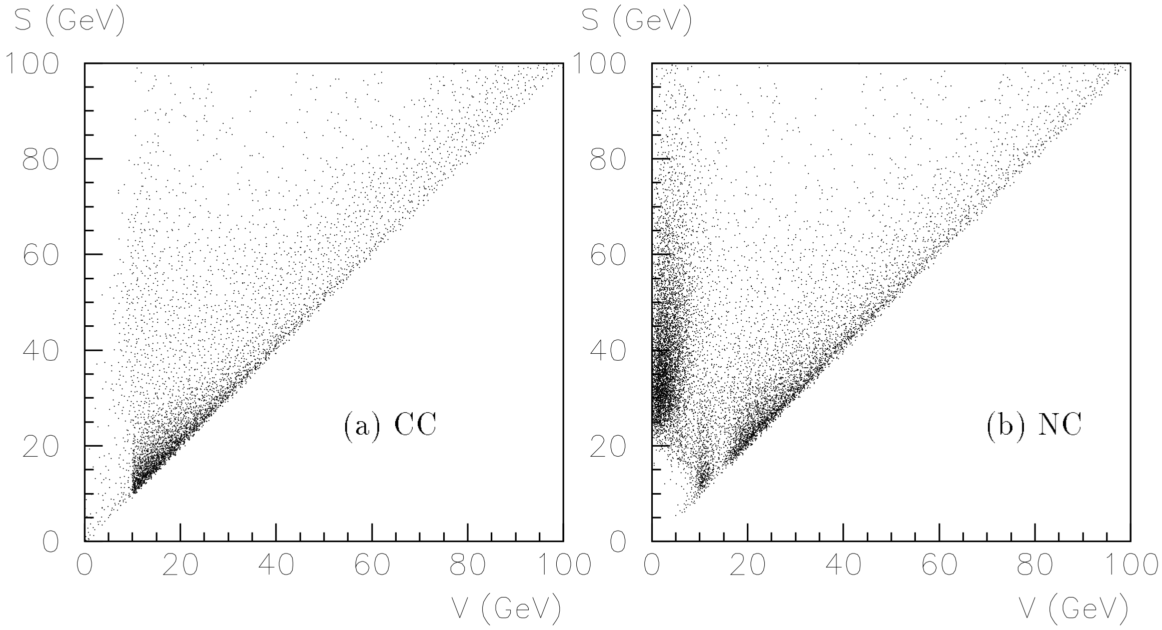


Abbildung 4.13: *Korrelation von S und V aller 1994 aufgezeichneten Ereignisse der (a) CC–Klasse ($N = 69004$) und (b) NC–Klasse ($N = 27629$).*

- Myonsystem (zur Erkennung von Höhenstrahlungsereignissen),
- zentrale Triggerlogik.

Des weiteren wurden folgende Gütekriterien für die Datennahme verlangt:

- stabile Strahlbedingungen und Triggerraten,
- kein kohärentes Rauschen im LAr–Kalorimeter,
- kein Auftreten technischer Probleme während der Datennahme,
- keine Ereignisse aus einer Meßperiode mit in z–Richtung verschobenem Wechselwirkungspunkt.

Basierend auf diesen Schnitten werden die Ausgangsdatensätze bestimmt, für die sich die in Tab. 4.2 dargestellten integrierten Luminositäten $\mathcal{L}$ ergeben. Sie beinhalten nur Ereignisse mit einer z–Position der Wechselwirkung innerhalb $|z| < 35$ cm. Bei Ereignissen, die sich außerhalb dieses Intervalls befinden, handelt es sich insbesondere um sogenannte *satellite bunch*–Reaktionen[3] und um Strahlgaswechselwirkungen.

[3] Wechselwirkung von Protonen aus einem zweiten mitlaufenden Protonpaket, das um ca. 120 cm verschoben ist.

Meßperiode	1993: e^-p	1994: e^-p	1994: e^+p
integr. Luminosität $\mathcal{L}$ (pb^{-1})	0.33 ± 0.01	0.36 ± 0.01	2.70 ± 0.05

Tabelle 4.2: *Integrierte Luminositäten der verwendeten Datensätze der Jahre 1993 und 1994. Sie beziehen sich auf ep–Wechselwirkungen innerhalb von* 35 cm *um den nominellen Wechselwirkungspunkt.*

4.3.2 Untergrundfilter

Zur Erkennung von Untergrundprozessen, die nicht aus Proton–Lepton–Stößen stammen, wurden verschiedene Untergrundfilterroutinen entwickelt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Untergrundfilter sind im folgenden aufgeführt. Sie verwenden Kriterien der Myonerkennung, führen eine Clusteranalyse kalorimetrischer Energiedepositionen durch und werten typische globale oder topologische Eigenschaften der Energiedepositionen im Detektor aus.

- **LBCOSM** [Bün95]: Weit voneinander entfernte kollineare Spuren im H1–Myonsystem werden als kosmische Myonen identifiziert. Zylinderförmige Energiedepositionen im Tail–Catcher, die aus Bremsstrahlungsprozessen kosmischer Myonen stammen, werden als solche erkannt, wenn sich eine Eisenspur von der gegenüberliegenden Hälfte des Detektors zum Zylinder extrapolieren läßt.

- **ASCOSM** [Sch94] führt eine topologische Höhenstrahlungserkennung durch. Es werden globale Eigenschaften (Momente) von Energiedepositionen bei Verwendung aller Kalorimeter (*LAr*, *BEMC*, *Tail–Catcher*) berechnet. Bei den Momenten handelt es sich um den Schwerpunkt und die Dispersion (Großflächigkeit) der Energiedepositionen sowie um die Hauptachsen der Energieverteilung. Es werden sechs charakteristische Variablen gebildet, die mittels einer Wertetabelle in Wahrscheinlichkeiten umgerechnet werden. Durch ein gewichtetes Produkt wird eine Gesamtwahrscheinlichkeit berechnet, die zum Nachweis der Höhenstrahlung dient.

- **HALSRI** [Rie94] analysiert die Lage von Energiedepositionen im *LAr*–Kalorimeter und im Tail–Catcher, um Signaturen von Halo–Myonen zu identifizieren. Dazu werden ringförmige Segmente in der r, φ Ebene untersucht und verschiedene charakteristische Variablen berechnet. Diese Variablen werden mittels einer Multivarianzanalyse verknüpft. Als Ergebnis erhält man eine eindimensionale Größe, die zur Klassifizierung von Halo–Myonen verwendet wird.

- **Clusteranalyse** [Rüt94]: Cluster im *LAr*–Kalorimeter oder im Tail–Catcher werden zu Objekten verbunden. Dabei werden die Zellgröße, der Anteil elektromagnetischer Energie, die relative Lage von Clustern und die Energien innerhalb von Zylindern, welche die Clusterhauptachsen umschließen, berechnet. Verschiedene Kombinationen dieser Objekte werden zur Erkennung von Höhenstrahlungs– oder Halo–Myon–Ereignissen verwendet.

Zur Veranschaulichung der Wirkungsweise der erläuterten Untergrundroutinen ist in Tabelle 4.3 die Datenreduzierung einzelner Filterroutinen aufgelistet. Bei dem Ausgangsdatensatz handelt es sich um etwa 10000 Ereignisse der CC–Klasse (1994), welche die CC–Triggerbedingung und die Qualtitätskriterien erfüllt haben. Die Reduzierung bei Anwendung aller Untergrundroutinen beträgt 89%. 13.4% der Ereignisse werden von nur jeweils einem Untergrundfilter verworfen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von CC–Ereignissen bei Anwendung der Untergrundfilter beträgt 0.97 ± 0.02 und wird in Abschnitt 5.3.1 mit Hilfe von *Pseudo*CC–Daten ermittelt.

Untergrund	Routine	Anteil (%)	Anteil (%) (exkl.)
kosm.	LBCOSM (Kollin.)	32	0.5
kosm.	LBCOSM (Zylind.)	17	0.2
kosm.	ASCOSM	44	2.2
kosm.	Cluster_{kosm}	73	5.7
Halo	Cluster_{halo}	35	4.4
Halo	HALSRI	18	0.5
Alle		89	–

Tabelle 4.3: *Anteil der von den Untergrundfiltern verworfenen Ereignisse der CC–Klasse, nachdem bereits Qualitätskriterien und CC–Trigger verlangt wurden. Die letzte Spalte gibt den ausschließlich vom jeweiligen Untergrundfilter verworfenen Anteil an.*

4.3.3 Schnitt auf den Ereignisvertex

Durch Anwendung eines Schnitts auf die rekonstruierte z–Position des Ereignisvertex läßt sich Untergrund, der nicht durch Proton–Lepton–Stöße induziert wird, reduzieren. In der vorliegenden Arbeit wird verlangt, daß ep–Wechselwirkung innerhalb von 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt vorliegen, für die die integrierten Luminositäten in Tab. 4.2 angegeben sind.

Im Gegensatz zu früheren Analysen ([H1C94a],[H1C95a]), in denen nur die zentrale Spurkammer zur Rekonstruktion eines Vertex benutzt wurde, findet in dieser Arbeit auch der rekonstruierte Vertex des Vorwärtsspurkammersystems Verwendung. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für diejenigen CC–Ereignisse erhöht, die hadronische Aktivität ausschließlich in Vorwärtsrichtung besitzen. Dies entspricht kleinen Werten von y.

Die Rekonstruktion eines Ereignisvertex mit der zentralen Spurkammer und mit dem Vorwärtsspurkammersystem ist im Anhang A.2 dokumentiert.

Verwendete Vertexbedingung

Die Meßgenauigkeit der jeweiligen z–Position des über den hadronischen Endzustand rekonstruierten Ereignisvertex, der mit dem zentralen Driftkammersystem und mit dem Vorwärtsspurdetektor gemessen wird, ist in Abb. 4.14 dargestellt. Zur Ermittlung werden NC–Ereignisse verwendet, bei denen die Spur des gestreuten Leptons entfernt wurde und als Referenz dient. Die Differenz zwischen dem rekonstruierten Ereignisvertex und der z–Position am DCA der Leptonspur ist in Abb. 4.14 dargestellt. Unter Vernachlässigung des Fehlers der z–Position der Elektronspur zeigt sich, daß die Vertexauflösung der zentralen Spurkammer $\sigma_z^{Fit} = 0.9$ cm deutlich besser ist als die des Vorwärtsspurdetektors $\sigma_z^{Fit} = 8.1$ cm.

Hauptgründe für die schlechtere Auflösung des Vorwärtsspurdetektors sind Vielfachstreuung (am Strahlrohr, Kammertanks, Kabeln, etc.) sowie die schlechte Extrapolation von Teilchentrajektorien mit flachen Streuwinkeln.

In Abb. 4.15 ist die von der zentralen Spurkammer und vom Vorwärtsspurdetektor rekonstruierte z–Position des Ereignisvertex des Jahres 1994 aufgetragen. Als Breite für die Verteilung ergibt sich mit der zentralen Driftkammer $\sigma_z^{Fit} = 10.8$ cm und mit den Vorwärtsspurkammern $\sigma_z^{Fit} = 12.6$ cm.

Abb. 4.15 zeigt, daß der Vertex mit der zentralen Spurkammer präziser rekonstruiert wird, und daß insbesondere die Ausläufer der Verteilung geringer sind. Als Ereignisvertex wird deswegen beim Vorliegen zentraler Spuren der mit der zentralen Spurkammer rekonstruierte Ereignisvertex verwendet. Liegen keine zentralen Spuren vor, so wird als Ereignisvertex der mit dem Vorwärtsspurdetektor rekonstruierte Vertex verwendet. Dieser Fall tritt bei CC–Ereignissen in etwa 15% aller Ereignisse mit $V > 25$ GeV auf.

Die so rekonstruierte z–Position des Ereignisvertex muß sich innerhalb von ± 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt befinden:

$$|z_{CVTX}| < 35 \text{ cm} \qquad \text{, wenn } z_{CVTX} \text{ existiert,} \tag{4.26}$$

$$|z_{FVTX}| < 35 \text{ cm} \qquad \text{, wenn } z_{FVTX} \text{ und kein } z_{CVTX} \text{ existiert.} \tag{4.27}$$

Als Grundlage für die Berechnung kinematischer Variablen und auch des V–Schnitts wird die z–Position des Ereignisvertex benötigt. Kann der Vertex von der zentralen Spurkammer rekonstruiert werden, wird dieser benutzt. Im Fall, daß ein Vertex nur vom Vorwärtsspurdetektor rekonstruiert wird, wird der nominelle Vertex verwendet:

$$z_{VTX} = z_{CVTX} \quad \text{, wenn } z_{CVTX} \text{ existiert mit } |z_{CVTX}| < 35 \text{ cm ,} \tag{4.28}$$

$$z_{VTX} = z_{nominell} \quad \text{sonst.} \tag{4.29}$$

Diese Vorgehensweise bietet sich an, da die Vertexverbreiterung aufgrund der Protonbunchlänge ($\sigma_z^{Fit} = 10.8$ cm) relativ klein und normalverteilt ist, während die Vertexrekonstruktion des Vorwärtsspurdetektors große Ausläufer besitzt.

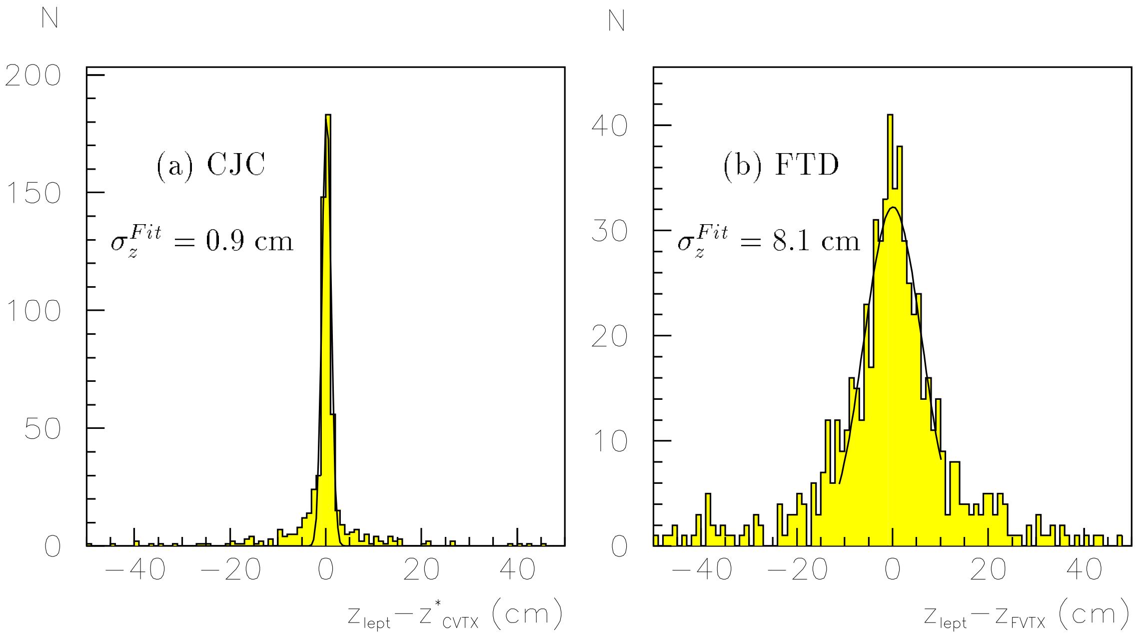


Abbildung 4.14: *Differenz der rekonstruierten z–Position der Spur vom gestreuten Lepton und des Ereignisvertex vom hadronischen Endzustand: (a) zentrale Spurkammer (CJC) und (b) Vorwärtsspurdetektor (FTD) für NC–Daten ($V > 25$ GeV) im Jahre 1994. Zur Berechnung des Ereignisvertex z^*_{CVTX} wurde die Elektronspur ignoriert.*

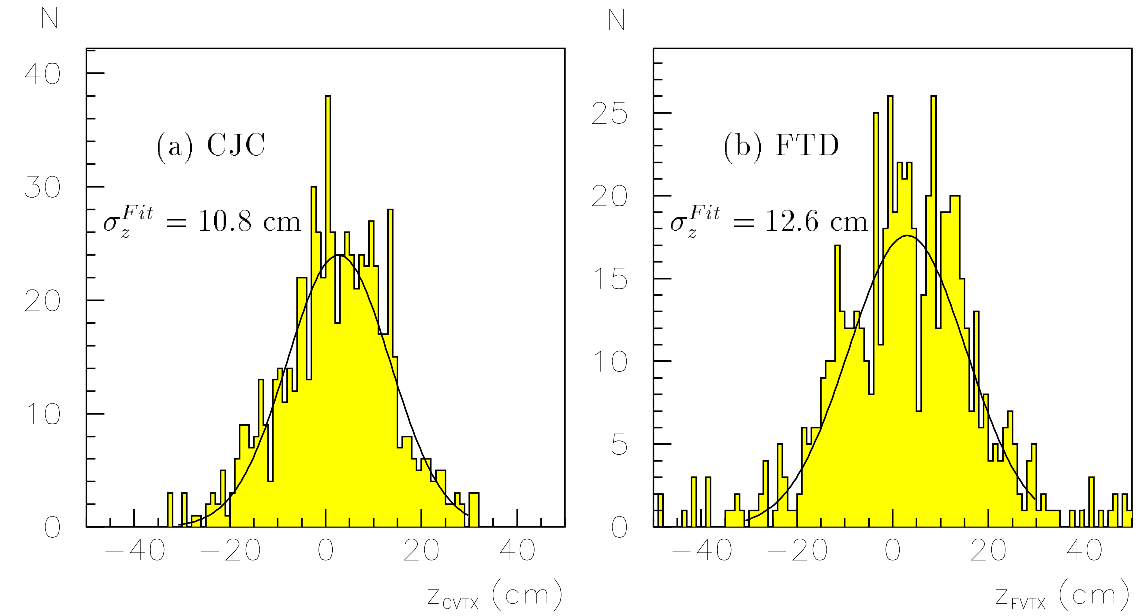


Abbildung 4.15: *Verteilung der z–Position des Ereignisvertex von NC–Daten ($V >$ 25 GeV) im Jahre 1994 rekonstruiert mit (a) zentraler Spurkammer (CJC) und (b) Vorwärtsspurdetektor (FTD).*

Der durch diese Methode induzierte systematische Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist vom Winkel des Stromjets abhängig und beträgt für kleine Streuwinkel für die Berechnung des fehlenden Transversalimpulses etwa $\delta \approx 3\% \cdot \sin^2 \vartheta$. Da Ereignisse, die keine zentralen Spuren haben, einen kleinen Streuwinkel des Stromjets besitzen ($\vartheta \lesssim 25^\circ$), ist der systematische Fehler gering.

Kapitel 5

Nachweis tiefinelastischer Streuung

In diesem Kapitel wird die Selektion von CC– und NC–Ereignissen beschrieben. Die Analyse der vorliegenden Arbeit beruht auf der Rekonstruktion der Kinematik mit Hilfe des hadronischen Endzustands, der beim geladenen Strom als einziger nachweisbar ist. Da die Gleichbehandlung der Selektion von Ereignissen des neutralen und geladenen Stroms im Vordergrund steht, lassen sich systematische Fehler nahezu vollständig mit Hilfe von NC–Datensätzen ermitteln und kontrollieren, da deren Kinematik überbestimmt ist.

In den ersten beiden Abschnitten werden die CC–Selektion, die auf dem Nachweis von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls basiert ($V > 25$ GeV), und die NC–Selektion, die als Hauptkriterium die Identifikation des gestreuten Leptons beinhaltet, beschrieben. Dabei finden die in Kapitel 4 diskutierten allgemeinen Qualitätskriterien, Untergrundschnitte und Klassifizierungskriterien Verwendung. Nach einer Diskussion der selektierten Datensätze wird der verbleibende Untergrund untersucht.

Im dritten Abschnitt werden die Eigenschaften des hadronischen Endzustands von neutralem und geladenem Strom ermittelt. Um eine Gleichbehandlung zu ermöglichen, werden die identifizierten NC–Ereignisse modifiziert, indem das gestreute Lepton nachträglich entfernt wird (*Pseudo*CC–Ereignisse). Anschließend lassen sich die CC–Selektionsschritte auch auf den hadronischen Endzustand von NC–Ereignissen anwenden und somit Nachweiswahrscheinlichkeiten der CC–Selektion bestimmen.

5.1 CC–Selektion

Das entscheidene Selektionskriterium für CC–Ereignisse ist der fehlende Transversalimpuls V. Da die in Abschnitt 4.2 klassifizierten CC–Kandidaten vom Untergrund dominiert sind, werden zuerst die in den Abschnitten 4.1–4.3 diskutierten Schnitte zur Untergrundreduzierung angewendet. Nach einer visuellen Inspektion der verbleibenden Datenmenge, bei der eindeutig identifizierbarer Untergrund verworfen wird, liefert der Transversalimpulsschnitt $V > 25$ GeV die endgültige CC–Datenmenge. Der letztendlich verbleibende Untergrund wird abschließend diskutiert.

5.1.1 Schnitte zur CC–Selektion

Es werden folgende Schnitte zur Reduzierung des Untergrunds in CC–Ereignissen verwendet:

- **Vorselektion:** Ereignisse, die in der Vorselektion (POT+DST) als CC–Kandidaten klassifiziert worden sind, bilden die Basis der CC–Selektion (siehe Abschnitt 4.2).

- **Qualitätsschnitt:** Die in Abschnitt 4.3.1 genannten Qualitätskriterien zur Datennahme (Hochspannung, Strahlbedingungen, etc.) müssen erfüllt sein.

- **CC–Trigger:** Das Ansprechen des CC–Triggers wird verlangt (Abschnitt 3.3.1).

- **Untergrundfilter:** Um Untergrund aus Höhenstrahlungsereignissen oder Halo–Myon–Ereignissen zu verwerfen, müssen die CC–Kandidaten die in Abschnitt 5.1.4 diskutierten Untergrundfilter passieren.

- **Rekonstruierter Ereignisvertex:** Die aus Informationen der zentralen und Vorwärtsspurkammer rekonstruierte z–Position des Ereignisvertex (Abschnitt 4.3.3) muß innerhalb von 35 cm um die nominelle Vertexposition liegen:

$$|z_{VTX}| < 35 \text{ cm} \quad . \tag{5.1}$$

Eine Veranschaulichung der Wirkungsweise aller erläuterten Filter und Selektionskriterien liefert Abb. 5.1. Dargestellt ist die Verteilung des fehlenden Transversalimpulses V der Ereignisse des Jahres 1994. Ausgangsbasis sind alle vom H1–Experiment getriggerten und aufgezeichenten Daten, die die Kriterien der POT– und DST–Vorselektion der CC–Klasse erfüllen. Die schrittweise Reduzierung der Daten durch Anwendung der technischen Qualitätskriterien und der Forderung des CC–Triggers erniedrigt die V–Verteilung um etwa eine Größenordnung, wobei sich die Form der Verteilung nicht ändert. Ein Vergleich mit der erwarteten Energieverteilung von Höhenstrahlungsmyonen [PDG94] zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Für diese Verteilung wurde angenommen, daß die Myonen im zentralen Teil des Detektors aufschauern und dabei ihre gesamte Energie verlieren ($V \sim E_{Myon}$). Eine

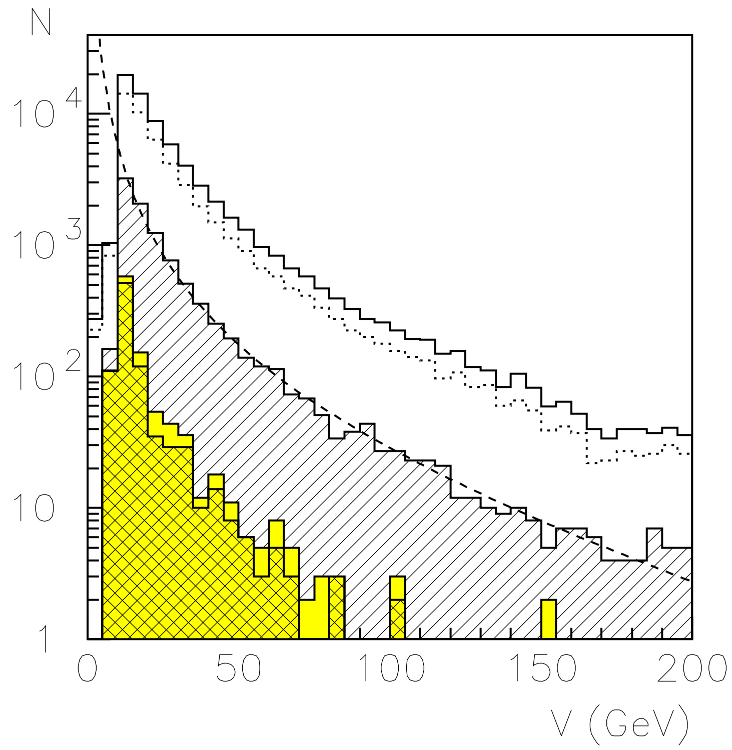


Abbildung 5.1: *Verteilung des Transversalimpulses V der Daten des Jahres 1994 nach verschiedenen Schnitten: POT– und DST–Vorselektion* (durchgezogen), *Qualitätskriterien erfüllt* (gepunktet), *CC–Trigger ausgelöst* (schraffiert), *Untergrundfilter passiert* (dunkel) *und Ereignisvertex vorhanden* (dunkel schraffiert). *Die gestrichelte Line zeigt die theoretisch erwartete Verteilung* (normiert) *von Myonen aus der Höhenstrahlung bei Verwendung der Näherung* $V \sim E_{Myon}$.

erhebliche Reduzierung der Datenmenge wird durch die Anwendung von Untergrundfiltern erzielt. Weitere Ereignisse werden schließlich durch den Schnitt auf den Ereignisvertex verworfen.

Die Anzahl der Ereignisse nach Anwendung der jeweiligen Schnitte ist in Tab. 5.2 dargestellt.

5.1.2 Visuelle Inspektion

Durch eine visuelle Inspektion der Daten sollen verbliebene, eindeutig identifizierbare Untergrundereignisse verworfen werden. Zu diesem Zweck findet eine detaillierte visuelle Betrachtung und Klassifizierung der Ereignisse statt, die die bisher diskutierten Selektionskriterien und Filter passiert haben. Die Klassifizierung berücksichtigt:

- Rauschen im LAr–Kalorimeter,

- Strahlgas– und Strahlwandereignisse,
- Höhenstrahlungsereignisse,
- Halo–Myon–Ereignisse,
- NC–Ereignisse,
- CC– und γp–Ereignisse.

Das Ergebnis ist in Abb. 5.2 für Ereignisse mit $V > 10$ GeV dargestellt. Der V–Schnitt entspricht dem zur Klassifikation von CC–Kandidaten verwendeten Schnitt $V^{POT} > 10$ GeV, wobei hier der Tranversalimpuls V nur aus den im LAr–Kalorimeter deponierten Energien berechnet wurde (Gl. 4.3). Die Anzahl der visuell identifizierten Ereignisse pro Ereignisklasse ist in Tab. 5.1 aufgelistet.

Ereignisklasse	$V > 10$ GeV	$V > 25$ GeV
Rauschen	13	3
Strahlgas–und Strahlwandereignisse	5	0
Höhenstrahlungsereignisse	86	34
Halo–Myon–Ereignisse	72	20
NC–Ereignisse	354	5
CC– und γp–Ereignisse	290	60

Tabelle 5.1: *Anzahl der visuell erkannten Ereignisse pro Ereignisklasse für* $V > 10$ GeV *und* $V > 25$ GeV *in der 1994 aufgezeichneten Datenmenge.*

Fünf Strahlwand– und Strahlgasereignisse, deren fehlender Transversalimpuls jedoch 15 GeV nicht übersteigt, und dreizehn Ereignisse mit einer einzelnen rauschenden Zelle im LAr–Kalorimeter wurden durch die visuelle Inspektion identifiziert.

Mit Hilfe der Untergrundfilter konnten nicht alle Höhenstrahlungs– oder Halo–Myon–Ereignisse erkannt werden, da die Kriterien zu deren Erkennung relativ weich gewählt wurden, um den Verlust von Ereignissen mit CC–Signaturen zu minimieren. Ein Untergrundereignis, das erst bei der visuellen Inspektion als Halo–Myon–Ereignis erkannt wurde, ist in Abb. 4.5 dargestellt.

Eine weitere Untergrundklasse bilden NC–Ereignisse. Gleichzeitiges Rauschen in mehreren Zellen des LAr–Kalorimeters, falsche Korrekturen in Bereichen von Lücken des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters oder die beschränkte Detektorakzeptanz können zum Vortäuschen fehlender Transversalimpulse führen. Diese Ereignisse lassen sich jedoch eindeutig durch die Identifikation des gestreuten Leptons im Kalorimeter ermitteln. Bei einem zunächst als NC–Kandidat visuell klassifizierten Ereignis mit einem fehlenden Transversalimpuls von $V = 30$ GeV konnte kein Fehler

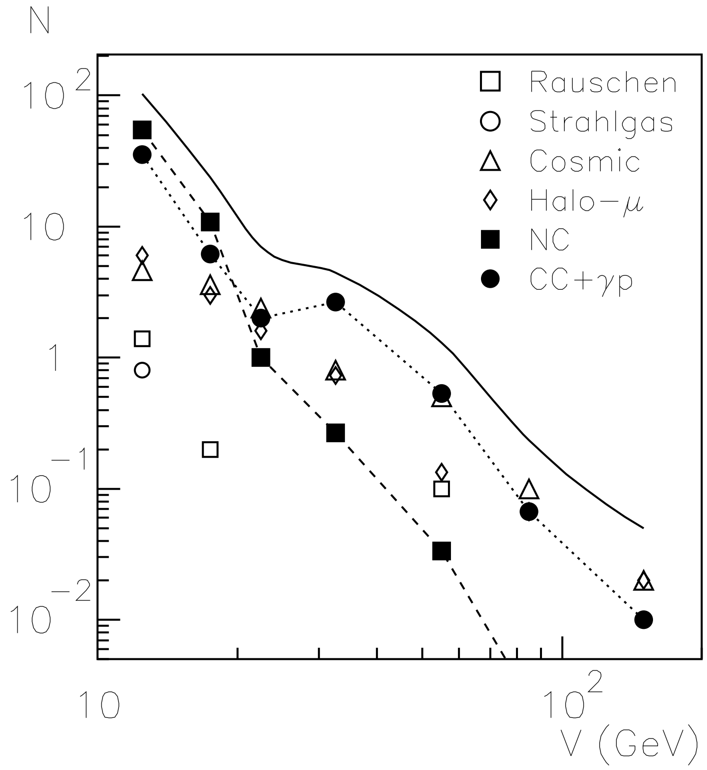


Abbildung 5.2: *Klassifizierung der 820 CC–Kandidaten mit* $V > 10$ GeV (durchgezogen).

bei der Messung der Teilchenenergien festgestellt werden. Dieses Ereignis gilt als Kandidat für die Produktion eines $W^{\pm}$–Bosons und wird in Kap. 8 diskutiert.

Photoproduktionsereignisse stellen eine schwierig zu untersuchende Untergrundquelle dar, weil sie sich einzeln oft nicht von CC–Ereignisse unterscheiden lassen. Ursache für γp–Untergrund sind ungenau gemessene Jetenergien, so daß ein fehlender Transversalimpuls vorgetäuscht wird. Eine ausführliche Diskussion findet sich in Abschnitt 5.1.4.

Die nach der visuellen Inspektion verbleibende Ereignisklasse, bestehend aus γp– und CC–Ereignissen, ist in Abb. 5.2 durch *volle Kreise* dargestellt. Diese zeigen zunächst bei kleinen fehlenden Transversalimpulsen einen starken Abfall (äquivalent zu NC–Ereignissen), der von γp–Ereignissen herrührt (vgl. Abschnitt 5.1.4). Bei etwa $V > 20$ GeV sieht man einen zusätzlichen Beitrag von CC–Ereignissen, der zur Veränderung des Kurvenverlaufs führt.

Die im folgenden verwendete CC–Kandidatenmenge besteht aus visuell klassifizierten CC– und γp–Ereignissen.

5.1.3 V–Schnitt

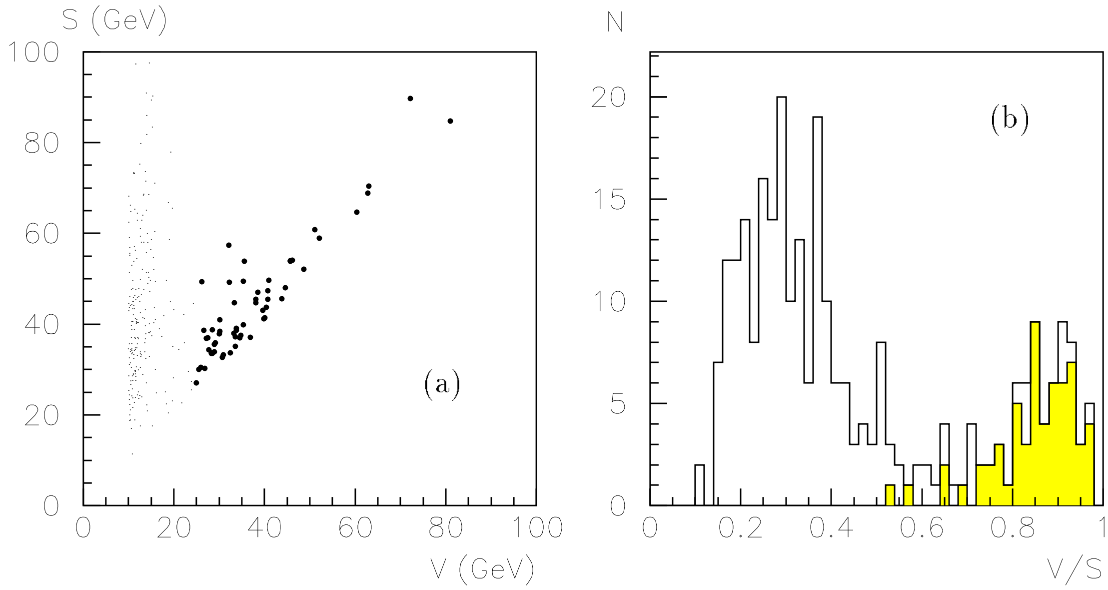


Abbildung 5.3: *Ereignisse, die alle Selektionsschritte ohne V–Schnitt erfüllen: (a) Korrelation von S und V ($V > 25$ GeV, große Punkte), (b) Verhältnis V/S ($V > 25$ GeV, dunkel).*

Als endgültiges Selektionskriterium der CC–Kandidaten dient ein Schnitt auf den Transversalimpuls des hadronischen Endzustands V, der eine deutliche Reduzierung vor allem des γp–Untergrunds bewirkt:

$$V > 25 \text{ GeV} \quad . \tag{5.2}$$

Dieser Schnitt stellt einen Kompromiß zwischen Anzahl der CC–Ereignisse und Sensitivität auf elektroschwache Parameter (z.B. $W^{\pm}$–Masse) auf der einen Seite sowie Nachweiswahrscheinlichkeit und Untergrundprozesse auf der anderen Seite dar. Für eine Erniedrigung des V–Schnitts müßten weitere Schnitte gegen γp–Untergrund eingeführt und das Schwellenverhalten des CC–Triggers verbessert werden. Durch eine Erniedrigung des V–Schnitts ließe sich insbesondere die Helizitätsstruktur der CC–Reaktion genauer untersuchen (siehe Abschnitt 6.4).

Zur Illustration des V–Schnitts ist in Abb. 5.3 die Korrelation der Variablen S und V und deren Verhältnis vor und nach dem V–Schnitt dargestellt. Abb. 5.3 (a) zeigt zwei Bänder. Eines befindet sich bei $V \approx 10$ GeV und besteht aus γp–Ereignissen. Das zweite Band entspricht $V \approx S$ und besteht aus CC–Kandidaten, die den V–Schnitt passiert haben. Dieser Sachverhalt wird durch Abb. 5.3 (b) verdeutlicht. Die Verteilung zeigt zwei Maxima. Die breite Erhöhung bei $V/S \approx 0.3$ besteht aus γp–Ereignissen, bei denen ein fehlender Transversalimpuls vorgetäuscht wird. Die kleinere Erhöhung bei $V/S \approx 0.9$ besteht aus CC–Kandidaten (siehe Gl. 4.5, 4.6). Durch den verwendeten V–Schnitt werden nur Ereignisse mit $V/S > 0.5$ ausgewählt, die keine typischen γp–Kandidaten sind. Abb. 5.3 (b) zeigt auch, daß wenige Ereignisse mit $V/S \approx 0.9$ den V–Schnitt nicht passieren. Dabei handelt es sich um mögliche CC–Kandidaten, die einen fehlenden Transversalimpuls von $V < 25$ GeV besitzen und in dieser Analyse nicht berücksichtigt werden.

Zusammenfassung der Selektion

Die in diesem Abschnitt erläuterten CC–Selektionskriterien und die nach Anwendung der jeweiligen Schnitte verbleibenden Ereignismengen sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt.

Selektionsschnitt	Ereignisse 1994	e^+p	e^-p	1993 e^-p
CC–Vorselektion (POT+DST)	69004	58271	11733	3016*
Qualitätsschnitt	49400	42308	7092	2041*
CC–Trigger	9745	8571	1174	481*
Untergrundfilter	1062	904	158	66*
Ereignisvertex ($V > 25$ GeV)	901(122)	778(95)	123(27)	46*(16)
Visuelle Inspektion	290	248	42	14
Schnitt $V > 25$ GeV	60	47	13	12

Tabelle 5.2: *Anzahl der CC–Kandidaten nach Anwendung der jeweiligen Selektionsschritte. Die in Klammern angegebenen Werte (Zeile Ereignisvertex) geben die Anzahl der Ereignisse an, die ohne visuelle Inspektion durch den endgültigen Schnitt* $V > 25$ GeV *selektiert werden. Die mit * gekennzeichneten Ereigniszahlen weisen darauf hin, daß auf die verwendete Datenmenge ein gegenüber 1994 verschärftes Vorselektionskriterium (*$V > 15$ GeV*) angewendet worden ist. (Der ursprüngliche Datensatz ist gelöscht worden.)*

In den Jahren 1993 (1994) erfüllten insgesamt 12 (60) Ereignisse alle hier diskutierten Schnitte. Dabei wurde die ursprüngliche Datenmenge um mehr als drei Größenordnungen verringert. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß restlicher Untergrund vernachlässigt werden kann. Ein Ereignis des geladenen Stroms, das alle beschriebenen Selektionskriterien erfüllt, wurde bereits in Abb. 4.2 dargestellt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die beschriebene CC–Selektion wird im Abschnitt 5.3 diskutiert.

5.1.4 Untergrund in CC–Ereignissen

In diesem Abschnitt wird der verbleibende Untergrund in der endgültigen CC–Datenmenge diskutiert. Als mögliche Untergrundquellen werden γp–Ereignisse, Höhenstrahlungs– und Halo–Myon–Ereignisse, NC–Ereignisse sowie $W^{\pm}$– und Z^0–Zerfälle betrachtet.

Untergrund aus γp–Ereignissen

Die größte Untergrundquelle der CC–Kandidaten bilden γp–Ereignisse, die sich kinematisch nicht eindeutig von CC–Ereignissen unterscheiden lassen. Ein Nachweis des unter sehr kleinen Winkeln gestreuten Leptons im *Elektrontagger* ist nur für einen Anteil von etwa 10% der Ereignisse möglich.

Die Mechanismen, die zur Messung eines fehlenden Transversalimpulses und somit zur Fehlidentifikation als CC–Ereignis führen können, sind ähnlich wie bei NC–Ereignissen Akzeptanzverluste in Vorwärtsrichtung sowie Fluktuationen bei der hadronischen Energiemessung. Bei einem kleinen Anteil der Ereignisse ist der hadronische Schauer nicht vollständig im *LAr*–Kalorimeter enthalten, sondern erstreckt sich bis in die umgebende supraleitende Spule oder in den Tail–Catcher, der in dieser Analyse zur V–Messung nicht berücksichtigt wurde. Ein weiterer Mechanismus, der die Messung des Transversalimpulses verfälscht, ist die Erzeugung hochenergetischer, minimalionisierender Teilchen sowie nicht im Kalorimeter wechselwirkender Neutrinos aus semileptonischen oder leptonischen Zerfällen.

Ein γp–Ereignis, bei dem der gemessene Transversalimpuls nicht ausgeglichen ist, ist in Abb. 4.4 dargestellt. Der fehlende Tranversalimpuls beträgt $V = 20$ GeV. Bei diesem Ereignis konnte das gestreute Lepton im *Elektrontagger* nachgewiesen werden.

Aufgrund der beschriebenen Mechanismen ist zu erwarten, daß der Untergrund von γp–Ereignissen stark mit steigendem fehlenden Transversalimpuls abfällt. Mit Hilfe der im folgenden beschriebenen topologischen Erkennung von γp–Ereignissen zeigt sich, daß diese Untergrundquelle für $V > 25$ GeV vernachlässigt werden kann.

Topologische Charakterisierung des γp–Untergrunds

Um den γp–Untergrund zu untersuchen und Kriterien zur Identifikation aufzustellen, werden in den Ereignissen Jets rekonstruiert, anhand deren Topologie die Ereignisse charakterisiert werden können.

Im allgemeinen lassen sich γp–Ereignisse mit großen Transversalenergien S in der (x, y)–Ebene durch zwei gegenüberliegende Jets identifizieren (2–Jetkonfiguration). CC–Ereignisse mit großen fehlenden Transversalimpulsen besitzen in der Regel nur einen Jet (1–Jetkonfiguration).

Um diesen Unterschied zu veranschaulichen, wurden die Jetraten als Funktion eines Parameters β^{min} bestimmt, der im folgenden erläutert wird.

Aus jedem rekonstruierten Jet läßt sich der Wert $\beta(jet_i)$ berechnen, der das Verhältnis des Transversalimpulses $V(jet_i)$ des Jets i zur Gesamttransversalener-

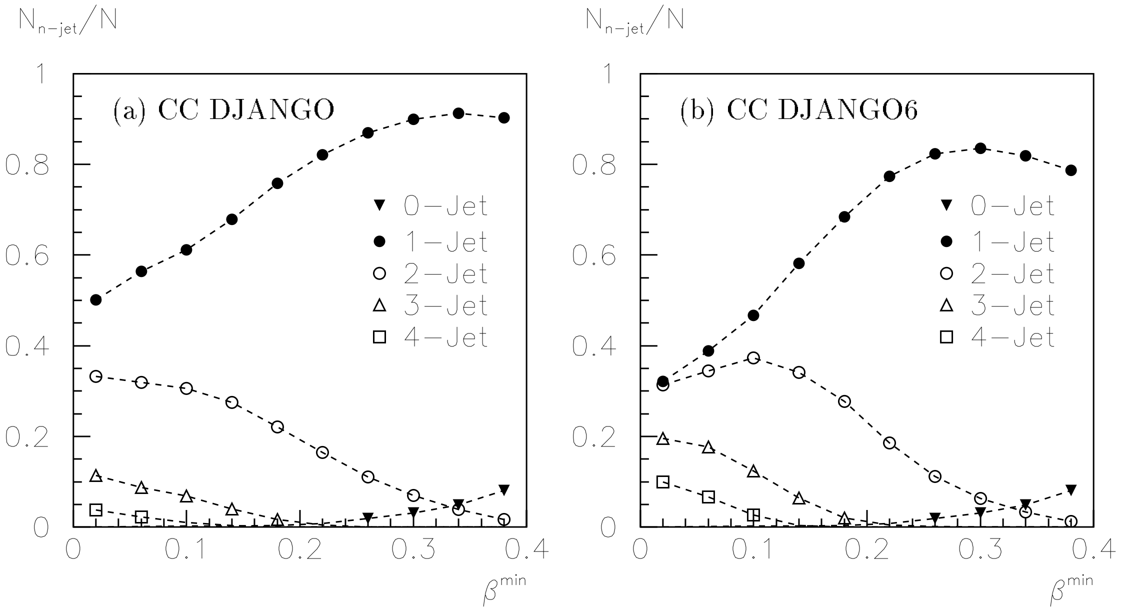


Abbildung 5.4: *Normierte Jetraten N_{n-jet}/N als Funktion der Variablen β^{min} für simulierte CC–Ereignisse: (a) DJANGO , (b) DJANGO6.*

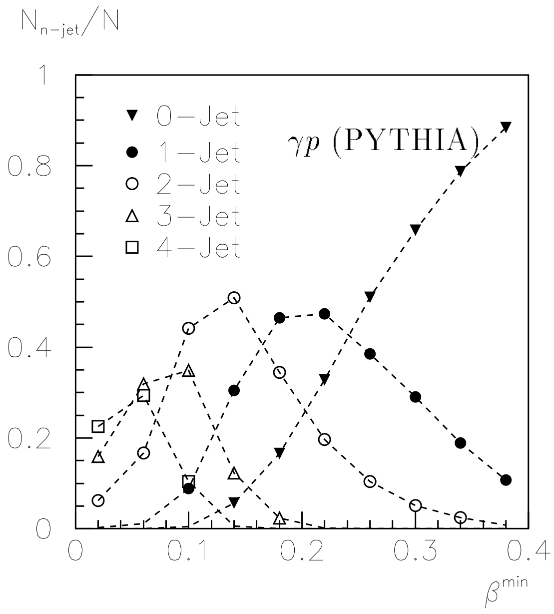


Abbildung 5.5: *Normierte Jetraten N_{n-jet}/N als Funktion der Variablen β^{min} für simulierte γp–Ereignisse (PYTHIA).*

gie S des Ereignisses angibt:

$$\beta(jet_i) = V(jet_i)/S \quad . \tag{5.3}$$

Es läßt sich nun eine Jetrate N_{n-jet} folgendermaßen definieren:

$$\begin{array}{c} N_{n-jet}(\beta^{min}) \quad \text{ist die Anzahl der Ereignisse,} \\ \text{bei denen für } n \text{ Jets gilt: } \beta(jet_i) > \beta^{min} \quad . \end{array} \tag{5.4}$$

Je größer der Parameter β^{min} ist, desto kleiner ist die Anzahl der rekonstruierten Jets pro Ereignis, die den Schnitt erfüllen. Für große Werte $\beta^{min} > 0.1$ findet man auch Ereignisse, in denen kein Jet den Schnitt erfüllt (0–Jetkonfiguration).

In Abb. 5.4 sind die Jetraten von simulierten CC–Ereignissen und in Abb. 5.5 von simulierten γp–Ereignissen (PYTHIA, [Sjö92]) als Funktion des Parameters β^{min} dargestellt. Die simulierten γp–Ereignisse wurden mit einem hohen Schnitt auf die Transversalenergie des Ereignisses generiert ($S > 40$ GeV). Zur Jetrekonstruktion wurde der in Abschnitt 4.1.4 beschriebene „Cone"–Algorithmus mit $R_{cut} = 0.5$ verwendet.

Betrachtet man die Jetraten (Abb. 5.4) für den Schnitt $\beta^{min} = 0.1$, so besitzen, wie eingangs gesagt, CC–Ereignisse meistens eine 1–Jetkonfiguration, während γp–Ereignisse am häufigsten eine 2–Jetkonfiguration besitzen. Allerdings werden in vielen Ereignissen höhere Jetraten rekonstruiert, die auf QCD–Prozesse, wie Abstrahlung von Gluonen, zurückzuführen sind. Es zeigen sich außerdem Unterschiede zwischen der MC–Vorhersage von DJANGO und DJANGO6 (Abb. 5.4). Diese lassen sich auf den in DJANGO6 berücksichtigten Prozeß der Boson–Gluon–Fusion zurückführen, der zu einem höheren Anteil von Mehrjetkonfigurationen führt.

Aus diesen Gründen ist die absolute Anzahl von rekonstruierten Jets kein geeignetes Kriterium, um CC– und γp–Ereignisse zu unterscheiden. Da sich aber in der Regel bei CC–Ereignissen mit Mehrjetkonfigurationen alle Jets in einer Hemisphäre befinden, ist es sinnvoll, die rekonstruierten Jets mit der Richtung des fehlenden Transversalimpulses in Beziehung zu setzen. Dazu wird der gerichtete Vektor des gemessenen Transversalimpulses $\vec{V} = (E_x, E_y)$ (vgl. Gl. 4.3) betrachtet. $\boldsymbol{\vec{V}}$ zeigt in die Richtung des **gemessenen** Transversalimpulses und $\boldsymbol{-\vec{V}}$ in die Richtung des **fehlenden** Transversalimpulses. Im Gegensatz zu γp–Ereignissen werden in CC–Ereignissen keine Jets in Richtung des fehlenden Transversalimpulses $-\vec{V}$ erwartet. Nun werden Kriterien aufgestellt, um die verschiedenen Ereignistopologien zu unterscheiden.

Äquivalent zur Gleichung 5.3 werden zwei neue Parameter $\alpha(jet_i)$ und $\alpha_{||}(jet_i)$ eingeführt:

$$\alpha(jet_i) = V(jet_i)/V \quad , \tag{5.5}$$

$$\alpha_{||}(jet_i) = \vec{V}(jet_i) \cdot \vec{V}/V^2 \quad . \tag{5.6}$$

$\alpha(jet_i)$ beschreibt das Verhältnis des Transversalimpulses des Jets i zum fehlenden Transversalimpuls des Gesamtereignisses. Der zweite Parameter beschreibt den projizierten Anteil des Transversalimpulses des Jets i zum gerichteten fehlenden Transversalimpuls $\vec{V}$. Zur Veranschaulichung sind in Abb. 5.6 die Berechnungen der definierten Parameter in der transversalen Ereignisebene für eine 2–Jetkonfiguration dargestellt.

(a) $\alpha(jet_i)$ (b) $\alpha_{||}(jet_i)$

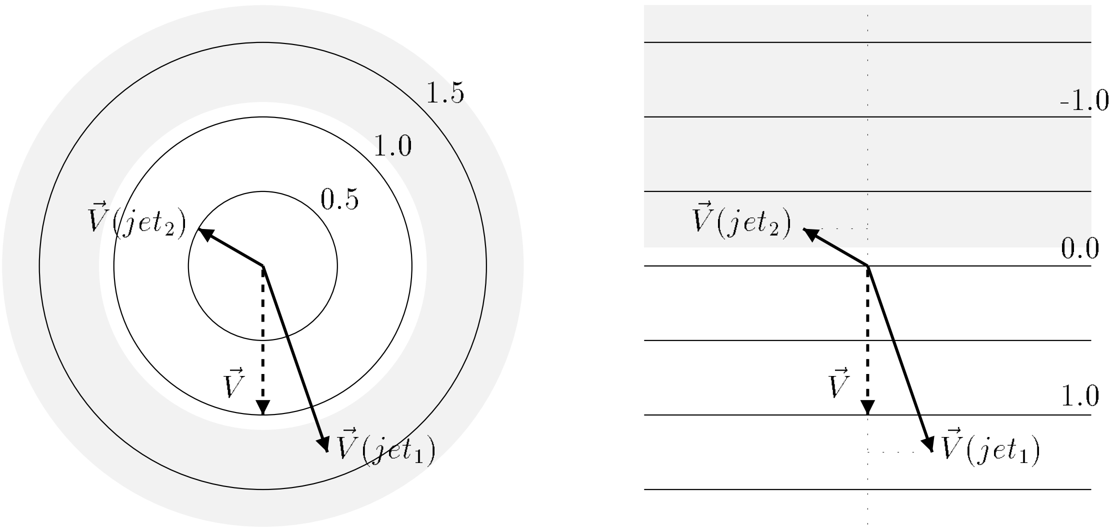


Abbildung 5.6: *Skizze zur Veranschaulichung der Berechnung von (a) $\alpha(jet_i)$ und (b) $\alpha_{||}(jet_i)$. Für das skizzierte Ereignis ergibt sich: $\alpha(jet_1) = 1.32$, $\alpha(jet_2) = 0.5$ und $\alpha_{||}(jet_1) = 1.25$, $\alpha_{||}(jet_2) = -0.25$. Die* dunklen *Flächen kennzeichnen akzeptierte Bereiche für $\alpha^{min} = 1.1$ und $\alpha_{||}^{max} = -0.125$.*

Diese Parameter werden erneut dazu verwendet, Jetraten zu bestimmen:

$$N_{n-jet}(\alpha^{min}) \quad \text{ist die Anzahl der Ereignisse,}$$
$$\text{bei denen für } n \text{ Jets gilt: } \alpha(jet_i) > \alpha^{min} \quad , \tag{5.7}$$
$$N_{n-jet}(\alpha_{||}^{max}) \quad \text{ist die Anzahl der Ereignisse,}$$
$$\text{bei denen für } n \text{ Jets gilt: } \alpha_{||}(jet_i) < \alpha_{||}^{max} \quad . \tag{5.8}$$

Zur Veranschaulichung sind in Abb. 5.6 die selektierten Bereiche für $\alpha^{min} = 1.1$ und $\alpha_{||}^{max} = -0.125$ *(dunkel)* eingezeichnet.

Die als Funktion des Parameters α^{min} berechneten normierten Jetraten sind in Abb. 5.7 für (a) CC–Ereignisse und (b) γp–Ereignisse dargestellt. Für $\alpha^{min} = 0.5$ ergibt sich aus der MC–Simulation, daß CC–Ereignisse überwiegend eine 1–Jetkonfiguration besitzen, während γp–Ereignisse für den gleichen Schnitt eine Mehrjetkonfiguration aufweisen. Des weiteren lassen sich für γp–Ereignisse auch Jets mit

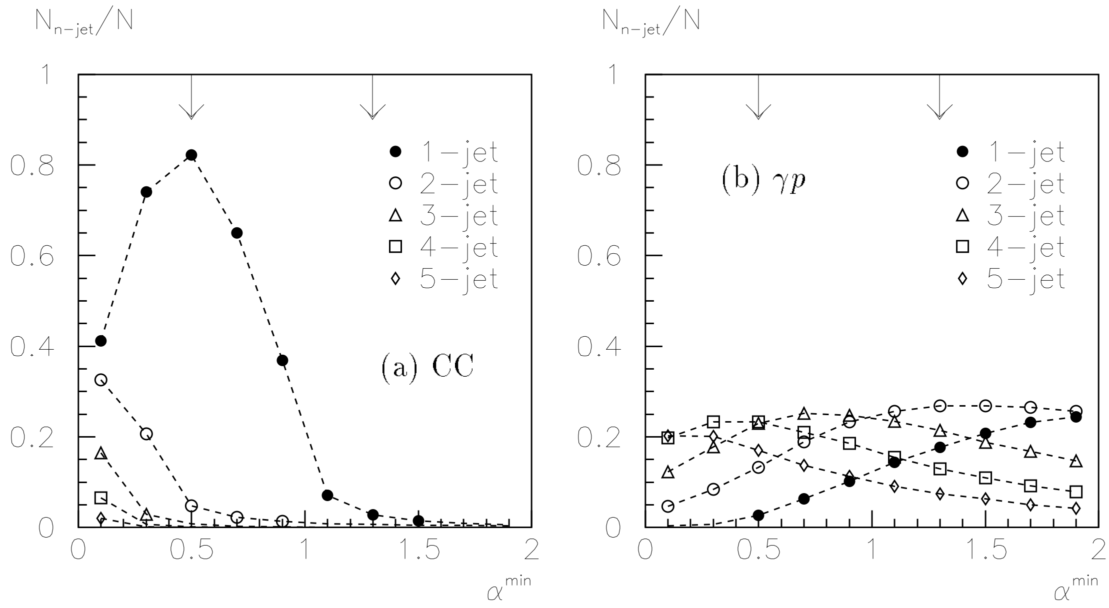


Abbildung 5.7: *Jetraten für (a) CC–Ereignisse DJANGO6 und (b) γp–Ereignisse (MC) als Funktion des Parameters* α^{min}.

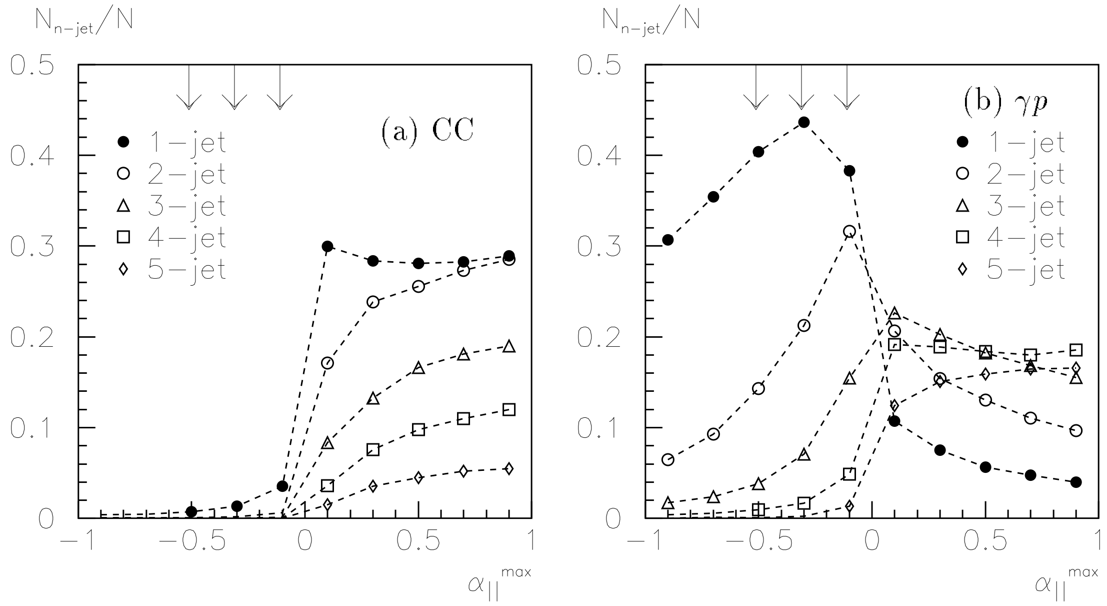


Abbildung 5.8: *Jetraten für (a) CC–Ereignisse DJANGO6 und (b) γp–Ereignisse (MC) als Funktion des Parameters* $\alpha_{\|}^{max}$.

$\alpha^{min} > 1$ rekonstruieren, was für CC–Ereignisse selten möglich ist. Anschaulich bedeutet $\alpha^{min} > 1$, daß Jets existieren, deren Transversalimpulse den fehlenden Transversalimpuls des Ereignisses übersteigen. Beide Eigenschaften werden im weiteren benutzt, um γp–Ereignisse zu identifizieren.

In Abb. 5.8 sind die normierten Jetraten als Funktion des Parameters $\alpha_{\|}^{max}$ dargestellt. Auch hier zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen (a) CC– und (b) γp–Ereignissen. Während in Richtung des fehlenden Transversalimpulses (negative Werte) in CC–Ereignissen keine Jets rekonstruiert werden, wird in γp–Ereignissen mindestens ein Jet gefunden.

Anhand der diskutierten Eigenschaften lassen sich nun quantitative Kriterien zur Erkennung von γp–Ereignissen aufstellen. Dazu werden die Jetraten für bestimmte Werte von α^{max} und $\alpha_{\|}^{max}$ (siehe Markierungen in Abb. 5.7, 5.8) berechnet. Aus der Anzahl der rekonstruierten Jets wird dann auf das Vorliegen eines γp–Ereignisses geschlossen. Die Schnitte sind so gewählt, daß in der MC–Simulation kein CC–Ereignis mit $V > 20$ GeV fälschlicherweise als γp–Ereignis erkannt wird. Um QCD–Korrekturen zu berücksichtigen, wurde die DJANGO6–Simulation mit Boson–Gluon–Fusion verwendet. Die resultierenden Kriterien zur Erkennung von γp–Ereignissen sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt. Ein Ereignis wird als γp–Prozeß eingestuft, wenn mindestens eines der aufgeführten Kriterien erfüllt ist.

Schnitt	$n - jet$
$\alpha^{min} = +1.3$	> 0
$\alpha^{min} = +0.5$	> 1
$\alpha_{\|}^{max} = -0.5$	> 0
$\alpha_{\|}^{max} = -0.3$	> 1
$\alpha_{\|}^{max} = -0.1$	> 2

Tabelle 5.3: *Topologische Schnitte zur Erkennung von γp–Ereignissen. Ein Ereignis wird als γp–Prozeß eingestuft, wenn mindestens eines der obigen fünf Kriterien erfüllt ist.*

Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser topologischen Erkennung von γp–Ereignissen wird bestimmt, indem die in Tab. 5.3 aufgeführten Kriterien auf simulierte γp–Ereignisse angewendet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 5.9 als Funktion des fehlenden Transversalimpulses V dargestellt *(offene Kreise)*. Danach erwartet man eine sinkende Nachweiswahrscheinlichkeit für steigende Werte von V.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit kann auch aus gemessenen Daten abgeschätzt werden. Als Ausgangsbasis dienen etwa 200 Ereignisse mit $V < 25$ GeV, die durch eine visuelle Inspektion als CC–Kandidat (γp– oder CC–Signatur) eingestuft worden sind (siehe Abschnitt 5.1.2). Durch Anwendung der γp–Erkennungskriterien nach statistischer Subtraktion der erwarteten Anzahl von 15 CC–Ereignissen läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit berechnen. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 5.9 dargestellt *(volle Kreise)*.

Bei kleinen fehlenden Transversalimpulsen ($V < 16$ GeV) zeigt sich eine schlechte Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten. Bei hohen Transversalimpulsen $V > 16$ GeV läßt sich aufgrund der begrenzten Statistik (sowohl von Monte–Carlo als auch von Daten) die Nachweiswahrscheinlichkeit nur mit erheblichen Fehlern bestimmen. Bei Kombination beider Methoden erhält man für den gesamten Bereich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\varepsilon_{\gamma p} = (75 \pm 25)\%$.

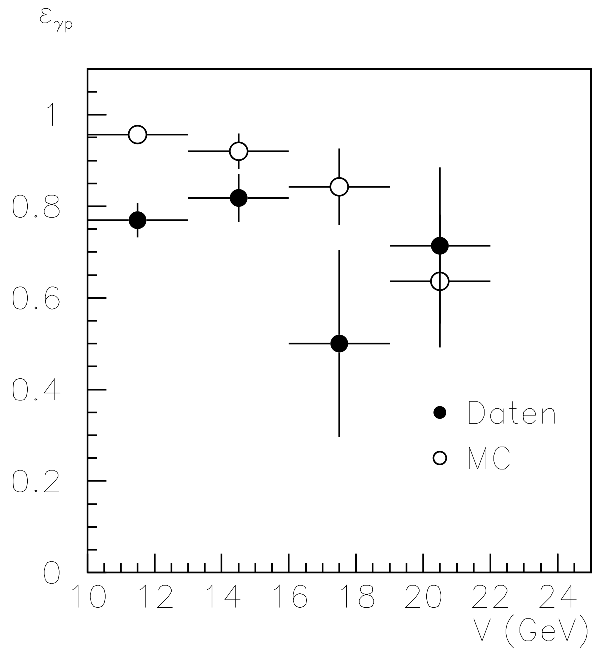


Abbildung 5.9: *Nachweiswahrscheinlichkeit für γp–Ereignisse mit Hilfe der topologischen Jetanalyse als Funktion von V; bestimmt mit einer MC–Simulation* (offene Kreise) *und Daten* (geschlossene Kreise, *siehe Text). Die Fehlerbalken geben hier die statistischen Fehler an.*

Eine visuelle Untersuchung der durch die obigen Schnitte nicht erkannten γp–Ereignisse (Monte–Carlo) bzw. γp–Kandidaten (Daten) zeigt, daß überwiegend diejenigen 2-Jetkonfigurationen, bei denen sich einer der Jets an der vorderen Akzeptanzkante des LAr–Kalorimeters befindet, als 1-Jetkonfiguration fehlidentifiziert werden.

γp–Untergrund in der endgültigen Datenmenge

In Abb. 5.10 sind die selektierte CC–Kandidatenmenge und die darin identifizierten γp–Ereignisse vor Anwendung des Schnitts $V > 25$ GeV als Funktion von V dargestellt. Die mit Hilfe der topologischen Charakterisierung erkannten γp–Ereignisse sind als volle Kreise dargestellt. Oberhalb von $V > 25$ GeV wurde kein γp–Ereignis identifiziert.

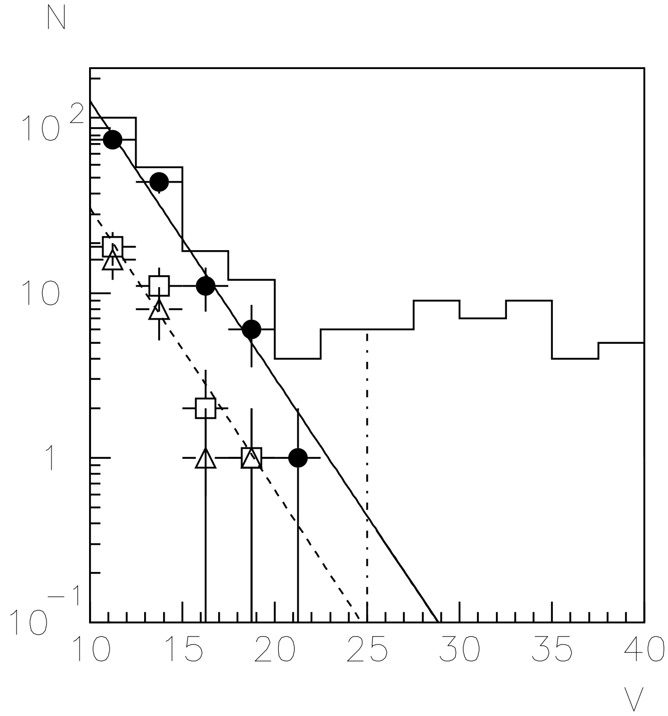


Abbildung 5.10: *Endgültige CC–Kandidatenmenge vor Anwendung des V–Schnitts* (Histogramm). *Erkannte γp–Ereignisse sind durch Symbole dargestellt: topologische γp–Erkennung* (Kreise), *direkter Nachweis des Leptons im Elektrontagger* (Quadrate) *und Koinzidenz von topologischer γp–Erkennung und Elektrontaggernachweis* (Dreiecke).

Die Anpassung einer Exponentialfunktion an die nachgewiesenen γp–Ereignisse mit anschließender Extrapolation führt zu einer Untergrundabschätzung von 0.5 ± 0.3 γp–Ereignissen für $V > 25$ GeV. Der Steigungsparameter der Anpassung beträgt (-0.39 ± 0.10) GeV^{-1}. Diese Messung ist in guter Übereinstimmung mit der in [H1C95a] beschriebenen Analyse, die auf einer Anpassung der erwarteten Form der V–Verteilungen von γp– und CC–Ereignissen beruht. Dort wurden 0.3 ± 0.1 γp–Ereignisse abgeschätzt.

In Abb. 5.10 sind ebenfalls γp–Kandidaten kenntlich gemacht, bei denen das gestreute Lepton im *Elektrontagger* nachgewiesen wurde, und die somit eindeutig als γp–Ereignisse identifiziert wurden *(Quadrate)*. Die Anpassung einer Exponentialfunktion liefert einen identischen Steigungsparameter von (-0.39 ± 0.22) GeV^{-1}. Da die mit beiden Methoden aus den Daten ermittelten Steigungsparameter innerhalb der Fehler übereinstimmen, kann man annehmen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der topologischen γp–Erkennung im Gegensatz zur MC–Vorhersage (Abb. 5.9) unabhängig von V ist.

Von den 33 Ereignissen, bei denen das gestreute Lepton im *Elektrontagger* nachgewiesen wurde, konnten 26 Ereignisse auch durch die topologische Jeterkennung als γp–Ereignis erkannt werden *(Dreiecke)*. Daraus ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(89 \pm 15)\%$ in guter Überteinstimmung mit dem im vorherigen Abschnitt ermittelten Ergebnis. Berücksichtigt man bei der Extrapolation die Nachweiswahrscheinlichkeit für die γp–Erkennung, so erwartet man für $V > 25$ GeV einen γp–Untergrund von weniger als 1% in der endgültigen CC–Kandidatenmenge, der im weiteren vernachlässigt wird.

Höhenstrahlungs– und Halo–Myon–Ereignisse

Höhenstrahlungs– und Halo–Myon–Ereignisse lassen sich durch Betrachtung der Zeitinformationen von Signalen aus Driftkammern und Kalorimetern identifizieren [H1C95a]. Dabei wird ausgenutzt, daß Höhenstrahlungsereignisse zeitlich gleichverteilt, und Halo–Myon–Ereignisse meistens in Überlagerung mit ep–Wechselwirkungen auftreten. Durch Auswertung dieser Informationen läßt sich der Anteil der Ereignisse bestimmen, der nicht durch Anwendung der Untergrundfilter verworfen wird. Die so abgeschätzte Anzahl von Untergrundereignissen stimmt im Rahmen der Genauigkeit mit der Zahl der tatsächlich durch die visuelle Inspektion gefundenen Ereignisse überein. Aufgrund dieses Resultats und wegen der eindeutigen Signatur der Höhenstrahlungs– und Halo–Myon–Ereignisse wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der visuellen Inspektion als 100% angenommen, so daß dieser Untergrund im weiteren vernachlässigt werden kann.

Untergrund aus NC–Ereignissen

Der Untergrund aus NC–Ereignissen ergibt sich aus einer möglichen Fehlmessung der Energie des gestreuten Leptons oder des hadronischen Endzustands. Dies ist, wie schon erläutert, möglich, wenn Teilchen Lücken des elektromagnetischen Kalorimeters treffen oder eine bzw. mehrere rauschende oder ausgeschaltete LAr–Zellen getroffen werden. Ebenso führen Verluste hochenergetischer Hadronen unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung ($\vartheta < 3.5°$), die nicht innerhalb des Akzeptanzbereichs des LAr–Kalorimeters liegen, zu einem fehlendem Transversalimpuls des Ereignisses.

Diese Ereignisse lassen sich anhand des gestreuten Leptons sowohl durch eine visuelle Inspektion als auch durch programmierte Leptonidentifikationsroutinen nachweisen. Der NC–Untergrund kann aus der Tatsache, daß kein NC–Untergrundkandidat gefunden wurde, und über die Nachweiswahrscheinlichkeit der Leptonidentifikation abgeschätzt werden. Er ergibt sich zu $< 0.2\%$ (entspricht 0.1 Ereignisse) und wird im weiteren vernachlässigt.

Prozesse mit $W^{\pm}$– und Z^0–Produktion

Große fehlende Transversalimpulse V können auch in Ereignissen auftreten, in denen $W^{\pm}$– bzw. Z^0–Bosonen im neutralen Strom erzeugt werden, die leptonisch zerfallen und Neutrinos mit hohen Transversalimpulsen liefern. Eine Fehlinterpretation als CC–Ereignis ist möglich, sofern kein hochenergetisches Elektron oder Myon aus dem Zerfall nachgewiesen wird.

Die Produktionsraten dieser Prozesse sind wegen des geringen Wirkungsquerschnitts und der kleinen leptonischen Verzweigungsverhältnisse sehr gering. Eine Abschätzung liefert der Monte–Carlo Generator EPVEC [Bau92]. Es wurden Ereignisse generiert, die einen fehlenden Transversalimpuls von $V > 25$ GeV besitzen und bei denen kein hochenergetisches, geladenes Lepton im Detektor als Veto dienen könnte (Tab. 5.4). Der totale Untergrund beträgt 12 ± 2 fb (0.03 ± 0.01 Ereignisse) und kann im weiteren vernachlässigt werden.

Produktion	Zerfall	σ (fb)	σ^{fake} (fb)
$e^+p \to e^+XW^+$	$W^+ \to l^+\nu$	156	5.6
$e^+p \to e^+XW^-$	$W^- \to l^-\overline{\nu}$	153	1.0
$e^+p \to e^+XZ$	$Z \to \nu\overline{\nu}$	28	5.3
Summe		337	11.9

Tabelle 5.4: *Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen mit $V > 25$ GeV und anschließenden leptonischen Zerfällen. σ^{fake} gibt den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit CC–Signatur ($V > 25$ GeV) an.*

5.2 NC–Identifikation

In diesem Abschnitt wird die Identifikation von NC–Ereignissen beschrieben. Diese Ereignisse bilden in der vorliegenden Arbeit die Grundlage zur Bestimmung der CC–Nachweiswahrscheinlichkeiten, die dadurch ermittelt werden, daß auf den hadronischen Endzustand der NC–Ereignisse die gleichen Schnitte wie zur CC–Selektion angewendet werden. Darüberhinaus läßt sich der NC–Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis $R_{NC/CC}$ bilden.

Im folgenden wird nach einer Auflistung der Schnitte zur Identifikation von NC–Ereignissen der Schnitt auf den hadronischen Transversalimpuls V_{had} erläutert. Die weiteren Abschnitte sind der Diskussion des verbleibenden Untergrunds und der Nachweiswahrscheinlichkeit der NC–Identifikation gewidmet.

5.2.1 Schnitte zur NC–Identifikation

Die NC–Datenmenge wird durch nachfolgende Schnitte definiert:

- **Vorselektion:** Ereignisse, die in der Vorselektion (POT+DST) aufgrund des hadronischen Transversalimpulses als NC–Kandidaten klassifiziert worden sind, bilden die Basis der NC–Selektion (siehe Abschnitt 4.2).

- **Qualitätsschnitt:** Die in Abschnitt 4.3.1 genannten Qualitätskriterien zur Datennahme (Hochspannung, Strahlbedingungen, etc.) werden für NC–Ereignisse gefordert.

- **Leptonkandidat:** Das Vorhandensein eines Kandidaten für das gestreute Lepton wird verlangt (siehe Abschnitt 4.1.2).

- **NC–Trigger:** Beim Ereignis hat entweder der in Abschnitt 3.3.2 diskutierte *LAr–Elektron*–Trigger oder der *LAr–Etrans*–Trigger angesprochen.

- **Ereignisvertex:** Die von der zentralen Spurkammer rekonstruierte z–Position des Ereignisvertex muß innerhalb von ± 35 cm um die nominelle Vertexposition liegen:
$$|z_{CVTX}| < 35 \text{ cm} \quad . \tag{5.9}$$
Spuren in der Vorwärtsspurkammer müssen hierbei nicht berücksichtigt werden, da man aus kinematischen Überlegungen für NC–Ereignisse mit $V > 25$ GeV immer mindestens eine zentrale Spur erwartet.

- **Kinematik:** Aus Gründen der Energie– und Impulserhaltung werden Forderungen an V und Σ^{tot} gestellt. Letztere Meßgröße ist definiert als:
$$\Sigma^{tot} = \sum_{\text{Teilchen } i} E_i - (\vec{p_i})_z \quad . \tag{5.10}$$

Für einen idealen Detektor, in dem alle Teilchen gemessen werden, gilt für ep–Wechselwirkungen $V = 0$ und $\Sigma^{tot} = 2E_e \approx 55$ GeV, wobei E_e die Strahlenergie des einlaufenden Leptons ist. Aufgrund der experimentellen Auflösung sind die gemessenen Größen V und Σ^{tot} verschmiert. Deswegen wird verlangt:

$$V < 25 \text{ GeV} \quad , \tag{5.11}$$

$$\Sigma^{tot} < 75 \text{ GeV} \quad . \tag{5.12}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Teilchen, die in den Kalorimetern des zentralen H1–Detektors gemessen werden. Ereignisse mit hohen Energiedepositionen, die nicht aus der ep–Wechselwirkung stammen (Höhenstrahlungsereignisse und Halo–Myon–Ereignisse) lassen sich dadurch verwerfen.

- **Untergrundfilter:** Um verbleibenden Untergrund aus Höhenstrahlungsereignissen und Halo–Myon–Ereignissen zu verwerfen, finden die Filteralgorithmen Verwendung, die in Abschnitt 4.3.2 diskutiert worden sind.

NC–Kriterien	Ereignisse 1994	e^+p	e^-p	1993 e^-p
NC–Vorselektion (POT+DST)	27629	23968	3661	1600*
Qualitätsschnitt	22992	20125	2867	1143*
Leptonidentifikation	9368	8304	1064	496*
NC–Trigger	9181	8140	1041	488*
Ereignisvertex	8552	7585	967	456*
Kinematik	8472	7516	956	453*
Untergrundfilter	8277	7341	936	445*

Tabelle 5.5: *Ereigniszahlen nach jeweiligen Schnitten zur NC–Identifikation. Die mit * gekennzeichneten Ereigniszahlen weisen darauf hin, daß auf die Datenmenge ein gegenüber 1994 verschärftes Vorselektionskriterium ($p_{\perp e} > 15$ GeV) angewendet worden ist. (Der ursprüngliche Datensatz ist gelöscht worden.)*

Die Reduzierung der NC–Datenmenge durch Anwendung der beschriebenen Kriterien ist in Tabelle 5.5 zusammengefaßt. Dabei wird der ursprüngliche Datensatz auf etwa 30% der Ereignismenge reduziert. Die geringe Ereignisreduzierung bei Anwendung der Untergrundfilter läßt schon erkennen, daß verbleibender Untergrund aus Höhenstrahlungs– und Halo–Myon–Ereignissen vernachlässigbar ist.

5.2.2 V_{had}–Schnitt

Um eine Gleichbehandlung von NC– und CC–Ereignissen sicherzustellen wird verlangt:

$$V_{had} > 25 \text{ GeV} \quad , \tag{5.13}$$

wobei V_{had} der Transversalimpuls des hadronischen Endzustands ist. Dieser analog zur CC–Selektion durchgeführte Schnitt ermöglicht es, den hadronischen Endzustand von NC–Ereignissen äquivalent zum hadronischen Endzustand von CC–Ereignissen zu behandeln.

Der hadronische Transversalimpuls V_{had} berechnet sich aus allen LAr–Zellen, die sich nicht innerhalb eines Konusses mit einem Öffnungswinkel von 0.15 rad (8.6°) in Richtung des gestreuten Leptons befinden (siehe Abschnitt 5.3.1). V_{had} wird bezüglich des Ereignisvertex berechnet, der sich allein aus dem hadronischen Endzustand ergibt.

V–Schnitt	Ereignisse 1994	e^+p	e^-p	1993 e^-p
$V_{had} > 10$ GeV	7613	6759	854	433*
$V_{had} > 15$ GeV	3401	3021	380	346*
$V_{had} > 20$ GeV	1506	1330	176	189*
$V_{had} > 25$ GeV	714	632	82	89*

Tabelle 5.6: *Anzahl der NC–Ereignisse für verschiedene V_{had}–Schnitte. Die mit * gekennzeichneten Ereigniszahlen weisen darauf hin, daß auf die verwendete Datenmenge ein gegenüber 1994 verschärftes Vorselektionskriterium ($V > 15$ GeV) angewendet worden ist. (Der ursprüngliche Datensatz ist gelöscht worden.)*

Die Ereigniszahlen für verschiedene Schnitte auf V_{had} und für den verwendeten Schnitt $V_{had} > 25$ GeV sind in Tab. 5.6 dargestellt. Es ist erkennbar, daß im Gegensatz zum geladenen Strom die gemessene Anzahl der NC–Ereignisse stark vom Transversalimpulsschnitt abhängt. Dieser Sachverhalt ist besonders wichtig im Zusammenhang mit der Kalibrierung der Energieskala des LAr–Kalorimeters und wird in Abschnitt 5.3.4 diskutiert.

In Abb. 5.11 (a) ist für die endgültige NC–Datenmenge die normierte V_{had}–Verteilung dargestellt. Abb. 5.11 (b) zeigt die Polarwinkelverteilung des rekonstruierten Stromjets (Gl. 1.14) für $V_{had} > 25$ GeV und die des gestreuten Leptons. Der maximale Streuwinkel beträgt wegen des Transversalimpulsschnitts $\vartheta \approx 2.3$ rad (145°). Alle Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der MC–Simulation (DJANGO).

5.2.3 Untergrund in der NC–Datenmenge

Als Untergrund in der engültigen NC–Datenmenge sind Höhenstrahlungsereignisse, Halo–Myon–Ereignisse, γp–Ereignisse und die Leptonpaarerzeugung in der Zweiphotonwechselwirkung zu berücksichtigen. Aufgrund der klaren Signatur der NC–Ereignisse ist die Untergrundbehandlung einfacher als bei CC–Ereignissen.

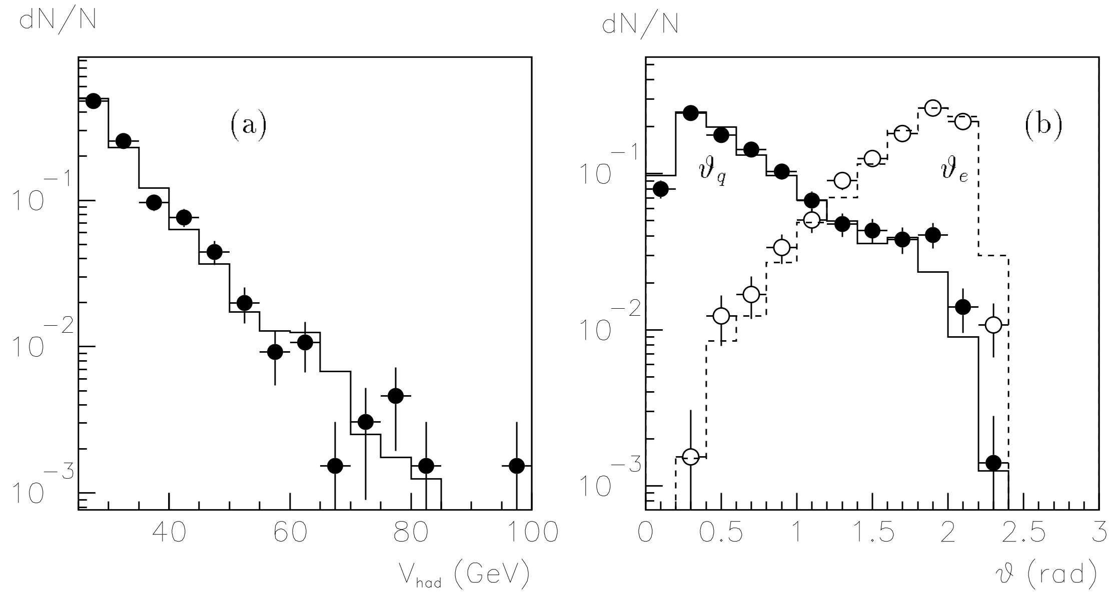


Abbildung 5.11: *Identifizierte NC–Ereignisse mit $V_{had} > 25$ GeV: (a) Transversalimpuls des hadronischen Endzustands V_{had} und (b) Polarwinkelverteilung des rekonstruierten Stromjets im QPM* (geschlossene Kreise) *und des gestreuten Leptons* (offene Kreise). *Die Histogramme zeigen die Erwartung der MC–Simulation (normiert, DJANGO).*

Untergrund aus Höhenstrahlungsereignissen

Der verbleibende Untergrund aus Höhenstrahlungsereignissen läßt sich aus der Erkennungsrate der Untergrundfilter ableiten. Um diese zu ermitteln, werden NC–Ereignisse verwendet, die bereits die NC–Klassifizierung, die Leptonidentifikation, die Triggerbedingung und die Vertexbedingung erfüllen.

Ein Teil der Höhenstrahlungsereignisse läßt sich durch den Zeitpunkt der Wechselwirkung nachweisen, der in der zentralen Spurkammer mit einer Genauigkeit von $1 - 2$ ns gemessen wird. Diese Ereignisse können außerdem aufgrund des unausgeglichenen Transversal- oder Longitudinalimpulses (Gl. 5.11 oder 5.12) identifiziert werden. Wendet man die Filterroutinen auf solchermaßen identifizierte Höhenstrahlungsereignisse an, so ergibt sich eine Erkennungsrate der Filteralgorithmen von $(93 \pm 5)\%$ bzw. $(95 \pm 3)\%$.

Im Rahmen der NC–Identifikation werden 2.4% der Ereignisse durch Untergrundfilter verworfen (vgl. Tab. 5.5). Unter Berücksichtigung der Erkennungsrate ergibt sich ein verbleibender Untergrund von $0.2 \pm 0.1\%$. Man erwartet also etwa ein Höhenstrahlungsereignis in der endgültigen Datenmenge. Bei einer visuellen Inspektion aller NC–Kandidaten mit $V_{had} > 25$ GeV wurde kein Höhenstrahlungsereignis gefunden.

Untergrund aus Halo–Myon–Ereignissen

Die Untergrundabschätzung für Halo–Myon–Ereignisse verläuft analog zu derjenigen für Höhenstrahlungsereignisse. Halo–Myon–Ereignisse werden wieder aufgrund von Zeitinformationen und kinematischen Betrachtungen selektiert. Die Erkennungsrate der dann verwendeten Halo–Myon–Filter beträgt $(61 \pm 18)\%$. Da insgesamt nur 0.24% der NC–Kandidaten von Halo–Myon–Filtern verworfen werden, ergibt sich ein verbleibender Untergrund in der engültigen NC–Datenmenge von $0.09 \pm 0.03\%$. Bei einer visuellen Inspektion wurde kein Halo–Myon–Ereignis gefunden.

Untergrund aus γp–Ereignissen

Der Untergrund aus γp–Ereignissen läßt sich aus dem Anteil der Ereignisse bestimmen, bei denen das unter kleinen Winkeln gestreute Lepton im *Elektrontagger* nachgewiesen wurde. Im Gegensatz zum geladenen Strom ist diese Untersuchung im neutralen Strom möglich, weil die zur Verfügung stehende Statistik wegen des höheren Wirkungsquerschnitts größer ist. Des weiteren ist die Akzeptanz des *Elektrontaggers* für den Nachweis von γp–Ereignissen, die potentiell zum NC–Untergrund beitragen können, höher.

Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß auch durch eine zufällige Koinzidenz von einem NC–Ereignis mit einem Bethe–Heitler–Ereignis $ep \rightarrow ep\gamma$ Treffer im *Elektrontagger* auftreten können. Koinzidenzen mit Bethe–Heitler–Ereignissen lassen sich dadurch nachweisen, daß der longitudinale Impuls des Gesamtereignisses bei Hinzunahme der Luminositätsdetektoren (*Elektrontagger* und Photondetektor) nicht ausgeglichen ist.

Abb. 5.12 zeigt die Verteilung der Variablen Σ^{tot} für selektierte NC–Ereignisse. Bei der Berechnung von Σ^{tot} wurden jedoch im Gegensatz zur Gl. 5.10 die gemessenen Energien des *Elektrontaggers* und des Photondetektors miteinbezogen. Um die Statistik zu erhöhen, wurde ein erniedrigter Schnitt von $V_{had} > 20$ GeV angewendet. Der Anteil der Ereignisse, die einen Treffer im *Elektrontagger (einfach schraffiert)*, im Photondetektor *(doppelt schraffiert)* oder in beiden Detektoren *(gepunktet)* besitzen, sind ebenfalls dargestellt.

MC–Studien ergeben, daß alle NC–Ereignisse die Bedingung $\Sigma^{tot} < 70$ GeV erfüllen. Gemessene Ereignisse mit $\Sigma^{tot} > 70$ GeV sind somit zufällige Koinzidenzen mit Bethe–Heitler–Wechselwirkungen. Das wird in Abb. 5.12 dadurch bestätigt, daß bei allen Ereignissen mit $\Sigma^{tot} > 70$ GeV mindestens einer der beiden Luminositätsdetektoren angesprochen hat, in etwa 60% der Ereignisse sogar beide.

Treffer im Photondetektor bei $\Sigma^{tot} < 70$ GeV deuten auf Ereignisse mit Bremsstrahlung vom einlaufenden Lepton hin. Sechs Ereignisse mit $\Sigma^{tot} < 70$ GeV besitzen nur einen Treffer im *Elektrontagger*. Macht man eine konservative Abschätzung

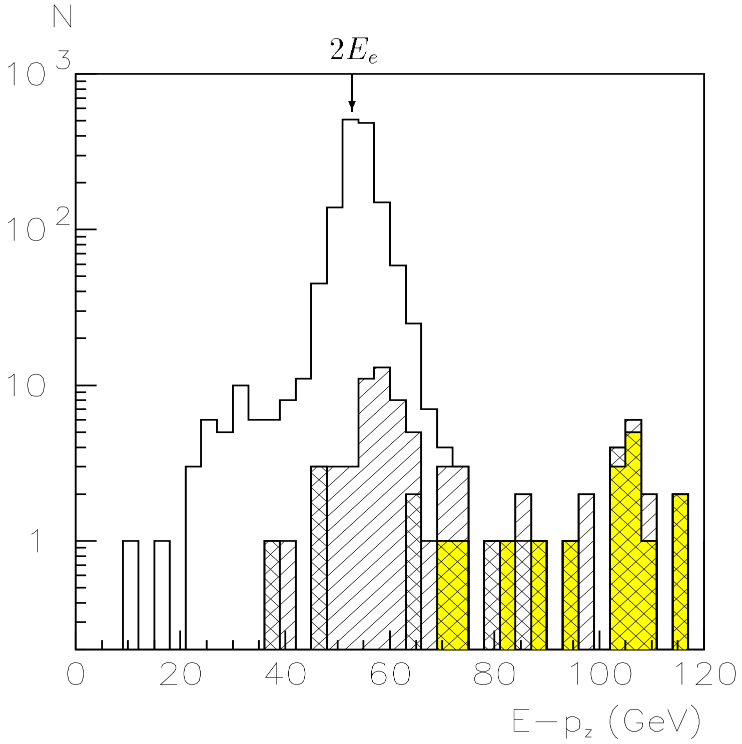


Abbildung 5.12: *Verteilung* $\Sigma^{tot} = \sum E_i - (\vec{p}_i)_z$ *für 1506 vorselektierte NC–Ereignisse mit* $V_{had} > 20$ GeV. Σ^{tot} *wurde unter Berücksichtigung der Energien der Luminositätsdetektoren berechnet. Ereignisse mit Treffern in den Luminositätsdetektoren sind markiert: Photondetektor* (einfach schraffiert), *Elektrontagger* (doppelt schraffiert) *und beide Detektoren* (gepunktet).

und geht man davon aus, daß bei $\Sigma^{tot} < 70$ GeV keine Koinzidenzen mit Bethe–Heitler–Wechselwirkungen vorliegen, lassen sich die sechs Ereignisse als Photoproduktionskandidaten interpretieren. Unter Berücksichtigung der mit der MC–Simulation [Sjö92] ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeit des *Elektrontaggers* von 0.28 ± 0.05, ergibt sich ein Untergrund aus γp–Ereignissen von $(1.4 \pm 0.6)\%$.

Für die endgültige NC–Datenmenge von 1994 mit $V_{had} > 25$ GeV erwartet man somit 10 ± 4 γp–Ereignisse. Dabei wird die konservative Annahme gemacht, daß der γp–Untergrund nicht mit steigendem V abfällt. Bei einer visuellen Inspektion der endgültigen NC–Datenmenge mit $V_{had} > 25$ GeV (714 Ereignisse) wurde die Leptonidentifikation (Cluster–Spur–Verbindung, Isolation des Schauers) überprüft. Es ließen sich 9 ± 3 potentielle γp–Kandidaten identifizieren, bei denen ein Hadron fälschlicherweise als Lepton erkannt wurde. Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung mit der über den *Elektrontagger* erhaltenen Untergrundabschätzung.

Untergrund aus der Leptonpaarerzeugung

Ereignisse aus dem Prozeß der Leptonpaarerzeugung:

$$e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}e^{+}e^{-}X \tag{5.14}$$

stellen eine weitere mögliche Untergrundquelle dar. Der Prozeß ist von Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ und wird von den in dieser Arbeit verwendeten Monte–Carlo–Programmen [HER92, DJA91] nicht berücksichtigt.

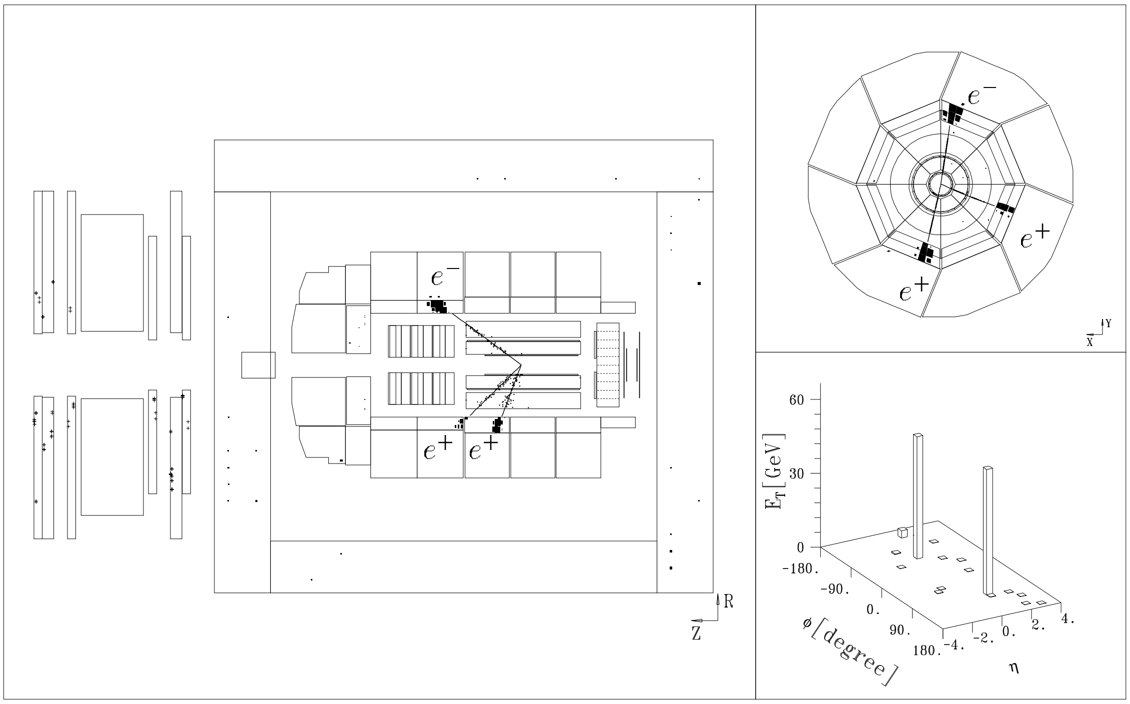


Abbildung 5.13: *Ereignis der Leptonpaarerzeugung in der Reaktion $e^+p \rightarrow e^+e^+e^-p$ mit einem hochenergetischen Elektron–Positron Paar und einem gestreuten Positron im LAr–Kalorimeter.*

Um den Untergrund aus den Daten abzuschätzen, wurde die endgültige NC–Datenmenge auf Dileptonkandidaten untersucht, für die die Nachweiswahrscheinlichkeit etwa $\varepsilon = 95\%$ beträgt (siehe Abschnitt 5.2.4). Zwei Kandidaten für eine Leptonpaarerzeugung wurden ermittelt, woraus sich eine Untergrundrate von $(0.3 \pm 0.2)\%$ ergibt. Dieser Wert ist höher als der vom MC–Generator LPAIR [Bar91] vorhergesagte Wert von $\sigma = 32$ fb ($\simeq 0.01\%$). Eine mögliche Erklärung für diesen Unterschied liegt in der unvollständigen Implementierung von Prozessen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ im Generator LPAIR.

Ein spektakulärer Kandidat mit sogar drei Leptonen im *LAr*–Kalorimeter ist in Abb. 5.13 dargestellt. Die invariante Masse desjenigen Leptonpaars, bei dem sich die Leptonen in entgegengesetzter azimutaler Richtung befinden, beträgt $m_{e^+e^-} =$ 109 GeV. Die Ladungsvorzeichen der Teilchen wurden mit der zentralen Spurkammer (CJC) rekonstruiert und sind in Abb. 5.13 angegeben. Unter der Annahme, daß das Positron mit dem kleineren Transversalimpuls das gestreute Lepton ist, ergibt sich ein Viererimpulsübertrag vom Lepton von $Q_e^2 = 510$ GeV^2.

Zusammenfassung der Untergrundabschätzung

Untergrundquelle	Untergrund (%)
Höhenstrahlung	0.2 ± 0.1
Halo–Myon	0.09 ± 0.03
γp–Wechselwirkung	1.4 ± 0.6
Zweiphotonwechselwirkung	0.3 ± 0.2
Gesamt	2.0 ± 0.6

Tabelle 5.7: *Relativer Anteil von Untergrundereignissen an der engültigen NC–Datenmenge mit* $V_{had} > 25$ GeV.

Die in diesem Abschnitt diskutierten Untergrundquellen für die NC–Datenmenge sind in Tabelle 5.7 zusammengefaßt. Es ergibt sich ein totaler Untergrund von $(2.0 \pm 0.6)\%$. Der Hauptanteil entsteht durch die Fehlidentifikation eines gestreuten Leptons in γp–Ereignissen. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird dieser Untergrund statistisch subtrahiert.

5.2.4 Nachweiswahrscheinlichkeit der NC–Identifikation

In diesem Abschnitt wird die Nachweiswahrscheinlichkeit der in Abschnitt 5.2.1 erläuterten Kriterien zur NC–Identifikation diskutiert. Diese lassen sich nahezu vollständig aus den aufgezeichneten Daten selbst bestimmen und mit der MC–Simulation vergleichen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die NC–Vorselektion (POT+DST) und für den L4–Trigger muß nicht bestimmt werden, da die bei der weiteren Selektion verwendeten Kriterien (V–Schnitt, Ereignisvertex) restriktiver sind und die Vorselektionskriterien und somit die Verifikationsschnitte des L4–Triggers vollständig beinhalten.

Leptonidentifikation

Die Leptonidentifikation besteht aus der Erkennung eines elektromagnetischen Schauers, der Spur–Cluster–Verbindung und der Auswahl des richtigen Leptonkandidaten (siehe 4.1.2).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des elektromagnetischen Schauers vom gestreuten Lepton läßt sich über eine unabhängig selektierte NC–Datenmenge bestimmen. Zunächst werden Ereignisse durch die Selektion isolierter Spuren mit hohem Transversalimpuls ausgewählt [Bün95] (Signatur eines gestreuten Leptons im Spurkammersystem). Der hadronische Transversalimpuls V_{had} berechnet sich aus den Energiedepositionen, die sich nicht innerhalb eines von der Spur aufgespannten Konusses befinden. NC–Kandidaten lassen sich dann durch die Forderung $V_{had} > 25$ GeV selektieren. Mit Hilfe des so selektierten Datensatzes ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit für elektromagnetische Schauer von $99.3 \pm 0.2\%$.

Die aufgrund der Forderung nach einer Spur–Cluster–Verbindung verworfenen Ereignisse wurden visuell inspiziert. Bei zwei NC–Ereignissen wurde keine Spur–Cluster–Verbindung gefunden. Daraus ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(99.7 \pm 0.1)\%$.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, in einem Ereignis mit mehreren Leptonkandidaten das gestreute Lepton auszuwählen, wurde mit Hilfe einer MC–Simulation (DJANGO) untersucht. Die Wahrscheinlichkeit dafür beträgt $(99.7 \pm 0.2)\%$.

Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit gestreuter Leptonen mit $V_{had} > 25$ GeV ergibt sich zu $(98.7 \pm 0.3)\%$ in guter Übereinstimmung mit der MC–Erwartung von 99.0% (siehe auch Abb. 4.10).

Da bei der Anwendung aller übrigen Schnitte zur NC–Identifikation nur ein kleiner Teil der Ereignisse verworfen wurde (vgl. Tab. 5.5), konnten diese Ereignisse einer visuellen Inspektion unterzogen werden. Da sich NC–Ereignisse aufgrund ihrer eindeutigen experimentellen Signatur leicht visuell identifizieren lassen, kann aus der Anzahl der verworfenen NC–Ereignisse die Nachweiswahrscheinlichkeit der Schnitte berechnet werden. Die so aus den Daten bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden mit Vorhersagen der MC–Simulation verglichen.

NC–Trigger

Als Triggerbedingung für NC–Ereignisse wird das Ansprechen entweder des globalen E_{trans}–Triggers oder des topologischen *LAr–Elektron*–Triggers verlangt (Abschnitt 3.3.2). Weil die Korrelation zwischen den beiden Triggern gering ist, lassen sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten unabhängig voneinander bestimmen. Sie betragen 91% und 99% für den E_{trans}–Trigger und *LAr–Elektron*–Trigger. Damit ergibt sich eine theoretische Triggerwahrscheinlichkeit von 99.9 ± 0.1. Eine visuelle Inspektion der durch die NC–Triggerbedingung verworfenen Ereignisse liefert einen konsistenten Wert von $(99.7 \pm 0.1)\%$.

Ereignisvertex

Die Existenz einer Spur ist durch die verlangte Spur–Cluster–Verbindung bei der Leptonidentifikation sichergestellt. Die Rekonstruktion eines Ereignisvertex gelingt jedoch nicht, wenn die Spuren des gestreuten Leptons und des hadronischen Endzustands schlecht gemessen wurden und die verlangten Qualitätskriterien zur Vertexbestimmung nicht erfüllt werden. Eine visuelle Inspektion der Ereignisse, bei denen innerhalb von $|z| < 35$ cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt kein Ereignisvertex rekonstruiert wurde, führt zu einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $(99.8 \pm 0.1)\%$.

Kinematischer Schnitt

Die für NC–Ereignisse zugelassenen kinematischen Grenzen $V < 25$ GeV und $\Sigma^{tot} < 75$ GeV wurden mit Hilfe einer Monte–Carlo–Simulation so gewählt, daß keine NC–Ereignisse verworfen werden. Eine Überprüfung der aufgezeichneten NC–Datenmenge ergab, daß ein NC–Ereignis durch diese Forderung aufgrund einer falschen Energiekorrektur im Bereich einer Lücke im LAr–Kalorimeter verworfen wird. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt somit $99.9 \pm 0.1\%$

Untergrundfilter

Die visuelle Inspektion der verworfenen Ereignisse ergab eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(98.7 \pm 0.4)\%$ in Übereinstimmung mit Ergebnissen der Monte–Carlo–Simulation von $(99.0 \pm 0.1)\%$.

Zusammenfassung

Selektionsschnitt	Nachweiswahrscheinlichkeit (%)
Leptonidentifikation	98.7 ± 0.3
NC–Trigger	99.7 ± 0.1
Ereignisvertex	99.8 ± 0.1
Kinematik	99.9 ± 0.1
Untergrundfilter	98.7 ± 0.4
Gesamt	96.8 ± 0.5

Tabelle 5.8: *Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Identifikation von NC–Ereignissen mit* $V_{had} > 25$ GeV.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten aller verwendeten Schnitte zur Identifikation von NC–Ereignissen mit $V_{had} > 25$ GeV sind in Tabelle 5.8 zusammengefaßt. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ist mit $(96.8 \pm 0.5)\%$ sehr hoch und wird im folgenden für den in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich als konstant angenommen.

Im nächsten Abschnitt werden die CC–Selektionskriterien auf den hadronischen Endzustand der bereits identifizierten NC–Ereignisse angewendet und daraus die Nachweiswahrscheinlichkeiten der CC–Selektion bestimmt.

5.3 Nachweiswahrscheinlichkeit der gemeinsamen NC– und CC–Selektion

In diesem Abschnitt wird der hadronische Endzustand von NC– und CC–Ereignissen und die Nachweiswahrscheinlichkeit der gemeinsamen Selektion untersucht. Da NC– und CC–Ereignisse gleichermaßen, basierend auf dem hadronischen Endzustand, selektiert werden sollen, muß bei den im vorigen Abschnitt identifizierten NC–Ereignissen die gesamte Information über das gestreute Lepton entfernt werden. Die so modifizierten NC–Ereignisse werden als *Pseudo*CC–Ereignisse bezeichnet. Anschließend werden alle in Abschnitt 5.1 beschriebenen CC–Selektionskriterien auf den hadronischen Endzustand von NC–Ereignissen angewendet.

Die Auswertung des hadronischen Endzustands zusammen mit der unabhängigen Information des gestreuten Leptons liefert die Nachweiswahrscheinlichkeiten des CC–Triggers, der Rekonstruktion eines Ereignisvertex und des V–Schnitts. Simulierte Monte–Carlo–Ereignisse dienen zum Vergleich und werden nur zur Untersuchung systematischer Fehler verwendet.

CC– und PSCC–Ereignisse, die die CC–Selektionskriterien erfüllen, dienen anschließend als Ausgangsbasis zur Bestimmung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 6).

5.3.1 Herstellung von *Pseudo*CC–Ereignissen

*Pseudo*CC–Ereignisse gehen aus NC–Ereignissen hervor, wenn nachträglich das gestreute Lepton entfernt wird. Zu diesem Zweck wurde ein Programmpaket[1] entwickelt, welches NC–Ereignisse in sogenannte *Pseudo*CC–Ereignisse umwandelt. Es erledigt folgende Arbeitsschritte:

- Mittels der im vorherigen Abschnitt besprochenen NC–Identifikation werden Ereignisse selektiert.

- Die Informationen über das gestreute Lepton werden in sämtlichen relevanten Detektordaten gelöscht: Im *LAr*-Kalorimeter sind dies alle Zellen, die sich in einem Konus mit einem Öffnungswinkel von 0.15 rad (8.6°) um den elektromagnetischen Schauer des gestreuten Leptons befinden. Der Konus wird vom Ereignisvertex so aufgespannt, daß die Achse durch die Energiedeposition im Kalorimeter verläuft. In der zentralen Driftkammer (CJC) werden alle Treffer von Spuren entfernt, die sich innerhalb des Konus befinden.

- Die vom gestreuten Lepton ausgelösten Triggersignale für den V–Trigger und den z-Vertex-t_0–Trigger werden nachträglich eliminiert. Dies ist möglich, da

[1] Programmbibliothek EWEFF

beim H1–Experiment die für die Triggerentscheidung relevanten Signale ausgelesen und nachträglich verifiziert oder auch modifiziert werden können.

- Der Ereignistrigger wird neu berechnet, und das Ereignis wird vollständig neu rekonstruiert.

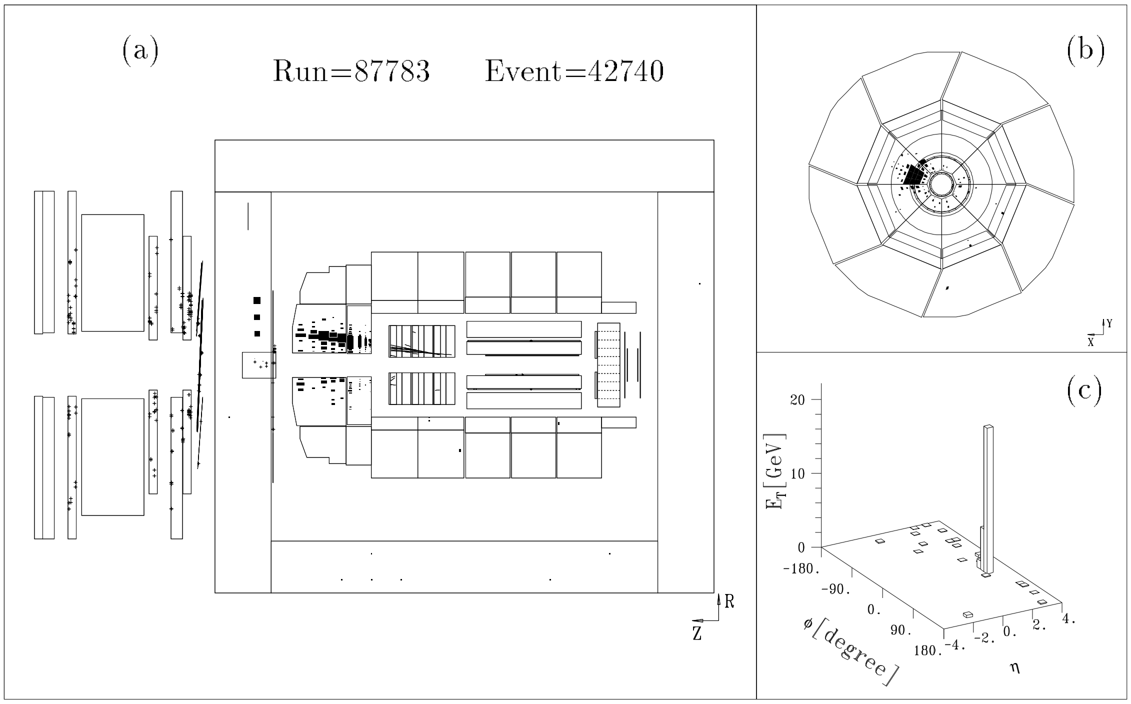


Abbildung 5.14: *PseudoCC–Ereignis, das aus dem NC–Ereignis in Abb. 4.3 durch Entfernung des gestreuten Leptons hervorgegangen ist.*

Die so erhaltenen *Pseudo*CC–Ereignisse entsprechen in jeder Hinsicht gewöhnlichen CC–Ereignissen. Abb. 5.14 zeigt ein *Pseudo*CC–Ereignis, das aus dem in Abb. 4.3 dargestellten NC–Ereignis hervorgegangen ist.

Die *Pseudo*CC–Ereignisse werden im folgenden allen in Abschnitt 5.1 diskutierten CC–Selektionskriterien unterzogen:

- CC–Trigger
- Ereignisvertex
- V–Schnitt

Die resultierenden Ereigniszahlen sind in Tabelle 5.9 dargestellt. Zum Vergleich sind die Ereigniszahlen der CC–Selektion (Abschnitt 5.1) angegeben.

Datensatz	e^+p (94)	e^-p (94)	e^-p (93)
*Pseudo*CC vor CC–Selektion	632	82	89
*Pseudo*CC nach CC–Selektion	521	75	78
CC–Selektion	47	13	12

Tabelle 5.9: *Reduzierung des PseudoCC–Datensatzes bei Anwendung der CC–Selektionskriterien auf den hadronischen Endzustand für e^+p– und e^-p–Streuung in den Jahren 1993 und 1994. Die dritte Zeile zeigt zum Vergleich die endgültigen Ereigniszahlen der CC–Selektion (CC).*

Gewichtung der *Pseudo*CC–Ereignisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Selektion basierend auf dem hadronischen Endzustand der NC– und CC–Ereignisse berechnen sich aus dem Anteil der *Pseudo*-CC–Ereignisse, die die CC–Selektionsbedingungen erfüllen. Da sich die kinematischen Verteilungen von NC– und CC–Ereignissen unterscheiden, ist zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von CC–Ereignissen eine Gewichtung einzelner Ereignisse notwendig (Fehlerrechnung siehe Anhang A.3).

Die Variablen x und y werden mit den zur Verfügung stehenden Informationen des gestreuten Leptons berechnet (Gl. 1.9). Der Gewichtungsfaktor für *Pseudo*CC–Ereignisse lautet dann:

$$w(x,y) = \frac{d^2\sigma_{CC}(x,y)/dxdy}{d^2\sigma_{NC}(x,y)/dxdy} \quad , \tag{5.15}$$

wobei σ_{NC}, σ_{CC} die theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitte sind.

Durch Summation über alle *Pseudo*CC–Ereignisse erhält man schließlich die CC–Nachweiswahrscheinlichkeit:

$$\varepsilon_{NC} = \frac{\sum_i a^{sel}(i)}{N^{tot}} \quad , \tag{5.16}$$

$$\varepsilon_{CC} = \frac{\sum_i a^{sel}(i)\ w(x^i,y^i)}{\sum_i w(x^i,y^i)} \quad . \tag{5.17}$$

N^{tot} ist die Summe aller *Pseudo*CC–Ereignisse. Für Ereignisse, die die Selektionsschritte erfüllen, gilt $a^{sel}(i) = 1$, sonst ist $a^{sel}(i) = 0$.

5.3.2 Triggerwahrscheinlichkeit von CC–Ereignissen

Aus technischen Gründen ließen sich nur solche *Pseudo*CC–Ereignisse für die Untersuchung des CC–Triggers verwenden, die zum korrekten Wechselwirkungszeitpunkt ($BC = 0$) getriggert worden sind (vgl. Anhang A.1), obwohl auch Ereignisse der nachfolgenden Strahlwechselwirkung ($BC = 1$) zur Selektion zugelassen waren (siehe Abschnitt 3.3.3). Der systematische Fehler, der dadurch entsteht, beträgt $\lesssim 0.3\%$ und ist vernachlässigbar.

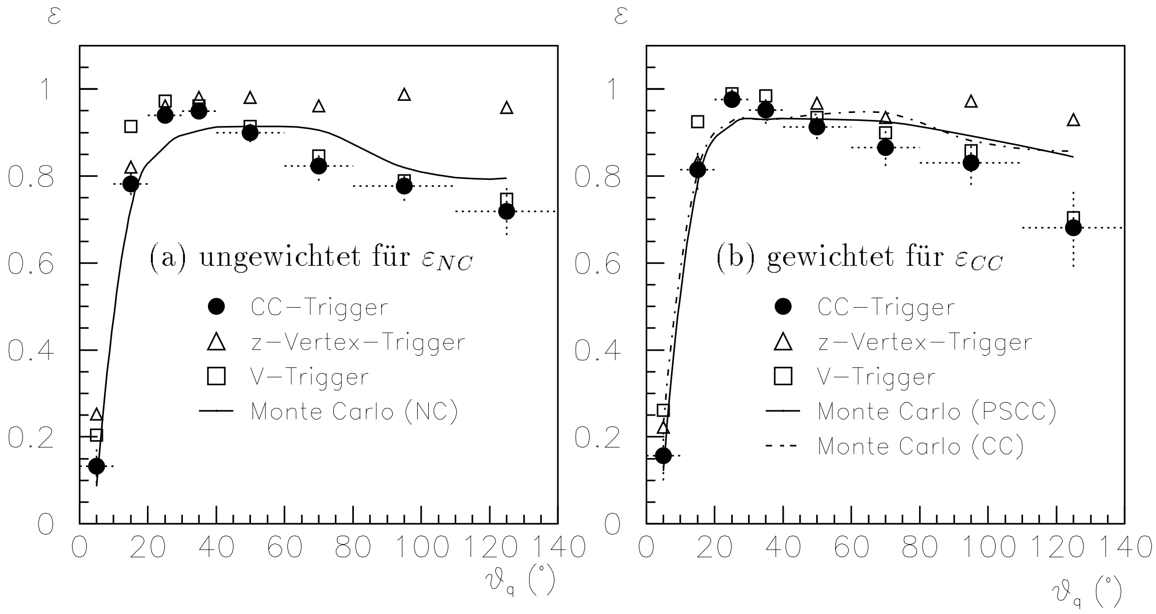


Abbildung 5.15: *Triggerwahrscheinlichkeit für den CC–Trigger als Funktion des rekonstruierten Winkels des Stromjets* (volle Kreise) *und Vergleich mit der MC–Erwartung* (durchgezogen) *(a) ungewichtet und (b) gewichtet für* $V > 25$ GeV. *Die einzelnen Triggerwahrscheinlichkeiten des in Koinzidenz verlangten z-Vertex-t_0–Triggers (Dreiecke) und des V–Triggers (Quadrate) sind ebenfalls angegeben.*

Der CC–Trigger besteht aus einer Koinzidenz des z-Vertex-t_0–Triggers und des V–Triggers bei gleichzeitigem Veto des *TOF*–Flugzeitsystems (vgl. Abschnitt 3.3.1). In Abb. 5.15 ist die aus *Pseudo*CC–Daten (*volle Kreise*) ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit des CC–Triggers als Funktion des Polarwinkels des rekonstruierten Stromjets (Gl. 1.14) dargestellt und mit der Simulation des *Pseudo*CC–Monte–Carlos (DJANGO, *durchgezogen*) verglichen. Die Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten des z-Vertex-t_0–Triggers (*Dreiecke*) und des V–Triggers (*Quadrate*) sind ebenfalls dargestellt. Die Abbildung 5.15 (a) zeigt die Verteilungen für NC–Ereignisse, während in (b) die gewichteten Verteilungen skizziert sind. Die gewichtete Verteilung kann sowohl mit der Vorhersage des *Pseudo*CC–Monte–Carlos (*durchgezogen*) als auch mit dem CC–Monte–Carlo (DJANGO, *gestrichelt*) verglichen werden.

Im Vorwärtsbereich ist ein deutlicher Einbruch der Verteilungen zu erkennen, der durch die geringe Akzeptanz des Vorwärtsspurdetektors und des *LAr*–Kalorimeters hervorgerufen wird. Für große Polarwinkel $\vartheta_q \gtrsim 30°$ zeigt sich eine Verringerung des Ansprechvermögens des V–Triggers, was auf die Verwendung unterschiedlicher Schwellen in der LAr–Triggerelektronik zur Rauschunterdrückung zurückzuführen ist. Der Vergleich zwischen Daten und Monte–Carlo zeigt, daß die Verteilungen zwar qualitativ übereinstimmen, die MC–Simulation aber das Ansprechvermögen des Triggers quantitativ nicht richtig beschreibt.

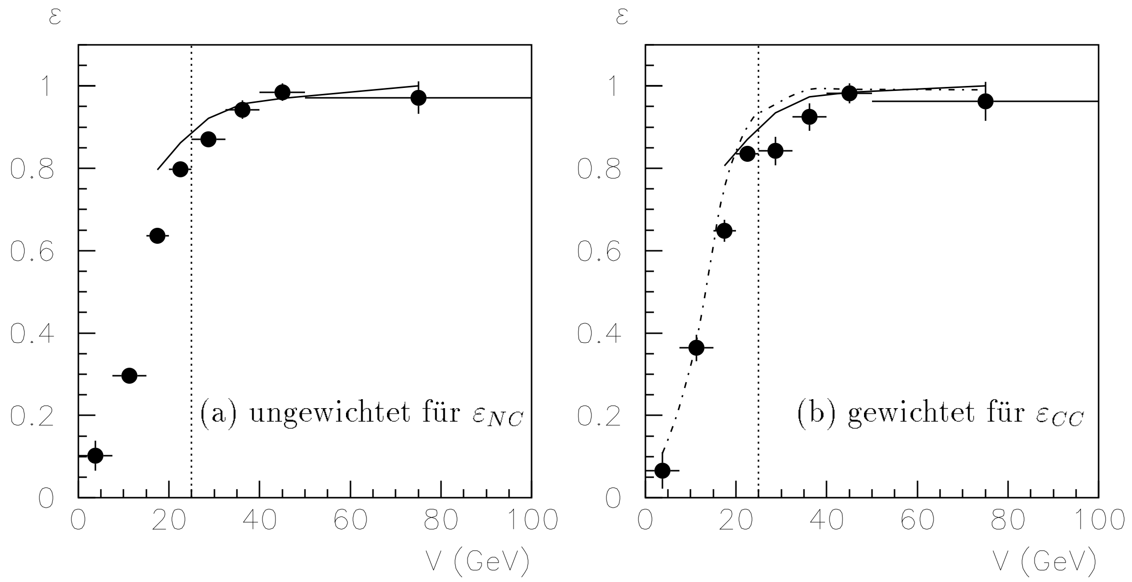


Abbildung 5.16: *Nachweiswahrscheinlichkeit des V–Triggers als Funktion von V für (a) ungewichtete und (b) gewichtete PseudoCC–Daten* (volle Kreise). *Das Ergebnis der MC–Simulation ist durch Kurven dargestellt; PseudoCC* (durchgezogen) *und CC* (gestrichelt).

Für das Ansprechvermögen des V–Triggers ist der fehlende Transversalimpuls des Ereignisses entscheidend, was in Abb. 5.16 erkennbar ist. Die nominelle Triggerschwelle von 6 GeV entspricht einer effektiven Triggerschwelle von etwa $10-15$ GeV. Als Ursache für diesen Unterschied sind die Verwendung mehrerer Triggerschwellen (AGM–Schwelle, BT–Schwelle) zur Unterdrückung von Rauschsignalen oder zur Unterdrückung von Strahlwand– und Strahlgaswechselwirkungen zu nennen. Dadurch wird die V–Triggerbedingung nur auf einen Teil der gesamten im Kalorimeter deponierten Energie angewendet.

Bei $V > 20$ GeV erkennt der V–Trigger mehr als 80% der CC–Ereignisse. Der endgültige Schnitt bei $V = 25$ GeV liegt oberhalb der steil ansteigenden Flanke. Die Unterschiede zwischen der gewichteten und ungewichteten Verteilung sind gering.

TOF–Flugzeitsystem

Vetosignale der *TOF*–Zähler können dazu führen, daß CC–Ereignisse nicht getriggert werden. Dies tritt auf, wenn Strahlwand– bzw. Strahlgasereignisse in zufälliger Koinzidenz mit einer *ep*–Wechselwirkung auftreten. Untersuchungen für 1993 [Hap94] und 1994 ergaben, daß dieser Verlust vernachlässigt werden kann.

Die gesamte, aus den *Pseudo*CC–Daten ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für die CC–Triggerbedingung ist in Tabelle 5.10 für e^+p– und e^-p–Streuung mit $V_{had} >$ 25 GeV zusammengefaßt.

5.3.3 Rekonstruktion des Ereignisvertex

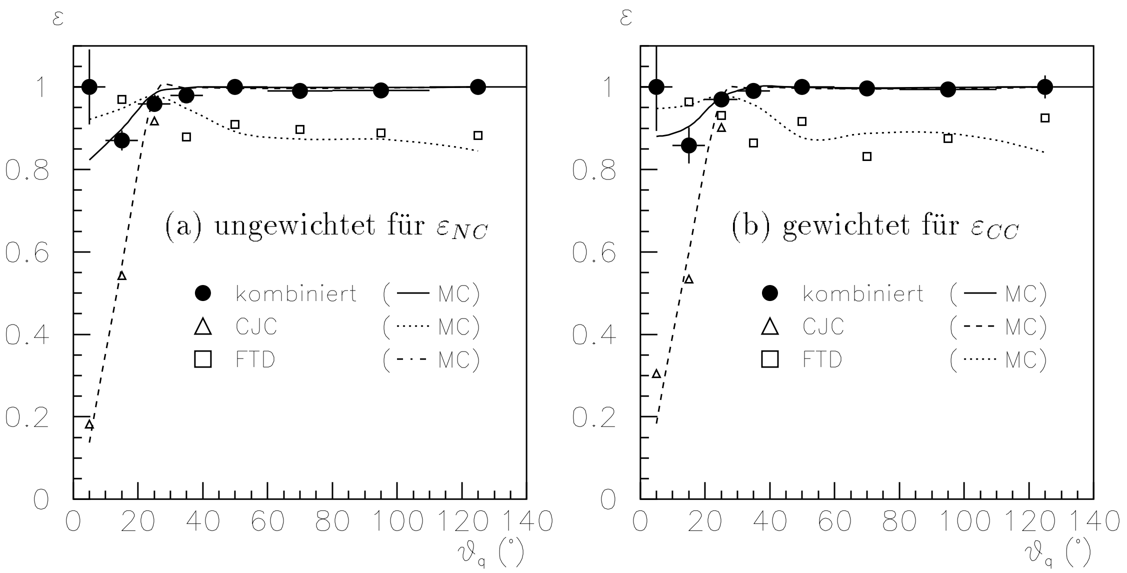


Abbildung 5.17: *Effektivität der Rekonstruktion eines Ereignisvertex als Funktion des Polarwinkels vom Stromjet im QPM für (a) ungewichtete und (b) gewichtete PseudoCC–Daten. Das Ergebnis der MC–Simulation ist durch Kurven dargestellt. Zusätzlich sind die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten der zentralen (CJC) bzw. der Vorwärtsspurkammer (FTD) einzeln angegeben.*

Die Effektivität der Rekonstruktion eines Ereignisvertex (Abschnitt 4.3.3), dessen z–Position innerhalb von 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen muß, wurde ebenfalls mit *Pseudo*CC–Daten ermittelt und mit Ergebnissen der MC–Simulation verglichen. Abb. 5.17 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion vom Polarwinkel des Stromjets (Gl. 1.14) für Ereignisse, die bereits die CC–

Triggerbedingung erfüllt haben. Zusätzlich sind die Verteilungen bzgl. der Rekonstruktion eines Ereignisvertex durch das zentrale und Vorwärtsspurkammersystem dargestellt.

In früheren Analysen [H1C94a, H1C95a] wurde nur der aus zentralen Spuren rekonstruierte Ereignisvertex verwendet, was zu einem Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Winkeln des Stromjets unterhalb von 30° führt. Die Hinzunahme des Vorwärtsspurkammersystems führt zu einer erheblichen Verbesserung in dieser Region, die kleinen Werten von y entspricht. Die Ergebnisse der MC–Simulation zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion eines Ereignisvertex in NC– und CC–Ereignissen mit $V_{had} > 25$ GeV für e^+p– und e^-p–Streuung ist in Tabelle 5.10 angegeben.

5.3.4 V–Schnitt und Migrationen

Die endliche Energieauflösung des LAr–Kalorimeters führt zu einer Verschmierung des wahren hadronischen Transversalimpulses. Das kann dazu führen, daß ein Ereignis mit einem wahren Transversalimpuls $p_\perp > 25$ GeV einen gemessenen Transversalimpuls von $V < 25$ GeV hat oder umgekehrt. Dieser Effekt wird auch als Migration von Ereignissen bezeichnet und muß sowohl beim V–Schnitt als auch bei der Messung differentieller Verteilungen berücksichtigt werden.

Maßgeblich für die Migration von Ereignissen bei Anwendung des V–Schnitts sind:

- die wahre kinematische Verteilung $g(x, y)$ des Prozesses,
- die absolute Kalibration der hadronischen Energieskala des Kalorimeters,
- die Energieauflösung des Kalorimeters für Hadronen.

In dieser Arbeit wird die Migration von Ereignissen mit der MC–Simulation bestimmt. Dabei wird angenommen, daß die im Monte–Carlo implementierten Verteilungen $g(x, y)$ des neutralen und geladenen Stroms korrekt sind, was durch die Messung in dieser Arbeit bestätigt wird.

Die in der MC–Simulation implementierte hadronische Energieskala und Energieauflösung des Kalorimeters lassen sich ebenfalls mit *Pseudo*CC–Daten überprüfen, da die Kinematik unabhängig vom hadronischen Endzustand mit Hilfe des gestreuten Leptons rekonstruiert wird.

Für die Bestimmung der hadronischen Energieskala hat sich die Zweiwinkelmethode [BEK91] als geeignet erwiesen, weil sie nicht von der Kalibration der Energiemessung des gestreuten Leptons abhängt. Aus dem Streuwinkel des gestreuten

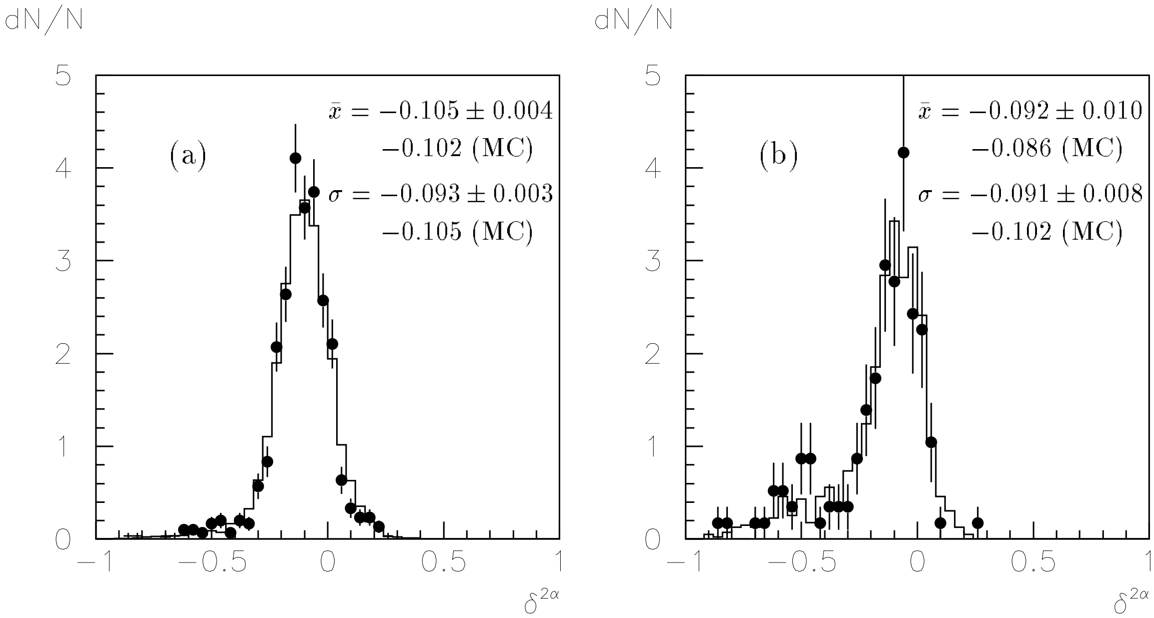


Abbildung 5.18: *Normierte Verteilungen des Verhältnisses* $\delta^{2\alpha} = V/p_{\perp}{}^{2\alpha} - 1$ *für Daten* (Punkte) *mit (a)* $V > 25$ GeV *und (b)* $V > 40$ GeV *und Vergleich mit der MC–Simulation* (durchgezogen). *Angegeben sind die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen.*

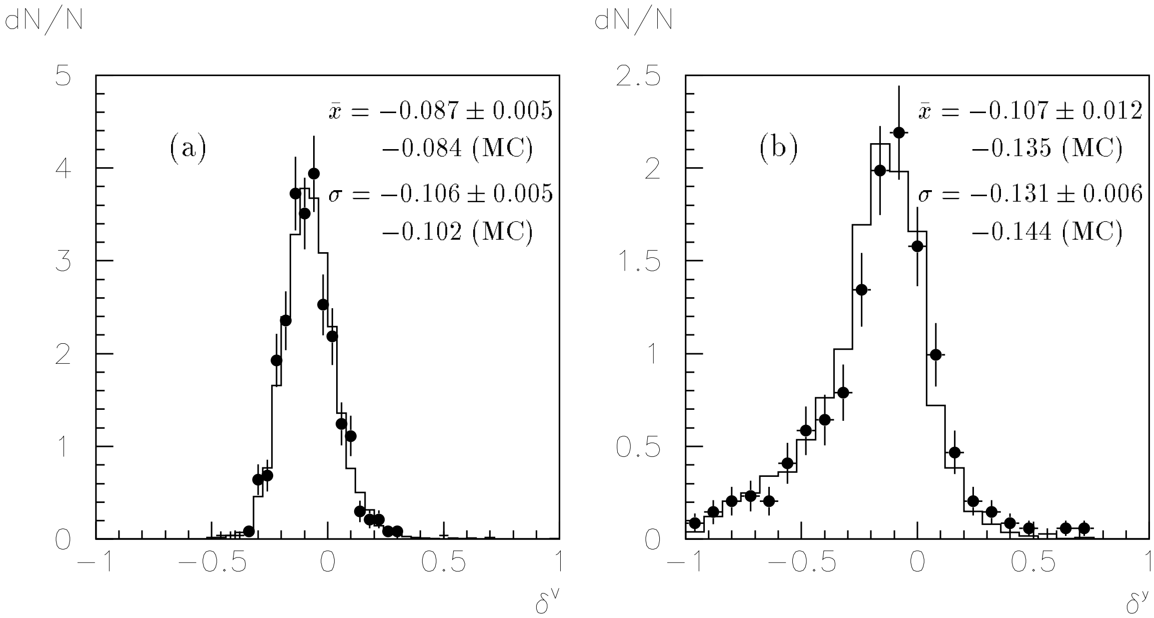


Abbildung 5.19: *Normierte Verteilungen des Verhältnisses (a)* $\delta^V = V/p_{\perp e} - 1$ *und (b)* $\delta^y = y_{had}/y_e - 1$ *für Daten* (Punkte) *mit* $p_{\perp e} > 25$ GeV *und Vergleich mit der MC–Simulation* (durchgezogen). *Angegeben sind die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen.*

Leptons ϑ_e und des Stromjets ϑ_q (Gl. 1.14) wird der Transversalimpuls ${p_\perp}^{2\alpha}$ berechnet:

$$ {p_\perp}^{2\alpha} \;=\; 2E_e \left(\tan\frac{\vartheta_e}{2} + \tan\frac{\vartheta_q}{2}\right)^{-1} \quad . \tag{5.18} $$

Der so rekonstruierte Transversalimpuls kann nun mit dem gemessenen hadronischen Transversalimpuls V verglichen werden.

Die Verteilung der Variablen $\delta^{2\alpha} = V/{p_\perp}^{2\alpha} - 1$ ist in Abb. 5.18 für *Pseudo*CC–Daten mit $V > 25$ GeV und $V > 40$ GeV zum Vergleich mit der Erwartung der MC–Simulation dargestellt. Um quantitative Aussagen machen zu können, wurden die Mittelwerte und Breiten der Verteilungen durch Anpassung einer Gaußfunktion ermittelt. Sie zeigen sowohl für kleine als auch für große Transversalimpulse gute Übereinstimmung mit der Simulation.

Die Mittelwerte der Verteilungen sind zu negativen Werten verschoben und zeigen lange Ausläufer zu kleineren Werten. Ursache hierfür sind Akzeptanzverluste des *LAr*–Kalorimeters in der Vorwärtsregion und Energieverluste von hadronischen Schauern, die nicht vollständig im *LAr*–Kalorimeter enthalten sind. Auch Energieverluste durch Bremsstrahlung im Anfangszustand beeinflussen die Verteilungen. Detaillierte Untersuchungen [Fli96] ergaben, daß die Kalibration der hadronischen Energieskala für die Daten der Jahre 1993 und 1994 auf 4% genau bestimmt ist.

Eine weitere Möglichkeit, die hadronische Energieauflösung zu überprüfen, liefert ein Vergleich der über den hadronischen Endzustand gemessenen Variablen V und y_{had} mit den über das gestreute Lepton gemessenen Variablen ${p_\perp}_e$ und y_e. Letztere werden sehr präzise (etwa 3% Auflösung) mit dem elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. In Abb. 5.19 sind die Verhältnisse $\delta^V = V/{p_\perp}_e - 1$ und $\delta^y = y_{had}/y_e - 1$ aufgetragen, die ebenfalls von der MC–Simulation gut beschrieben werden. Bei der Rekonstruktion von y zeigt sich eine Abweichung der Mittelwerte von 2% zwischen Daten und der MC–Simulation. Die Abweichung befindet sich im Rahmen des Fehlers der Energieskala von 4%.

Um Migrationen am V–Schnitt zu korrigieren wird eine Migrationswahrscheinlichkeit definiert:

$$ \varepsilon_{migr} = \frac{N(V > 25\ \text{GeV})}{N({p_\perp}_{lep} > 25\ \text{GeV})} \quad , \tag{5.19} $$

die berücksichtigt, daß Ereignisse mit ${p_\perp}_{lep} > 25$ GeV den V–Schnitt nicht erfüllen (Verluste) und Ereignisse mit ${p_\perp}_{lep} < 25$ GeV den V–Schnitt fälschlicherweise erfüllen (Gewinne). Die Migrationswahrscheinlichkeit für die NC– und CC–Reaktion und für deren Verhältnis ist in Tabelle 5.10 dargestellt. ε_{migr} ist immer kleiner als eins, da die Verluste gegenüber den Gewinnen überwiegen. Die Migrationswahrscheinlichkeiten hängen insbesondere beim neutralen Strom wegen der steil abfallenden Transversalimpulsverteilung empfindlich von der Kalibration der hadronischen Energieskala ab. Der angegebene Fehler berücksichtigt die Unsicherheit der hadronischen Energieskala von 4%.

Zusammenfassung

e^+p–Streuung	$\varepsilon^+_{PseudoCC}$ Daten	(MC)	ε^+_{CC} Daten	(MC)	ε^+_{R} Daten	(MC)
CC–Trigger	0.860 ± 0.014	(0.83)	0.868 ± 0.020	(0.91)	0.991 ± 0.017	(0.91)
Ereignisvertex	0.956 ± 0.009	(0.97)	0.968 ± 0.012	(0.98)	0.988 ± 0.010	(0.99)
ε_{had}	$\mathbf{0.822 \pm 0.026}$		$\mathbf{0.840 \pm 0.030}$		$\mathbf{0.978 \pm 0.020}$	
V–Schnitt ε_{migr}	$(\mathbf{0.802 \pm 0.106})$		$(\mathbf{0.913 \pm 0.058})$		$(\mathbf{0.878 \pm 0.060})$	
Gesamt	$\mathbf{0.690 \pm 0.094}$		$\mathbf{0.777 \pm 0.054}$		$\mathbf{0.859 \pm 0.061}$	

e^-p–Streuung	$\varepsilon^-_{PseudoCC}$ Daten	(MC)	ε^-_{CC} Daten	(MC)	ε^-_{R} Daten	(MC)
CC–Trigger	0.924 ± 0.023	(0.83)	0.925 ± 0.044	(0.91)	0.999 ± 0.032	(0.91)
Ereignisvertex	0.954 ± 0.021	(0.97)	0.975 ± 0.040	(0.98)	0.978 ± 0.028	(0.99)
ε_{had}	$\mathbf{0.862 \pm 0.033}$		$\mathbf{0.880 \pm 0.036}$		$\mathbf{0.980 \pm 0.020}$	
V–Schnitt ε_{migr}	$(\mathbf{0.802 \pm 0.106})$		$(\mathbf{0.937 \pm 0.037})$		$(\mathbf{0.856 \pm 0.079})$	
Gesamt	$\mathbf{0.691 \pm 0.095}$		$\mathbf{0.825 \pm 0.057}$		$\mathbf{0.839 \pm 0.079}$	

Tabelle 5.10: *Nachweiswahrscheinlichkeit der PseudoCC– und CC–Selektion für e^+p– und e^-p–Streuung mit $V > 25$ GeV. ε_R ist das Verhältnis $\varepsilon_{PseudoCC}/\varepsilon_{CC}$, wobei Korrelationen bei der Fehlerberechnung berücksichtigt sind. Die Ergebnisse der MC–Simulation sind in Klammern dargestellt. Die hervorgehobenen Zahlen geben die benutzten Nachweiswahrscheinlichkeiten an.*

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der *Pseudo*CC– und CC–Selektion, die sich aus der CC–Triggerbedingung und der Forderung eines Ereignisvertex zusammensetzen, sind in Tab. 5.10 zusammengefaßt. Die für die Berechnung des Verhältnisses $R_{NC/CC}$ verwendeten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind ebenfalls aufgeführt. Neben aus den Daten ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind auch die MC–Vorhersagen (*Klammern*) angegeben. Die Fehler berücksichtigen nur den statistischen Fehler der *Pseudo*CC–Datenmenge, die für die Meßperiode mit e^+p–Streuung wegen der vierfachen Statistik gegenüber der Meßperiode mit e^-p–Streuung etwa halb so groß sind.

Während die MC–Simulation keine signifikanten Unterschiede zwischen e^+p– und e^-p–Streuung vorhersagt, ist in den Daten ein deutlicher Unterschied für den CC–Trigger zu erkennen. Als Ursache sind veränderte LAr–Triggerschwellen und Probleme mit dem Triggerzeitpunkt (siehe Abschnitt 3.3.3) zu nennen. Untersuchungen ergeben für die e^-p–Meßperiode ein um $(4 \pm 2)\%$ höheres Ansprechvermögen des Triggers.

Beim Ereignisvertex ist kein signifikanter Unterschied zwischen den einzelnen Meßperioden zu erkennen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nur geringfügig kleiner als von der MC–Simulation vorhergesagt. Der Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß häufig in der Anfangsphase einer HERA–Füllung die Hochspannung des Vorwärtsspurdetektors (FTD) noch nicht vollständig eingeschaltet war oder eingeschaltet werden konnte.[2]

Aufgrund der unterschiedlichen Triggerbedingungen in beiden Meßperioden wird die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε_{had} aus den Daten der e^+p–Meßperiode bestimmt und für die e^-p–Meßperiode um $+4\%$ korrigiert. Zusätzlich wird ein systematischer Fehler von 2% für die Nachweiswahrscheinlichkeit von NC– und CC–Ereignissen berücksichtigt, der sich aus der Methodik der *Pseudo*CC–Analyse ergibt, und der durch den Vergleich zwischen Vorhersagen der CC–Simulation und der *Pseudo*CC–Simulation bestimmt wurde.

In Tab. 5.10 ist ebenfalls die Migrationswahrscheinlichkeit ε_{migr} für den V–Schnitt angegeben, durch die auf den wahren Transversalimpuls $p_{\perp lep} > 25$ GeV korrigiert wird. Der angegebene Fehler stammt aus der 4% Kalibrationsunsicherheit der hadronischen Energieskala. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse mit $p_{\perp lep} > 25$ GeV ist in der letzten Zeile angegeben. Den größten Fehlerbeitrag liefert dabei die Kalibrationsunsicherheit der hadronischen Energieskala sowohl für die NC– als auch für die CC–Reaktionen.

[2]Da die Effizienz der Vertexrekonstruktion des FTD mit *Pseudo*CC–Ereignissen implizit bestimmt wird, wird in dieser Arbeit nicht verlangt, daß der FTD eingeschaltet war.

Kapitel 6

Resultate der tiefinelastischen Streuung

Basierend auf der im vorigen Kapitel erläuterten Ereignisselektion und den ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten werden im ersten Abschnitt für $p_{\perp lep} > 25$ GeV die totalen Wirkungsquerschnitte für den Prozeß des neutralen und geladenen Stroms angegeben. Wegen der Gleichbehandlung von NC– und CC–Ereignissen reduzieren sich systematische Fehler bei der Berechnung des Verhältnis $R_{NC/CC} = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$. Darauf aufbauend wird im zweiten Abschnitt die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte unter Verwendung einer Matrixinversion zur Entfaltung der Daten beschrieben. Resultate werden anschließend für die Q^2–Verteilung und für die y–Verteilung vorgestellt. Aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt der CC–Reaktion läßt sich die $W^{\pm}$–Masse über den Propagatoreffekt (siehe Abschnitt 6.3) bestimmen und die Helizitätsstruktur der Wechselwirkung untersuchen.

6.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt wird aus der selektierten Ereigniszahl N^{tot}, den Nachweiswahrscheinlichkeiten ε und der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ berechnet:

$$\sigma^{tot} = \frac{(N^{tot} - N^u)}{\mathcal{L}} \frac{\delta_{beam}}{\varepsilon_{filter}\, \varepsilon_{had}\, \varepsilon_{migr}} \frac{1}{\varepsilon_{NC}} \quad , \tag{6.1}$$

wobei N^u die Anzahl an Untergrundereignissen darstellt, die in den Abschnitten 5.1 und 5.2 ermittelt wurde, und hier statistisch subtrahiert wird. δ_{beam} ist ein Korrekturfaktor für die Leptonstrahlenergie E_e, die zwischen 1993 und 1994 um 3% variierte. Der in dieser Arbeit angegebene Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf eine Leptonstrahlenergie von $E_e = 27.5$ GeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten lassen sich folgendermaßen aufteilen: ε_{filter} für die Anwendung der Untergrundfilter, ε_{had}

für die auf den hadronischen Endzustand angewendeten CC–Trigger– und Vertexbedingungen, ε_{migr} für die Korrektur auf den wahren Transversalimpuls des gestreuten Leptons (siehe Tab. 5.10) und ε_{NC} für die Identifikation von NC–Ereignissen (Abschnitt 5.2), die für die Berechnung von σ_{CC} nicht berücksichtigt werden muß . Alle verwendeten Korrekturen und Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

e^+p	NC	CC	$R_{NC/CC}$
N^u/N^{tot}	0.020 ± 0.006	0.0 ± 0.005	0.020 ± 0.008
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	2.700 ± 0.054	2.700 ± 0.054	–
δ_{beam}	1.0	1.0	1.0
ε_{NC}	0.981 ± 0.003	–	0.981 ± 0.003
ε_{filter}	0.987 ± 0.004	0.970 ± 0.020	1.018 ± 0.020
ε_{had}	0.822 ± 0.026	0.840 ± 0.030	0.978 ± 0.020
ε_{migr}	0.802 ± 0.106	0.913 ± 0.058	0.878 ± 0.060

e^-p	NC	CC	$R_{NC/CC}$
N^u/N^{tot}	0.020 ± 0.006	0.0 ± 0.005	0.020 ± 0.008
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	0.692 ± 0.021	0.692 ± 0.021	–
δ_{beam}	1.010 ± 0.001	1.011 ± 0.001	0.999 ± 0.001
ε_{NC}	0.981 ± 0.003	–	0.981 ± 0.003
ε_{filter}	0.987 ± 0.004	0.970 ± 0.020	1.018 ± 0.020
ε_{had}	0.862 ± 0.033	0.880 ± 0.036	0.980 ± 0.020
ε_{migr}	0.802 ± 0.106	0.937 ± 0.037	0.856 ± 0.079

Tabelle 6.1: *Relativer Untergrund, Leptonenergiekorrekturfaktor und Nachweiswahrscheinlichkeiten für die in dieser Arbeit angewendeten Selektionsschnitte für e^+p– und e^-p–Streuung.*

Die totalen Wirkungsquerschnitte für NC– und CC–Ereignisse in e^+p– und e^-p–Streuung mit $p_{\perp lep} > 25$ GeV sind in Tab. 6.2 angegeben. Zusätzlich sind die statistischen $\delta\sigma^{stat}$ und systematischen Fehler $\delta\sigma^{syst}$ und die Unsicherheit aufgrund der Kalibration der hadronischen Energieskala $\delta\sigma^{scale}$ aufgeführt. Im Rahmen der Fehler stimmen die Ergebnisse mit den theoretischen Erwartungen [HER92] der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ überein, die aufgrund von Unsicherheiten der verwendeten Strukturfunktion [MRS94] einen Fehler von $(3-5)\%$ besitzen. Eine größere Abweichung von etwa 1.5σ ergibt sich für den CC–Wirkungsquerschnitt in e^+p–Streuung.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $R_{NC/CC}$ ist ebenfalls in Tab. 6.2 angegeben. Es sei darauf hingewiesen, daß sich bei der Berechnung systematische Fehler aufgrund von Korrelationen teilweise reduzieren. Dazu gehören Fehler der Luminositätsmessung und der Selektion des hadronischen Endzustands.

Prozeß	σ^{tot} (pb)	$\delta\sigma^{stat}$ (pb)	$\delta\sigma^{syst}$ (pb)	$\delta\sigma^{scale}$ (pb)	σ^{theor} (pb)
NC(e^+p)	299.3	± 13.1	± 11.5	± 39.5	268 ± 11
NC(e^-p)	330.6	± 26.7	± 16.4	± 43.7	285 ± 11
CC(e^+p)	23.4	± 3.4	± 1.1	± 1.5	15.8 ± 0.6
CC(e^-p)	45.6	± 9.1	± 2.5	± 1.8	39.2 ± 1.6
$R_{NC/CC}(e^+p)$	12.8	± 2.0	± 0.4	± 0.9	16.9 ± 0.8
$R_{NC/CC}(e^-p)$	7.3	± 1.6	± 0.2	± 0.7	7.3 ± 0.1

Tabelle 6.2: *Totaler Wirkungsquerschnitt für NC– und CC–Ereignisse und deren Verhältnis für e^+p– und e^-p–Streuung mit $p_{\perp lep} > 25$ GeV. Zusätzlich sind die statistischen und systematischen Fehler sowie die Unsicherheit aufgrund der Kalibration der hadronischen Energieskala angegeben. Die Theoriewerte wurden unter Berücksichtigung radiativer Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ [HER92] und der Parametrisierung der Partondichte von [MRS94] berechnet.*

6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt wird ein gegenüber [Jac79] verbessertes Verfahren zur Q^2_{had}–Rekonstruktion vorgestellt. Die Entfaltung der Daten, die auf der Methode der Matrixinversion beruht, und die Berechnung von Bin–Korrekturen werden erläutert.

6.2.1 Rekonstruktion von Q^2

Die Rekonstruktion von Q^2 über den hadronischen Endzustand wird bei einem idealen Detektor durch Gleichung 1.13 beschrieben:

$$Q_{had}{}^2 = \frac{p_{\perp had}{}^2}{1 - y_{had}} \quad . \tag{1.13}$$

Mit Hilfe einer MC–Simulation ist die Korrelation zwischen dem so rekonstruierten $(Q^2_{had})_{rek}$ und dem generierten $(Q^2_{had})_{gen}$ in Abb. 6.1 (a) dargestellt. Bei hohen Werten von Q^2_{had} zeigen sich zum Teil erhebliche Abweichungen. Als Ursache ist die endliche Detektorauflösung bei der Messung der hadronischen Größen $p_{\perp had}$ und y_{had} zu nennen.

Insbesondere die Verschmierung von y_{had} führt dazu, daß Gl. 1.13 unphysikalische Resultate für $y_{had} \approx 1$ liefert. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, ist in Abb. 6.1 b) die mittlere relative Verschiebung der Q^2_{had}–Rekonstruktion $\delta Q^2_{had} = (Q^2_{had})_{rek}/(Q^2_{had})_{gen} - 1$ als Funktion von $(y_{had})_{gen}$ dargestellt. Die Fehlerbalken beschreiben die Streuung der Rekonstruktion $\sigma(\delta Q^2)$. Deutlich erkennbar ist die Verschlechterung der Auflösung für Werte $y > 0.5$ sowie die große Verschiebung des mittleren Q^2.

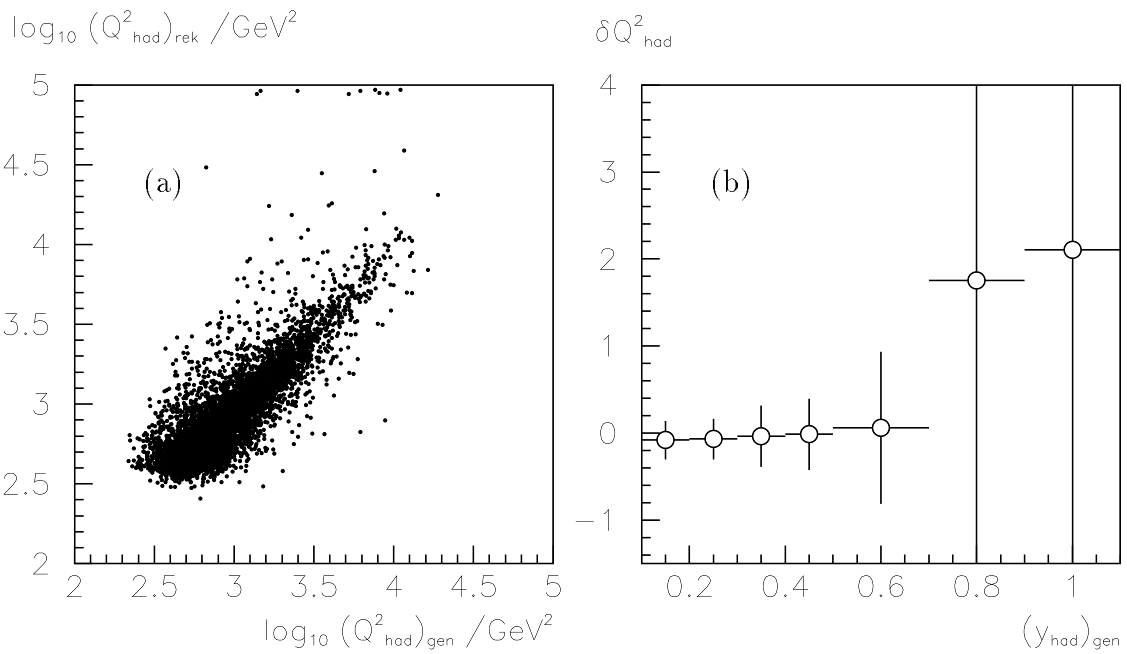


Abbildung 6.1: *(a) Korrelation von* $(Q^2_{had})_{rek}$ *und* $(Q^2_{had})_{gen}$ *bei Verwendung von Gl. 1.13 (Jaquet Blondel) und (b)* δQ^2_{had} *als Funktion von* $(y_{had})_{gen}$ *(MC–Simulation).*

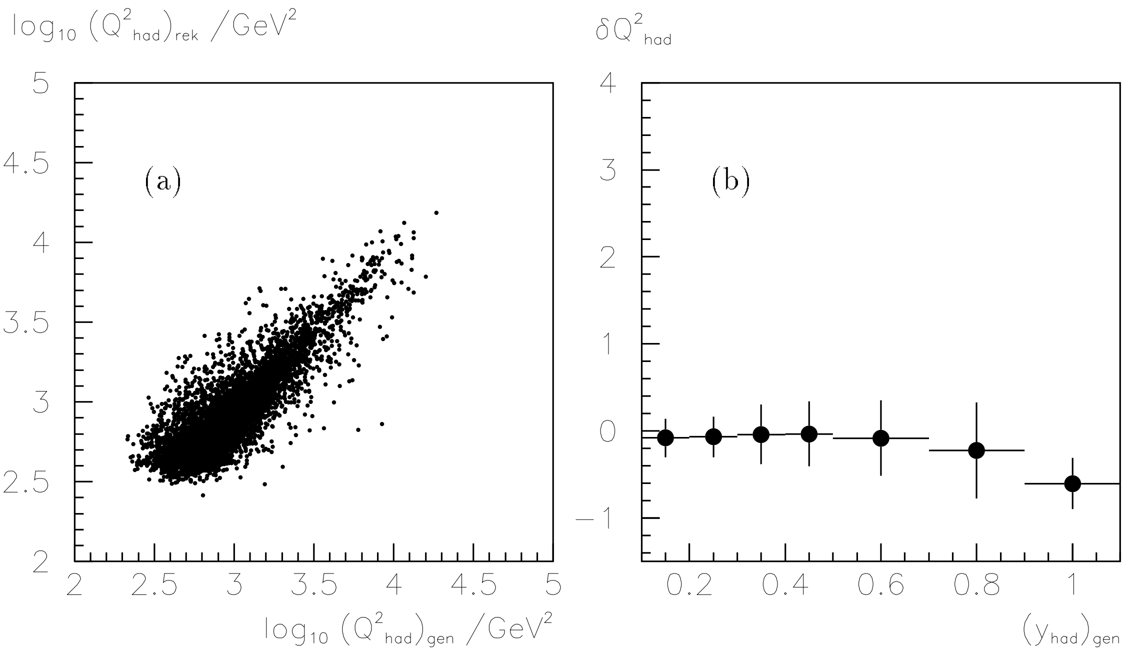


Abbildung 6.2: *(a) Korrelation von* $(Q^2_{had})_{rek}$ *und* $(Q^2_{had})_{gen}$ *bei Verwendung von Gl. 6.3 und b)* δQ^2_{had} *als Funktion von* $(y_{had})_{gen}$ *(MC–Simulation).*

Regularisierung der Q^2_{had} Rekonstruktion

Um die Schwierigkeiten aufgrund der Singularität von Gl. 1.13 zu lösen, wird in dieser Arbeit ein verbessertes Verfahren zur Rekonstruktion von Q^2_{had} verwendet. Dabei wird Gl. 1.13 in eine Taylor–Reihe entwickelt. Durch Abbruch der Entwicklung in Ordnung N erhält man:

$$Q^2_{had} = \frac{{p_\perp}^2_{had}}{1 - y_{had}} = {p_\perp}^2_{had} \sum_{n=0}^{\infty} y^n_{had} \approx {p_\perp}^2_{had} \sum_{n=0}^{N} y^n_{had} \quad . \tag{6.2}$$

Dieser Ausdruck konvergiert schnell bei kleinen Werten von y. Der systematische Fehler, der durch Abbruch der Reihe in Ordnung N entsteht, beträgt y^{N+1}.

Die Ordnung N wurde so gewählt, daß der gesamte Fehler der Q^2_{had}–Rekonstruktion unter Berücksichtigung der gegebenen Detektorauflösung minimiert wird. Für diese Analyse hat sich $N = 4$ als geeignet erwiesen, so daß Q^2_{had} nach der folgenden Gleichung rekonstruiert wird:

$$(Q^2_{had})_{rek} = {p_\perp}^2_{had} \; (1 + y_{had} + {y_{had}}^2 + {y_{had}}^3 + {y_{had}}^4) \quad . \tag{6.3}$$

Das Ergebnis dieser Rekonstruktionsmethode ist in Abb. 6.2 dargestellt. Die Korrelation von $(Q^2_{had})_{rek}$ und $(Q^2_{had})_{gen}$ hat sich gegenüber Abb. 6.1 wesentlich verbessert. Auch zeigt die mittlere relative Verschiebung der Q^2_{had}–Rekonstruktion eine deutliche Verbesserung bei hohen Werten von y_{had}.

6.2.2 Entfaltungsmethode

Da die in einem Experiment gemessenen kinematischen Größen aufgrund zahlreicher Effekte verschmiert werden, ist eine „Entfaltung" der Daten notwendig. Gemessene Verteilungen werden unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeiten auf „wahre" Verteilungen zurückgeführt. Wichtige Faktoren, die bei der Ermittlung wahrer kinematischer Größen berücksichtigt werden müssen, sind zum einen die Auflösung des Detektors und zum anderen der Prozeß der Photonabstrahlung. Letzterer führt dazu, daß sich die kinematischen Variablen unterscheiden, je nachdem ob sie über das gestreute Lepton oder über den hadronischen Endzustand rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 1.2.3).

In dieser Analyse werden die gemessenen hadronischen Größen $(y_{had})_{rek}$ bzw. $(Q^2_{had})_{rek}$ durch die Entfaltungsprozedur auf die entsprechenden wahren Größen des gestreuten Leptons y_{lep} und ${Q_{lep}}^2$ unter Berücksichtigung radiativer Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ zurückgeführt. Die so erhaltenen Verteilungen entsprechen dann den wahren kinematischen Verteilungen der gestreuten Leptonen. Um Bornsche Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, werden Korrekturfakturen angegeben, die Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ vollständig enthalten.

In der vorliegenden Arbeit wird die Methode der Matrixinversion [Zec95] zur Entfaltung der gemessenen Daten verwendet. Die Matrizen werden mit Hilfe der MC–Simulation [DJA91] ermittelt, die Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ berücksichtigt und die Detektorauflösung richtig beschreibt.

Die Verschmierung zweier unabhängiger Meßgrößen ξ und ζ läßt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$f(\xi_{rek}, \zeta_{rek}) = \int\int d\xi d\zeta \;\; A(\xi, \zeta, \xi_{rek}, \zeta_{rek}) \; g(\xi, \zeta) \quad . \tag{6.4}$$

$A(\xi, \zeta, \xi_{rek}, \zeta_{rek})$ ist die Detektorantwortfunktion und $g(\xi, \zeta)$ die wahre Verteilung. In dieser Arbeit werden einfach–differentielle Wirkungsquerschnitte ermittelt, so daß eine eindimensionale Entfaltung vorgenommen werden kann. Da die wahre Verteilung von zwei unabhängigen Variablen ξ und ζ abhängt, muß über eine Variable integriert werden, deren Verteilung als bekannt vorausgesetzt wird. Gl. 6.4 vereinfacht sich dann zu:

$$f(\zeta_{rek}) \;\; = \;\; \int d\zeta \;\; P(\zeta, \zeta_{rek}) \; g(\xi, \zeta) \quad , \tag{6.5}$$

wobei $P(\zeta, \zeta_{rek})$ die mittlere Detektorantwort für gegebene Variablen (ζ, ζ_{rek}) ist.

Gl. 6.5 kann nach Einführung von N Intervallen in ζ durch eine Summe dargestellt werden:

$$f^i = \sum_{j=1}^{N} P^{i,j} g^j \quad . \tag{6.6}$$

$P^{i,j}$ ist eine normierte Wahrscheinlichkeitsmatrix und wird auch als Transfermatrix bezeichnet.

Nun müssen noch die in Abschnitt 5.3.4 diskutierten Migrationen am Schnitt $V > 25$ GeV berücksichtigt werden. Der entfaltete Datensatz soll die Verteilung für $p_{\perp lep} > 25$ GeV liefern. Da nur Ereignisse mit $V > 25$ GeV selektiert worden sind, in Gl. 6.6 aber alle Ereignisse eingehen, wird folgende Modifizierung vorgenommen:

$$\begin{aligned} f^i(V > 25) \;\; &= \;\; \sum_{j=1}^{N} P_1^{i,j}(V > 25, p_{\perp lep} > 25) \; g^j(p_{\perp lep} > 25) \\ &+ \;\; \sum_{j=1}^{N} P_2^{i,j}(V > 25, p_{\perp lep} < 25) \; g^j(p_{\perp lep} < 25) \\ &= \;\; \sum_{j=1}^{N} Q^{i,j} \; g^j(p_{\perp lep} > 25) \quad , \end{aligned} \tag{6.7}$$

wobei $P_{1,2}^{i,j}$ die Transfermatrizen für die jeweils angegebenen Schnitte sind. Aus diesen läßt sich die korrigierte Transfermatrix $Q^{i,j}$ berechnen.

Durch Inversion der Matrix in Gl. 6.7 läßt sich aus der gemessenen Verteilung f^i die wahre Verteilung g^j ermitteln:

$$g^j = \sum_{i=1}^{N} Q^{-1^{i,j}} f^i \quad . \tag{6.8}$$

Die Kovarianzmatrix G^{ij}, deren Nebendiagonalelemente die Korrelationen zwischen den Fehlern enthalten, geht durch Fehlerfortpflanzung aus der Fehlermatrix F^{ij} hervor:

$$G^{ij} = \sum_{k,l=1}^{N} Q^{-1^{i,k}} F^{k,l} Q^{-1^{l,j}} \quad . \tag{6.9}$$

Um eine Entfaltung der Daten durchführen zu können, werden die gemessenen Ereignisse in N Intervalle eingeteilt. Unter Beachtung der gegebenen Statistik und der Migrationen wird in dieser Analyse für die Q^2– und y–Verteilung $N = 4$ gewählt. Diese Anzahl stellt sicher, daß die Mehrheit der Ereignisse (etwa 60%) im ursprünglichen Intervall rekonstruiert wird, so daß die Korrelationen klein sind.

Folgende Intervallbreiten werden für die Verteilungen von Q^2 und y gewählt:

$$Q^2 \text{ Intervalle: } [\ 625, 1900], [1900, 5000], [5000, 12000], [12000, 90200], \tag{6.10}$$
$$y \text{ Intervalle: } [0.007, 0.14], [0.14\ , 0.28\ ], [0.28\ , 0.5\quad], [0.5\quad , 1.0\quad]. \tag{6.11}$$

Die daraus resultierenden Transfermatrizen $Q^{i,j}$ sind im Anhang A.4 für die verschiedenen Prozesse aufgeführt.

Bin–Korrekturen

Nach Entfaltung der Daten soll der in einem Intervall i gemessene Wirkungsquerschnitt σ_i^{gem} in einen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_i/d\zeta_i^0$ an der Stelle ζ_i^0 umgerechnet werden. Da man hierbei eine integrale Messung (Anzahl von Ereignissen pro Intervall) auf einen differentiellen Wirkungsquerschnitt im Intervall zurückführt, muß die Form der Verteilung innerhalb eines Intervalls als bekannt vorausgesetzt und entsprechende Korrekturen angewendet werden:

$$\frac{d\sigma_i}{d\zeta_i^0} = \delta_i^{bin} \frac{\sigma_i^{gem}}{\Delta\zeta_i} \quad , \tag{6.12}$$

wobei $\Delta\zeta_i$ die Intervallbreite ist. δ_i^{bin} ist eine Korrektur, die wie folgt berechnet werden kann:

$$\delta_i^{bin} = \frac{\Delta\zeta_i \frac{d\sigma^{SM}}{d\zeta_i^0}}{\int_{\zeta_i}^{\zeta_{i+1}} d\zeta \frac{d\sigma^{SM}}{d\zeta}} \quad . \tag{6.13}$$

ζ_i, ζ_{i+1} sind die vorgegebenen Intervallgrenzen ($\Delta\zeta_i = \zeta_{i+1} - \zeta_i$). Die Werte für ζ_i^0 werden in dieser Analyse so gewählt, daß die Bin–Korrekturen $\delta_i^{bin} \approx 1$ betragen, das heißt, der differentielle Wirkungsquerschnitt an der Stelle ζ_i^0 entspricht dem mittleren differentiellen Wirkungsquerschnitt im Intervall. Die Ermittlung dieser Bin–Korrekturen wird mit dem Programm HERACLES [HER92] unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen durchgeführt.

6.3 Q^2–Verteilung und Bestimmung der $W^\pm$–Masse

Der gemessene Wirkungsquerschnitt vor Entfaltung der Q^2–Verteilung läßt sich analog zu Gl. 6.1 berechnen:

$$\sigma_i^{gem} = \frac{(N_i - N_i^u)}{\mathcal{L}} \frac{\delta_{beam}}{\varepsilon_{NC}\ \varepsilon_{filter}\ \varepsilon_{hadi}} = \frac{N_i^{kor}}{\mathcal{L}} \quad , \tag{6.14}$$

wobei N_i^{kor} einer korrigierten Ereigniszahl im Intervall i entspricht. N_i^u ist die intervallabhängige Anzahl von Untergrundereignissen, die statistisch subtrahiert wird, und ε_{hadi} die Nachweiswahrscheinlichkeit für den CC–Trigger und den Ereignisvertex. Die indizierten Größen hängen von den kinematischen Variablen und somit vom Intervall ab. Alle anderen Nachweiswahrscheinlichkeiten werden innerhalb der ermittelten Fehler als unabhängig von Q^2 und y angenommen.

Die Anzahl der Untergrundereignisse N_i^u kann für CC–Ereignisse vernachlässigt werden (vgl. Abschnitt 5.1.4). Für NC–Ereignisse liefern Untergrundreaktionen (Photoproduktion, Zweiphotonwechselwirkung) hauptsächlich Beiträge, die bei kleinen Werten von Q^2 und bei mittleren oder großen Werten von y auftreten. Dieser Umstand wird durch statistische Subtraktion von $(2 \pm 2)\%$ Ereignissen (vgl. Abschnitt 5.2.3) pro Intervall berücksichtigt.

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von Q^2 ist in Tab. 6.3 aufgelistet. Aufgeführt sind die Anzahl der selektierten Ereignisse N_i pro Intervall, die auf Nachweiswahrscheinlichkeiten und Untergrund korrigierten Ereigniszahlen N_i^{kor}, die in die Entfaltungsprozedur eingehen, die Bin–Korrekturen δ_i^{bin} an der Stelle Q_i^2 und die entfalteten differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_i/dQ_i^2$ für $p_{\perp lep} > 25$ GeV. Die verwendeten Bin–Korrekturen [HER92] sind ebenfalls angegeben und besitzen einen globalen Fehler von 0.5%. Die in den Tabellen genannten Fehler am Wirkungsquerschnitt sind unterteilt in einen statistischen, einen systematischen und einen Fehler, der aus der 4% Unsicherheit der hadronischen Energieskala stammt. Die Korrelationsmatrizen der Fehler sind im Anhang A.5 angegeben.

Um Strahlungskorrekturen der untersuchten Reaktionen berücksichtigen zu können, ist in Tab. 6.3 ein Korrekturfaktor δ_{Born} angegeben, der es ermöglicht, den

Wechselwirkung			e^-p		e^+p	
Prozeß			**NC**	**CC**	**NC**	**CC**
Bin 1	N		105	6	370	26
$\boldsymbol{Q^2 = 1250}$ GeV^2	N^{kor}		129.4	7.4	469.9	33.0
[625,1900]	δ^{bin}		0.956	1.191	0.950	1.213
	$\boldsymbol{d\sigma/dQ^2}$	(fb/GeV^2)	**154.7**	**5.01**	**146.4**	**13.74**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$	(fb/GeV^2)	**±23.9**	**±6.7**	**±11.6**	**±3.3**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$	(fb/GeV^2)	**±7.9**	**±0.8**	**±7.2**	**±0.7**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$	(fb/GeV^2)	**±18.6**	**±0.4**	**±17.6**	**±0.05**
	δ_{Born}		−0.020	+0.062	−0.019	+0.057
Bin 2	N		42	14	133	13
$\boldsymbol{Q^2 = 3400}$ GeV^2	N^{kor}		47.8	16.1	156.0	15.4
[1900,5000]	δ^{bin}		0.703	0.990	0.674	0.939
	$\boldsymbol{d\sigma/dQ^2}$	(fb/GeV^2)	**21.9**	**8.6**	**18.2**	**1.42**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$	(fb/GeV^2)	**±5.0**	**±3.3**	**±2.2**	**±0.8**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$	(fb/GeV^2)	**±1.3**	**±0.6**	**±1.0**	**±0.2**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$	(fb/GeV^2)	**±3.3**	**±0.03**	**±2.8**	**±0.04**
	δ_{Born}		−0.079	+0.037	−0.087	+0.035
Bin 3	N		6	5	16	7
$\boldsymbol{Q^2 = 7500}$ GeV^2	N^{kor}		7.1	5.9	19.6	8.6
[5000,12000]	δ^{bin}		0.949	1.129	0.894	1.099
	$\boldsymbol{d\sigma/dQ^2}$	(fb/GeV^2)	**2.3**	**2.0**	**0.83**	**0.69**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$	(fb/GeV^2)	**±1.7**	**±1.2**	**±0.65**	**±0.35**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$	(fb/GeV^2)	**±0.28**	**±0.33**	**±0.22**	**±0.11**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$	(fb/GeV^2)	**±0.27**	**±0.06**	**±0.10**	**±0.07**
	δ_{Born}		−0.089	+0.021	−0.119	+0.018
Bin 4	N		0	0	2	1
$\boldsymbol{Q^2 = 25000}$ GeV^2	N^{kor}		0	0	2.0	1.0
[12000,s]	δ^{bin}		1.142	1.470	0.729	0.667
	$\boldsymbol{d\sigma/dQ^2}$	(fb/GeV^2)	**−0.019**	**−0.015**	**0.031**	**0.006**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$	(fb/GeV^2)	**±0.115**	**±0.059**	**±0.028**	**±0.008**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$	(fb/GeV^2)	**±0.002**	**±0.002**	**±0.008**	**±0.002**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$	(fb/GeV^2)	**±0.007**	**±0.002**	**±0.011**	**±0.002**
	δ_{Born}		−0.070	−0.017	−0.186	−0.020

Tabelle 6.3: *Anzahl selektierter Ereignisse N, korrigierte Anzahl der Ereignisse N^{kor}, Bin–Korrektur δ^{bin} und differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für $p_{\perp lep} > 25$ GeV. $\delta\sigma^{stat}$ und $\delta\sigma^{syst}$ sind die statistischen bzw. systematischen Fehler und $\delta\sigma^{scale}$ ist der Fehler von der Kalibration der hadronischen Energieskala. Außerdem ist der Faktor für die Korrektur auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt δ_{Born} angegeben.*

gemessenen Wirkungsquerschnitt auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt umzurechnen:

$$d\sigma^{Born} = d\sigma^{gem}(1 + \delta_{Born}) \quad . \tag{6.15}$$

Der Korrekturfaktor enthält vollständige Korrekturen elektroschwacher Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ [HER92]. Der globale Fehler dieser Korrekturfaktoren beträgt 1% beim Prozeß des neutralen und 2% beim Prozeß des geladenen Stroms [Spi93].

Die Q^2–Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{CC}/dQ^2$ und $d\sigma_{NC}/dQ^2$ sind in Abb. 6.3 für e^+p– und e^-p–Streuung dargestellt. Die Kurven zeigen die Standardmodellvorhersage, die mit der Strukturfunktion [MRS94] einschließlich Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ berechnet worden sind [HER92]. Die theoretischen Fehler aufgrund von Unsicherheiten der Parametrisierung der Partondichten betragen für diese Analyse $(3-5)\%$.

Die dargestellten inneren Fehlerbalken der Meßpunkte enthalten die statistischen und die äußeren auch die quadratisch addierten systematischen Fehler. Bei der Messung des CC–Wirkungsquerschnitts sind die Fehler durch die geringe Statistik dominiert. Beim neutralen Strom sind statistische Fehler und Fehler aufgrund der Unsicherheit der Kalibration der hadronischen Energieskala von etwa gleicher Größe.

Oberhalb von $Q^2 > 5000$ GeV^2 besitzen die Prozesse des neutralen und geladenen Stroms Wirkungsquerschnitte der gleichen Größenordnung. Das wird durch Abb. 6.4 verdeutlicht, in der das differentielle Verhältnis :

$$R = \frac{d\sigma_{NC}/dQ^2}{d\sigma_{CC}/dQ^2} \quad . \tag{6.16}$$

für $p_{\perp lep} > 25$ GeV dargestellt ist. Sowohl für e^+p– als auch für e^-p–Streuung verkleinert sich das Verhältnis mit steigendem Q^2. Für $Q^2 \gtrsim 10000$ GeV^2 wird für e^-p–Streuung erwartet, daß der geladene Strom dominiert, was bei der jetzigen Statistik noch nicht meßbar ist. Im Fall der e^+p–Streuung wird erwartet, daß der neutrale Strom immer dominiert, und daß sich das Verhältnis bei hohem Q^2 sogar wieder erhöht.

Der in dieser Analyse bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms ist in Übereinstimmung mit der in [H1C95c] veröffentlichten Messung von H1, die auf der alleinigen Messung des gestreuten Leptons beruht. Darüberhinaus zeigen die in dieser Arbeit für e^-p–Streuung gemessenen Q^2–Verteilungen eine gute Übereinstimmung mit Messungen der ZEUS–Kollaboration [ZEU95a].

Bestimmung der $W^\pm$–Masse

In diesem Abschnitt wird die $W^\pm$–Masse sowohl aus der Messung des totalen CC–Wirkungsquerschnitts als auch aus der Form der differentiellen Verteilung $d\sigma_{CC}/dQ^2$ über den Propagatoreffekt bestimmt. Ein Vergleich der in e^+p– und e^-p–Streuung ermittelten $W^\pm$–Massen wird durchgeführt.

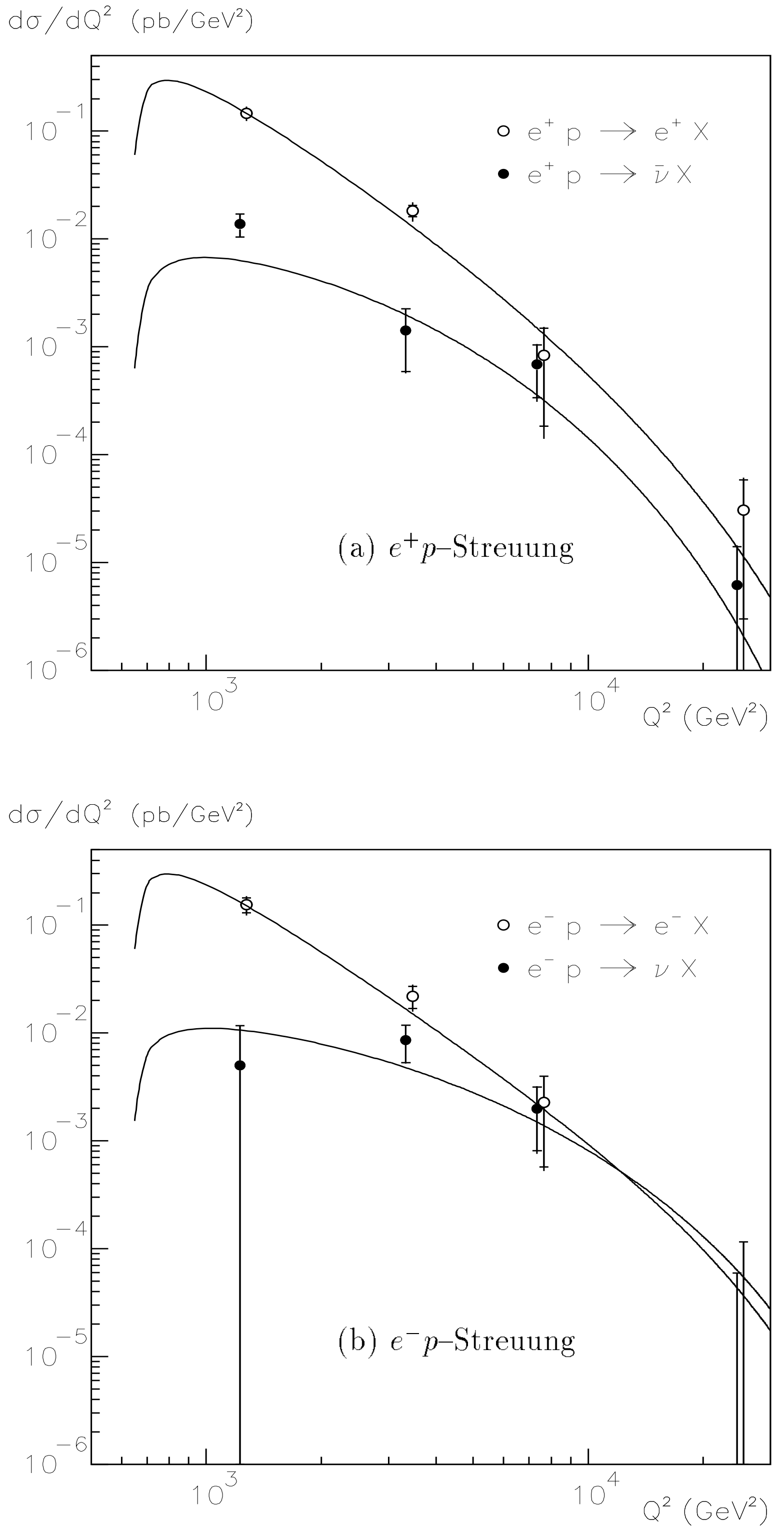


Abbildung 6.3: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für den Prozeß des neutralen und geladenen Stroms in (a) e^+p– und (b) e^-p–Streuung und Vergleich mit der theoretischen Vorhersage $\mathcal{O}(\alpha)$ für $p_{\perp lep} > 25$ GeV.*

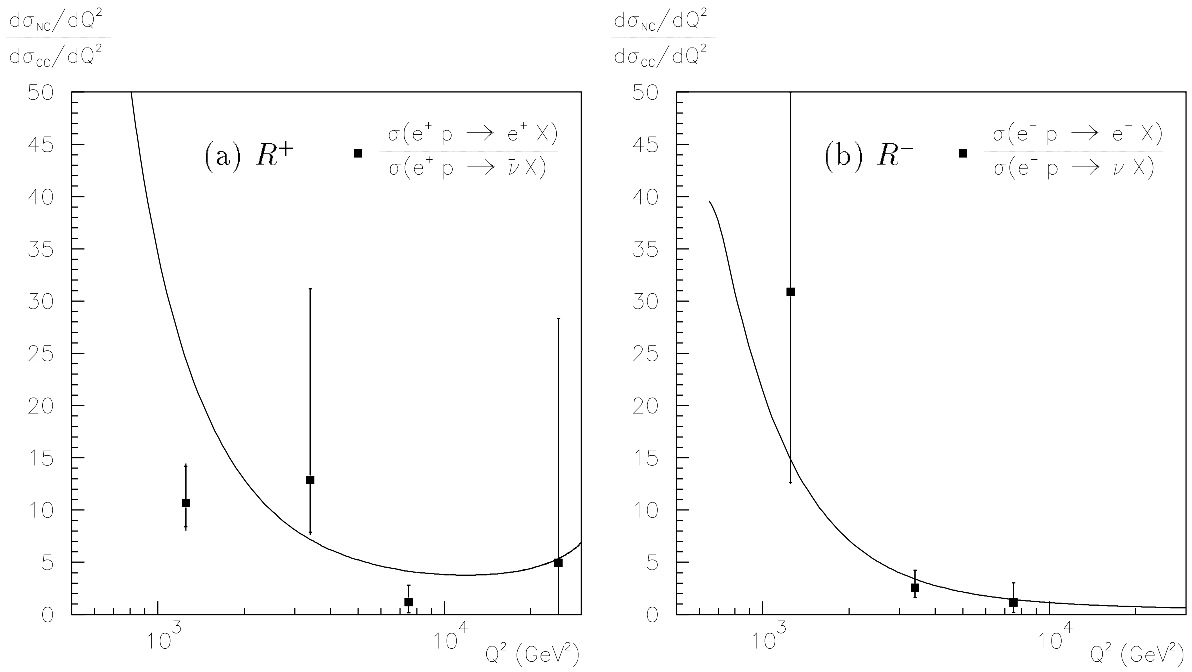


Abbildung 6.4: *Das Verhältnis $R_{Q^2} = (d\sigma_{NC}/dQ^2)/(d\sigma_{CC}/dQ^2)$ für (a) e^+p– und (b) e^-p–Streuung und Vergleich mit der theoretischen Vorhersage $\mathcal{O}(\alpha)$ für $p_{\perp lep} >$* 25 GeV.

In Abb. 6.5 ist der vorhergesagte differentielle CC–Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 für verschiedene $W^\pm$–Massenhypothesen für e^+p– und e^-p–Streuung aufgetragen. Sowohl der totale Wirkungsquerschnitt (Fläche unter den Kurven) als auch die Form der Verteilungen unterscheiden sich für verschiedene $W^\pm$–Massenhypothesen.

Prozeß	$m_W(\sigma^{tot})$ (GeV)	$m_W(d\sigma/dQ^2)$ (GeV)	m_W(kombiniert) (GeV)
e^+p	116^{+29}_{-25}	24^{+18}_{-24}	110^{+26}_{-21}
e^-p	82^{+14}_{-13}	83^{+32}_{-25}	82^{+13}_{-12}
e^+p und e^-p	93^{+12}_{-11}	61^{+28}_{-19}	90^{+11}_{-10}

Tabelle 6.4: *$W^\pm$–Massen bestimmt aus dem totalen Wirkungsquerschnitt, aus der Form der Q^2–Verteilung und aus einer kombinierten χ^2–Anpassung.*

Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt kann in eine $W^\pm$–Masse $m_W(\sigma^{tot})$ umgerechnet werden. Das Resultat ist in Tab. 6.4 für e^+p– und e^-p–Streuung dargestellt. Bei der Berechnung wurden radiative Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ berücksichtigt. Die so ermittelten $W^\pm$–Massen stimmen gut mit der erwarteten $W^\pm$–Masse von $m_W = 80.22 \pm 0.26$ [PDG94] überein.

Eine zweite unabhängige Methode zur Bestimmung der $W^\pm$–Masse berücksichtigt

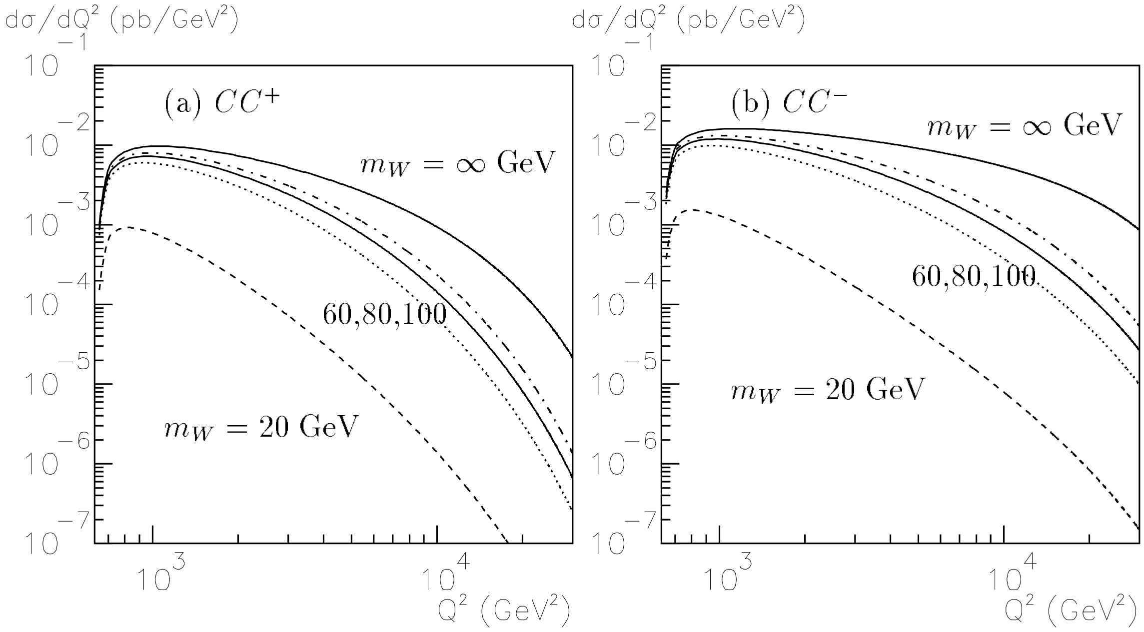


Abbildung 6.5: *Theoretischer differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ für verschiedene $W^\pm$–Massenhypothesen für (a) e^+p– und (b) e^-p–Streuung mit $p_\perp >$* 25 GeV.

die Form der differentiellen Verteilung $d\sigma/dQ^2$. Dabei wird die Masse durch eine χ^2–Anpassung unter Berücksichtigung der Korrelationen der Meßfehler bestimmt. Die Normierung v der angepaßten Verteilung wird zunächst als freier Parameter eingeführt und folgendermaßen bei der Berechnung von χ^2 berücksichtigt:

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{4} \frac{(\sigma_i^{gem} - v\ \sigma_i^{theor}(m_W)\ )\ (\sigma_j^{gem} - v\ \sigma_j^{theor}(m_W)\ )}{\delta\sigma_i^{gem}\ \delta\sigma_j^{gem}}\ cor_{i,j} \quad , \qquad (6.17)$$

wobei σ_i^{gem} die gemessenen und $\sigma_i^{theor}(m_W)$ die als Funktion der $W^\pm$–Masse vorhergesagten Wirkungsquerschnitte im jeweiligen Q^2–Intervall sind. $cor_{i,j}$ ist die Korrelationsmatrix (siehe Anhang A.5). Der Wert m_W wird so angepaßt, daß das χ^2 minimal wird. Dabei hat sich gezeigt, daß es im Rahmen dieser Analyse nicht möglich ist, die Normierung der differentiellen Verteilung als freien Parameter einzuführen, da die geringe Statistik sowie die gewählte Intervallbreite in Q^2 nicht dazu geeignet sind, zwei freie Parameter zu bestimmen.

Deswegen wurde als Nebenbedingung eine Normierung des als Funktion der $W^\pm$–Masse erwarteten totalen Wirkungsquerschnitts auf den gemessenen totalen Wir-

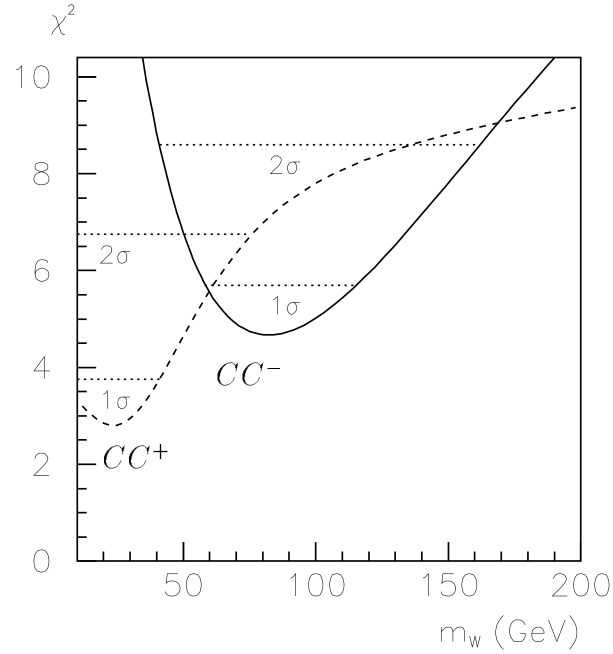


Abbildung 6.6: *χ^2–Anpassung der W–Masse an die Verteilung $d\sigma/dQ^2$ für e^+p– und e^-p–Streuung.*

kungsquerschnitt eingeführt:

$$v(m_W) = \frac{\sum_{i=1}^{4} \sigma_i^{gem}}{\sum_{i=1}^{4} \sigma_i^{theor}(m_W)} \quad . \tag{6.18}$$

Dadurch ist sichergestellt, daß die Flächen der gemessenen und erwarteten Verteilungen gleich sind.

Die unter Verwendung dieser Normierung aus der Form der Q^2–Verteilung ermittelten Massen sind in Tab. 6.4 angegeben. Die χ^2–Verteilungen dieser Anpassung sind in Abb. 6.6 für e^+p– und e^-p–Streuung dargestellt. Zusätzlich sind die 1σ und 2σ Grenzen angegeben. Das Resultat der Messung von σ_{CC}^+ bevorzugt kleine Werte von m_W. Ursache ist der im ersten Q^2–Intervall gemessene Wirkungsquerschnitt, der 2σ über der Vorhersage liegt. Dadurch wird eine steil abfallende Form der Q^2–Verteilung begünstigt, was kleinen Werten von m_W (vgl. Abb. 6.5) entspricht. Das Ergebnis aus der e^-p–Streuung stimmt gut mit der theoretischen Erwartung überein. Die relativen Massenfehler beider χ^2–Anpassungen sind deutlich größer als die aus der σ^{tot}–Bestimmung.

Da beide Methoden der m_W–Messung (mittels σ^{tot} und $d\sigma^{tot}/dQ^2$) unabhängig voneinander sind, ist eine Kombination beider Ergebnisse möglich. Das Resultat ist in Tab. 6.4 eingetragen. Der relative Fehler der $W^\pm$–Masse wird gegenüber der Bestimmung mittels σ^{tot} alleine geringfügig verbessert. Trotz der geringeren

Statistik des e^-p–Datensatzes sind die relativen Massenfehler aufgrund der höheren Sensitivität kleiner. Die jeweiligen Werte der m_{W^+} und m_{W^-} Masse sind im Rahmen der Fehler konsistent. Die Annahme gleicher Massen liefert bei Kombination beider Datensätze:

$$m_W = 90^{+11}_{-10}\ \text{GeV} \quad . \tag{6.19}$$

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der in [H1C96a] angegebenen H1–Messung, die auf einer Log–Likelihood–Analyse der Daten basiert.

6.4 y–Verteilung und Helizitätsstruktur der CC–Reaktion

In Tab. 6.5 ist die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dy$ aufgeführt, die analog zur Berechnung der Q^2–Verteilung durchgeführt wurde. Ein zusätzlicher Fehler von 3% ergibt sich für den neutralen Strom bei hohen Werten von $y > 0.5$ durch Vernachlässigung des Beitrags der longitudinalen Strukturfunktion F_L. Dieser Fehler wurde über QCD–Rechnungen [Rob90] abgeschätzt.

Die Resultate sind in Abb. 6.7 für e^+p– und e^-p–Streuung graphisch dargestellt. Die inneren Fehlerbalken beschreiben die statistischen und die äußeren auch die quadratisch addierten systematischen Fehler. Die Standardmodellvorhersagen (*Kurven*) besitzen einen Fehler von $(3-5)\%$ aus der Unsicherheit der Parametrisierung der Partondichten. Die Messungen stimmen gut mit der theoretischen Erwartung überein.

Es sei angemerkt, daß bei der Messung von $d\sigma/dy$ sowohl beim Prozeß des neutralen als auch des geladenen Stroms radiative Effekte eine wichtige Rolle spielen. Die in Tab. 6.5 angegebenen Korrekturen, um den Bornschen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, betragen bis zu 30%.

Bestimmung der Helizitätsstruktur der CC–Reaktion

In diesem Abschnitt soll die Helizitätsstruktur der CC–Reaktion untersucht werden. Daraus lassen sich dann Partondichten von Quarks bzw. Antiquarks ermitteln.

Die im Partonmodell wechselwirkenden Leptonen und Quarks können entweder zum Gesamtspin $J(eq) = 0$ (Singulett) oder zum Gesamtspin $J(eq) = 1$ (Triplett) koppeln. Die Streuamplituden besitzen für beide Zustände unterschiedliche y–Abhängigkeiten: $\mathbf{1}$ bzw. $\boldsymbol{(1-y)^2}$. Aufgrund der $(V-A)$–Kopplung des geladenen Stroms können nur linkshändige Quarks an der Streuung teilnehmen. Das führt dazu, daß Quarks und Antiquarks mit unterschiedlichen Helizitäten und somit mit unterschiedlichen y–Abhängigkeiten an der Reaktion teilnehmen.

Einer Diskussion der Helizitätsstruktur der Wechselwirkung im geladenen Strom dienen die ebenfalls in Abb. 6.7 dargestellten gestrichelten Kurven. Sie stellen

Wechselwirkung		e^-p		e^+p	
Prozeß		**NC**	**CC**	**NC**	**CC**
Bin 1	N	42	2	172	11
$\boldsymbol{y = 0.07}$	N^{kor}	59.8	2.9	252	16.5
[0.007,0.14]	δ^{bin}	1.3995	1.441	1.395	1.460
	$\boldsymbol{d\sigma/dy}$ (fb)	**1092**	**26.9**	**1313**	**79.6**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 254}$	$\boldsymbol{\pm 47}$	$\boldsymbol{\pm 135}$	$\boldsymbol{\pm 27.5}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 75}$	$\boldsymbol{\pm 4.1}$	$\boldsymbol{\pm 76}$	$\boldsymbol{\pm 5.4}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 127}$	$\boldsymbol{\pm 0.1}$	$\boldsymbol{\pm 152}$	$\boldsymbol{\pm 2.5}$
	δ_{Born}	+0.14	+0.22	+0.14	+0.23
Bin 2	N	55	9	171	9
$\boldsymbol{y = 0.21}$	N^{kor}	57.9	9.7	186	10.0
[0.14,0.28]	δ^{bin}	0.906	1.054	0.898	1.061
	$\boldsymbol{d\sigma/dy}$ (fb)	**636**	**119**	**480**	**20.3**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 128}$	$\boldsymbol{\pm 49}$	$\boldsymbol{\pm 59}$	$\boldsymbol{\pm 13}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 37}$	$\boldsymbol{\pm 7.7}$	$\boldsymbol{\pm 28}$	$\boldsymbol{\pm 2.0}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 71}$	$\boldsymbol{\pm 0.5}$	$\boldsymbol{\pm 53}$	$\boldsymbol{\pm 0.4}$
	δ_{Born}	−0.08	+0.05	−0.08	+0.06
Bin 3	N	33	8	111	14
$\boldsymbol{y = 0.39}$	N^{kor}	36.3	8.8	126	15.8
[0.28,0.5]	δ^{bin}	0.811	0.984	0.794	0.975
	$\boldsymbol{d\sigma/dy}$ (fb)	**223**	**55.5**	**207**	**26.6**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 67}$	$\boldsymbol{\pm 28}$	$\boldsymbol{\pm 31}$	$\boldsymbol{\pm 11}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 17}$	$\boldsymbol{\pm 4.5}$	$\boldsymbol{\pm 14}$	$\boldsymbol{\pm 2.3}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 33}$	$\boldsymbol{\pm 1.8}$	$\boldsymbol{\pm 31}$	$\boldsymbol{\pm 1.7}$
	δ_{Born}	−0.16	−0.01	−0.18	−0.02
Bin 4	N	23	6	67	13
$\boldsymbol{y = 0.75}$	N^{kor}	27.4	7.3	82	16.3
[0.5,0.993]	δ^{bin}	0.632	0.990	0.542	0.904
	$\boldsymbol{d\sigma/dy}$ (fb)	**70.8**	**25.7**	**43.1**	**14.8**
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{stat}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 20}$	$\boldsymbol{\pm 12}$	$\boldsymbol{\pm 7.8}$	$\boldsymbol{\pm 4.6}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{syst}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 5.5}$	$\boldsymbol{\pm 2.4}$	$\boldsymbol{\pm 3.5}$	$\boldsymbol{\pm 1.3}$
	$\boldsymbol{\delta_\sigma^{scale}}$ (fb)	$\boldsymbol{\pm 14}$	$\boldsymbol{\pm 2.4}$	$\boldsymbol{\pm 8.4}$	$\boldsymbol{\pm 2.6}$
	δ_{Born}	−0.27	−0.06	−0.32	−0.07

Tabelle 6.5: *Anzahl selektierter Ereignisse N, korrigierte Anzahl der Ereignisse N^{kor}, Bin–Korrektur δ^{bin} und differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ für* $p_{\perp lep} > 25$ GeV. *$\delta\sigma^{stat}$ und $\delta\sigma^{syst}$ sind die statistischen bzw. systematischen Fehler und $\delta\sigma^{scale}$ ist der Fehler von der Kalibration der hadronischen Energieskala. Außerdem ist der Faktor für die Korrektur auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt δ_{Born} angegeben.*

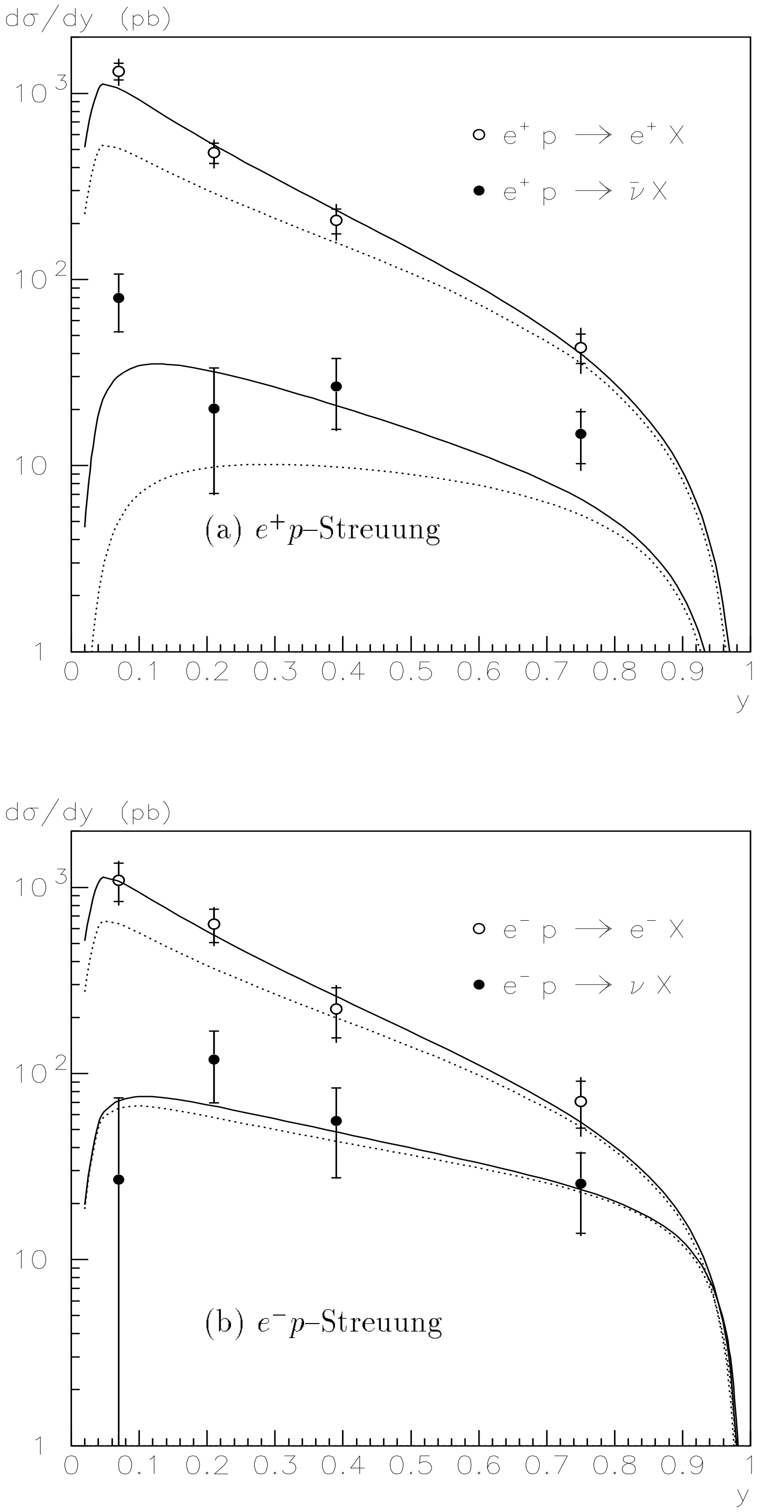


Abbildung 6.7: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{CC}/dy$ und $d\sigma_{NC}/dy$ für (a) e^+p– und (b) e^-p–Streuung und Vergleich mit der theoretischen Vorhersage $\mathcal{O}(\alpha)$ für $p_{\perp lep} > 25$ GeV. Die gestrichelte Kurve gibt den theoretisch erwarteten Anteil mit Gesamtdrehimpuls $J_{eq} = 0$ an (siehe Text).*

den theoretisch ermittelten Anteil von $d\sigma/dy$ dar, der einem Singulettzustand des Lepton–Quark–Systems $J(eq) = 0$ entspricht. Aufgrund der $(V-A)$–Kopplung entspricht der Singulettzustand in der $\boldsymbol{e^-p}$–Wechselwirkung einer Streuung linkshändiger Quarks $J(e^-q) = 0$ (*gestrichelte Kurve*), während die Streuung rechtshändiger Antiquarks einen Triplettzustand bildet $J(e^-\bar{q}) = 1$. In der $\boldsymbol{e^+p}$–Streuung entspricht der Singulettzustand der Streuung rechtshändiger Antiquarks $J(e^+\bar{q}) = 0$, während die Streuung linkshändiger Quarks einen Triplettzustand bildet $J(e^+q) = 1$.

Nach Vorhersage des Standardmodells erwartet man für $p_{\perp lep} > 25$ GeV, daß der Singulettzustand in der e^-p–Streuung bei 91% der Wechselwirkungen auftritt, während dieser Anteil in der e^+p–Streuung etwa 60% beträgt [MRS94].

Im folgenden wird versucht, über die y–Abhängigkeit der CC–Reaktion den Anteil von linkshändigen Quarks und rechtshändigen Antiquarks an der Wechselwirkung zu bestimmen. Aufgrund der geringeren Statistik und der für diese Messung geringeren Sensitivität des e^-p–Datensatzes basiert diese Analyse nur auf e^+p–Daten.

Um die Anteile zu bestimmen, werden die Konstanten a_{CC} und b_{CC} in Gl. 1.30 eingeführt:

$$\frac{d^2\sigma_{CC^+}}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\left(1+\frac{Q^2}{m_W^2}\right)^{-2}\left[\mathbf{1}\ a_{CC}\ (\bar{u}+\bar{c})\ +(\mathbf{1}-\mathbf{y})^{\mathbf{2}}\ b_{CC}\ (d+s+b)\right] \quad . \tag{6.20}$$

Nach dem Standardmodell gilt bei korrekter Beschreibung der wahren Partondichten $\bar{u}, \bar{c}, d, s, b$: $a_{CC} = 1$ und $b_{CC} = 1$. Eine signifikante Abweichung würde z.B. darauf hindeuten, daß der Anteil von Quarks und Antiquarks im Proton infolge der verwendeten Parametrisierung von Partondichten falsch ist.

Um das Verfahren zur Bestimmung der Helizitätsverteilung zu überprüfen, eignen sich besonders gut NC–Ereignisse. Bei der NC–Reaktion dominiert die Wechselwirkung durch Photonaustausch, die nicht zwischen linkshändigen und rechtshändigen Teilchen unterscheidet. Bei reinem Photonaustausch nehmen Quarks und Antiquarks mit gleicher Wahrscheinlichkeit an der Reaktion teil. Der Anteil des Singulettzustands an $d\sigma_{NC}/dy$ ist ebenfalls in Abb. 6.7 dargestellt (*gestrichelte Kurve*). Im Gegensatz zur CC–Reaktion tragen zum Singulettzustand, der etwa zu 75% auftritt, Quarks und Antiquarks gleichermaßen bei. Äquivalent zur Gl. 6.20 kann man für die NC–Reaktion (vgl. Gl. 1.23) die Parameter a_{NC} und b_{NC} einführen:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^2}\left[\mathbf{1}\ a_{NC}\ (\tilde{F}_2 - x\tilde{F}_3)\ +\ (\mathbf{1}-\mathbf{y})^{\mathbf{2}}\ b_{NC}\ (\tilde{F}_2 + x\tilde{F}_3)\right] \quad , \tag{6.21}$$

wobei $\tilde{F}_2$ und $\tilde{F}_3$ die in Abschnitt 1.2 beschriebenen, generalisierten Strukturfunktionen sind und bei Verwendung korrekter Partondichten $a_{NC} = 1$ und $b_{NC} = 1$ gelten muß.

Mittels einer χ^2–Anpassung der erwarteten y–Anteile [MRS94] an die gemessenen y–Verteilungen der CC– und NC–Reaktion wurden die eingeführten Parameter a

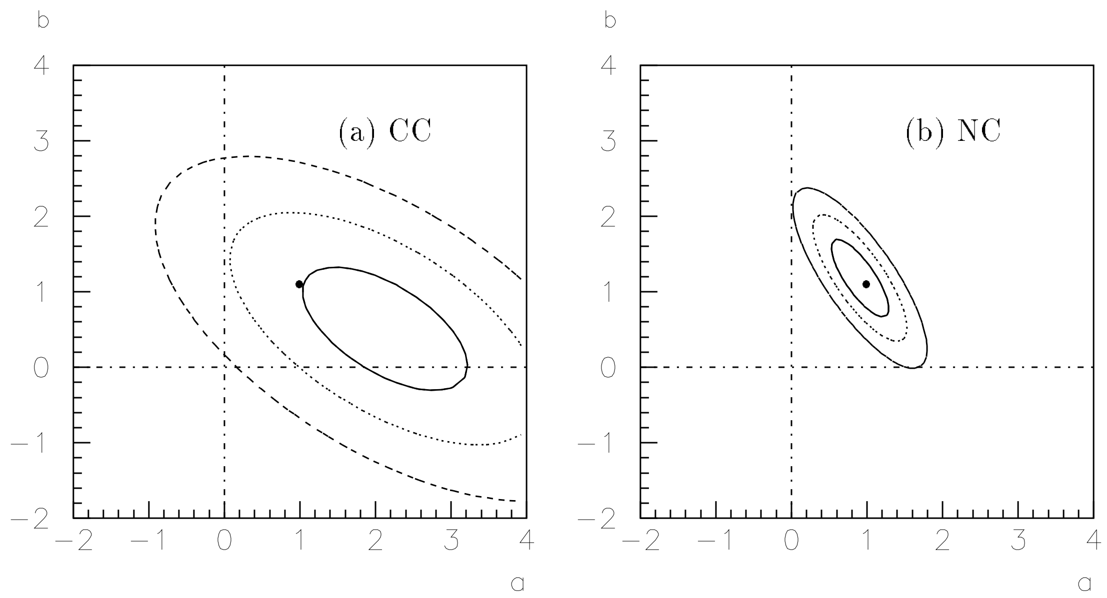


Abbildung 6.8: *χ^2–Verteilung als Funktion der Parameter a und b. Dargestellt sind die 1σ, 2σ und 3σ Konturen für den (a) geladenen und (b) neutralen Strom in e^+p–Streuung. Der Punkt entspricht der Standardmodellerwartung bei Verwendung der Parametrisierung der Partondichten von [MRS94].*

und b bestimmt. Das Resultat ist in Abb. 6.8 in der $a - b$ Ebene dargestellt, wo Konturlinien in Einheiten der Standardabweichungen angegeben sind.

Als Ergebnis erhält man $a_{CC} = 2.1 \pm 1.0$ und $b_{CC} = 0.5 \pm 0.8$. Das bedeutet mit 95% Sicherheit, daß in der Reaktion $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ eine Streuung an Antiquarks stattgefunden hat. Eine präzisere Bestimmung des Anteils oder des Verhältnisses von Quark– und Antiquarkstreuung in der CC–Reaktion ist bei der gegebenen Statistik nicht möglich. Die Kontrollanalyse des NC–Datensatzes ergibt $a_{NC} = 0.9 \pm 0.25$ und $b_{NC} = 1.3 \pm 0.4$ in guter Übereinstimmung mit der Erwartung. Daraus läßt sich schließen, daß nicht untersuchte systematische Effekte bei dieser Methode der Bestimmung der Helizitätsstruktur im Rahmen der gegebenen Statistik vernachlässigbar sind.

Kapitel 7

Photonabstrahlung in CC–Ereignissen

In diesem Kapitel werden CC–Ereignisse mit hochenergetischen Photonen aus dem Bremsstrahlungsprozeß $e^{\pm}p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$ untersucht. Das dient zum einen der Kontrolle der in dieser Arbeit verwendeten Strahlungskorrekturen und zum anderen der Untersuchung des $WW\gamma$–Vertex (Abschnitt 1.2.3).

Ausgangsbasis bilden die in Abschnitt 5.1 selektierten CC–Ereignisse in e^+p– und e^-p–Streuung, für die bereits die Nachweiswahrscheinlichkeit ermittelt wurde und bei denen Untergrund vernachlässigt werden kann. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonselektion und der Untergrund werden mittels der Monte–Carlo–Simulation abgeschätzt. Nach einer Diskussion der systematischen Fehler und einem Vergleich der Resultate mit der theoretischen Erwartung folgt eine Betrachtung radiativer NC–Ereignisse des Jahres 1994. Dieser Prozeß weist eine höhere Statistik auf und dient zu Kontrollzwecken. Wegen der begrenzten Statistik sind die Untersuchungen im Augenblick mehr von qualitativer Bedeutung.

7.1 Selektion von Photonkandidaten

In der vorliegenden Arbeit werden Photonen mit einer Mindestenergie von $E_\gamma >$ 5 GeV sowohl im *LAr*–Kalorimeter als auch im *BEMC* identifiziert (siehe Abschnitt 4.1.3).

Photonen im *BEMC* stammen überwiegend aus dem Prozeß der Photonabstrahlung vom einlaufenden Lepton (vgl. Abb. 1.4 (a)). Die Anzahl der Photonen ist nahezu unabhängig von den Kopplungen am $WW\gamma$–Vertex. Im Gegensatz dazu trägt für Photonen im *LAr*–Kalorimeter der Prozeß der Photonabstrahlung vom $W^{\pm}$–Boson (Abb. 1.7) bei. Die Anzahl dieser Ereignisse hängt von der Kopplung am $WW\gamma$–Vertex ab. In Abb. 7.1 ist dieser Sachverhalt verdeutlicht. Aufgetragen ist

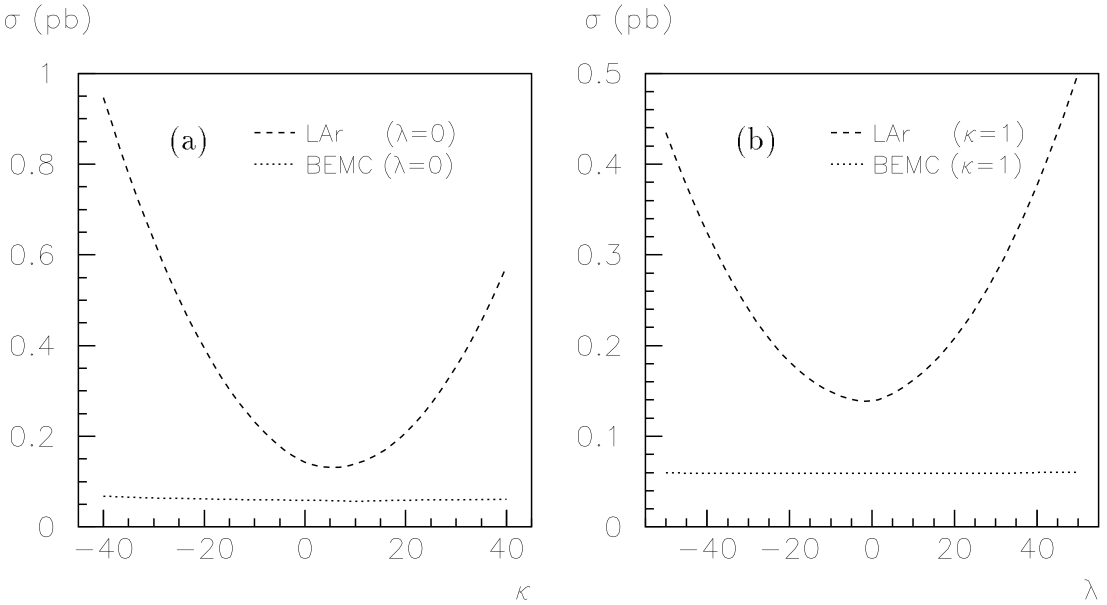


Abbildung 7.1: *Erwarteter Wirkungsquerschnitt (WWGAMMA) für Photonen in der Reaktion* $e^+p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X\gamma$ *als Funktion der anomalen Kopplungskonstanten des* $WW\gamma$*–Vertex (a)* κ *für* $\lambda = 0$ *(SM) und (b)* λ *für* $\kappa = 1$ *(SM) für die in diesem Kapitel beschriebene Selektion von Photonen im* LAr*–Kalorimeter* (gestrichelt) *und im BEMC* (gepunktet).

der erwartete Wirkungsquerschnitt als Funktion der anomalen Kopplungskonstanten κ und λ (vgl. Gl. 1.31) für Photonen im LAr–Kalorimeter und im *BEMC* (WWGAMMA, [Hel92]). Für die jeweils andere Kopplungskonstante sind SM–Kopplungen angenommen.

7.1.1 Photonkandidaten im LAr–Kalorimeter

Als Hauptkriterium der Selektion von Bremsstrahlungsphotonen wird die in Abschnitt 4.1.2 diskutierte Erkennung elektromagnetischer Schauer im LAr–Kalorimeter verwendet. Dabei erweist sich als größte Schwierigkeit, Bremsstrahlungsphotonen von solchen Photonen zu unterscheiden, die aus dem hadronischen Endzustand stammen. Das sind Photonen, die bei der Fragmentation des hadronischen Endzustands durch Bremsstrahlung entstehen, sowie Zerfallsphotonen, die hauptsächlich durch den Zerfall von π^0–Mesonen ($BR(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = (98.80 \pm 0.03)\%$) und η–Mesonen ($BR(\eta \rightarrow 2\gamma) = (38.8 \pm 0.5)\%$, $BR(\eta \rightarrow 3\pi^0) = (31.9 \pm 0.4)\%$) erzeugt werden.

In Abschnitt 1.2.3 wurde gezeigt, daß die Rate hochenergetischer Photonen von den anomalen Kopplungskonstanten des $WW\gamma$–Vertex abhängen. Deswegen werden Photonen mit einer Mindestenergie von $\boldsymbol{E_\gamma > 5}$ **GeV** selektiert. Durch diesen Schnitt wird auch Photonuntergrund aus dem hadronischen Endzustand reduziert, der mit steigender Photonenergie abnimmt [Sch93]. Da sich der Photonuntergrund außerdem bei zunehmender Isolation vom Stromjet verringert, werden Isolationskriterien zur Selektion von Bremsstrahlungsphotonen verwendet.

Der nach der Selektion verbleibende Untergrund von Hadronen wird mit einer MC–Simulation (DJANGO) abgeschätzt, da Photonuntergrund aus Mesonzerfällen in den Daten nicht identifiziert werden kann. In dem betrachteten Energiebereich ist wegen der gegebenen Granularität des Kalorimeters der Nachweis von π^0– oder η–Mesonen schwierig. Andere Methoden der Untergrunderkennung wie die Betrachtung der relativen Energiedepositionen in der ersten Lage des Kalorimeters [Dül95] oder die Betrachtung der Anzahl von Konversionselektronen sind aufgrund der zu geringen Statistik nicht möglich.

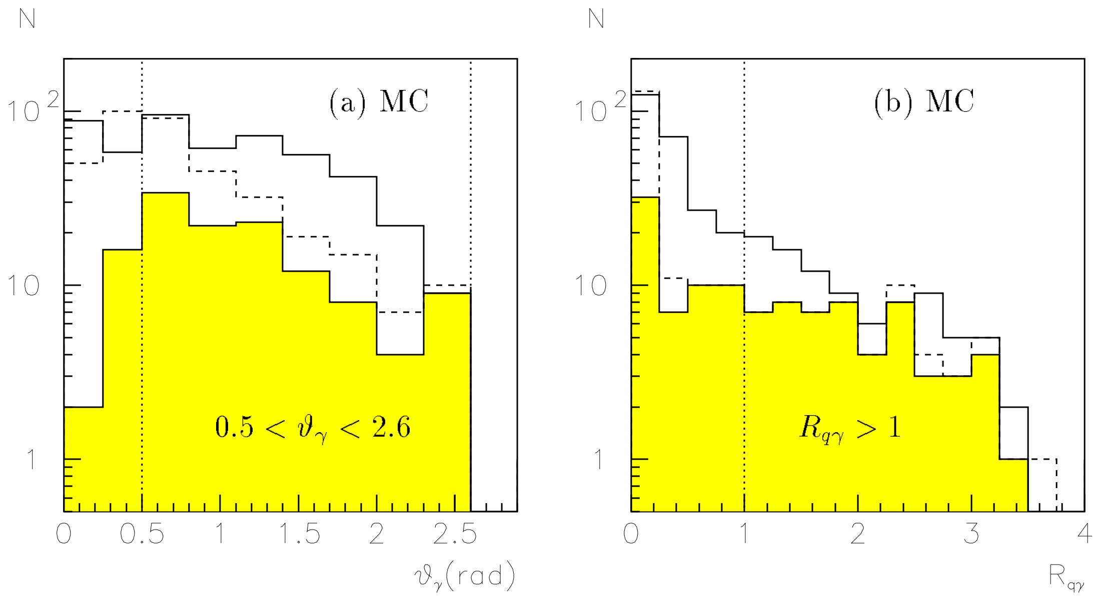


Abbildung 7.2: *Rekonstruierte elektromagnetische Schauer im LAr–Kalorimeter* (durchgezogen) *für simulierte CC–Ereignisse (DJANGO) mit $V > 25$ GeV und $E_\gamma > 5$ GeV: (a) Polarwinkelverteilung und (b) Abstand zum Stromjet $R_{q\gamma}$ für $0.5 < \vartheta_\gamma < 2.6$. Zusätzlich sind die Verteilungen generierter Bremsstrahlungsphotonen* (gestrichelt) *und der richtig erkannten Bremsstrahlungsphotonen* (dunkel) *angegeben.*

In Abb. 7.2 (a) ist die von der MC–Simulation erwartete Polarwinkelverteilung der Kandidaten, die die in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Identifikationskriterien elektromagnetischer Schauer erfüllen, für CC–Ereignisse mit $V > 25$ GeV dargestellt *(durchgezogen)*. Die generierte Verteilung der Bremsstrahlungsphotonen ist durch die *gestrichelte* Kurve angegeben. Der Anteil der Bremsstrahlungsphotonen, der durch die Identifikation von elektromagnetischen Schauern in der Simulation richtig erkannt wurde, ist dunkel dargestellt. Mit Ausnahme hoher Polarwinkel $\vartheta_\gamma > 2.3$ wird die Verteilung von Untergrund dominiert. Das liegt daran, daß durch den $V > 25$ GeV–Schnitt der maximale Polarwinkel des Stromjets $\vartheta_q < 2.3$ beträgt und Hadronen somit bei sehr hohen Polarwinkeln keine Untergrundquelle darstellen. Bei kleinen Polarwinkeln wird nur ein geringer Anteil von Bremsstrahlungsphotonen erkannt. Aufgrund des in diesem Bereich sehr hohen Untergrunds wird ein Schnitt $\vartheta_\gamma > 0.5$ eingeführt.

Für den Polarwinkelbereich $\boldsymbol{0.5 < \vartheta_\gamma < 2.6}$ ($29^\circ - 149^\circ$) ist in Abb. 7.2 (b) der Abstand der Photonkandidaten zum generierten Stromjet dargestellt, der in der $\eta - \varphi$–Ebene durch $R_{q\gamma} = \sqrt{\Delta\eta_{q\gamma}^2 + \Delta\varphi_{q\gamma}^2}$ definiert ist. Die in die Berechnung eingehenden Winkel ϑ_q und φ_q des Stromjets werden mit Gl. 1.14 und Gl. 1.15 berechnet.

Abb. 7.2 (b) verdeutlicht, daß der Untergrund in der Nähe des Stromjets stark ansteigt. Bremsstrahlungsphotonen in der Nähe eines Stromjets können durch die verwendete Identifikation elektromagnetischer Schauer kaum nachgewiesen werden. Da außerdem im Bereich kleiner Werte von $R_{q\gamma}$ die Photonabstrahlung von Quarks dominiert, die nicht auf den $WW\gamma$–Vertex sensitiv ist, wird im folgenden der Schnitt $\boldsymbol{R_{q\gamma} > 1}$ verwendet.

Nachdem der Akzeptanzbereich zur Messung von Photonen eingeschränkt worden ist, werden Schnitte zur Identifikation von Photonen eingeführt. Es wird verlangt, daß sich in der Nähe elektromagnetischer Schauer keine mit den Spurkammern (CJC+FTD) gemessenen Spuren befinden. Dazu wird ein Schnitt auf den Abstand zwischen dem elektromagnetischen Schauer und dem nächsten extrapolierten Aufpunkt einer Spur im Kalorimeter gemacht (siehe Abschnitt 4.1.2):

$$d_{tr-cl} > 20 \text{ cm} \quad . \tag{7.1}$$

Die Verteilung des minimalen Spur–Cluster–Abstands der Photonkandidaten ist in Abb. 7.3 (a) dargestellt. Durch den Schnitt bei 20 cm wird der Untergrund stark reduziert, während fast alle Bremsstrahlungsphotonen den Schnitt erfüllen. Aufgrund von Photonkonversion wird erwartet, daß etwa 5% der Photonen die obige Bedingung nicht erfüllen, da sie in den 0.1 Strahlungslängen Material (Strahlrohr, Kabel und Kammerwände) e^+e^-–Paare erzeugen [Dül95].

Eine weitere Reduzierung des Untergrunds bewirkt ein Isolationskriterium bezüglich der im LAr–Kalorimeter deponierten Energien. Zu diesem Zweck wird um den Photonkandidaten ein Konus mit einem Öffnungswinkel von $\alpha < 0.35$ gelegt und gefordert, daß die Teilchenenergie des Kandidaten 90% der Gesamtenergie im Konus übersteigt:

$$E_\gamma / E_{cone}(\alpha < 0.35) \; > \; 0.9 \quad . \tag{7.2}$$

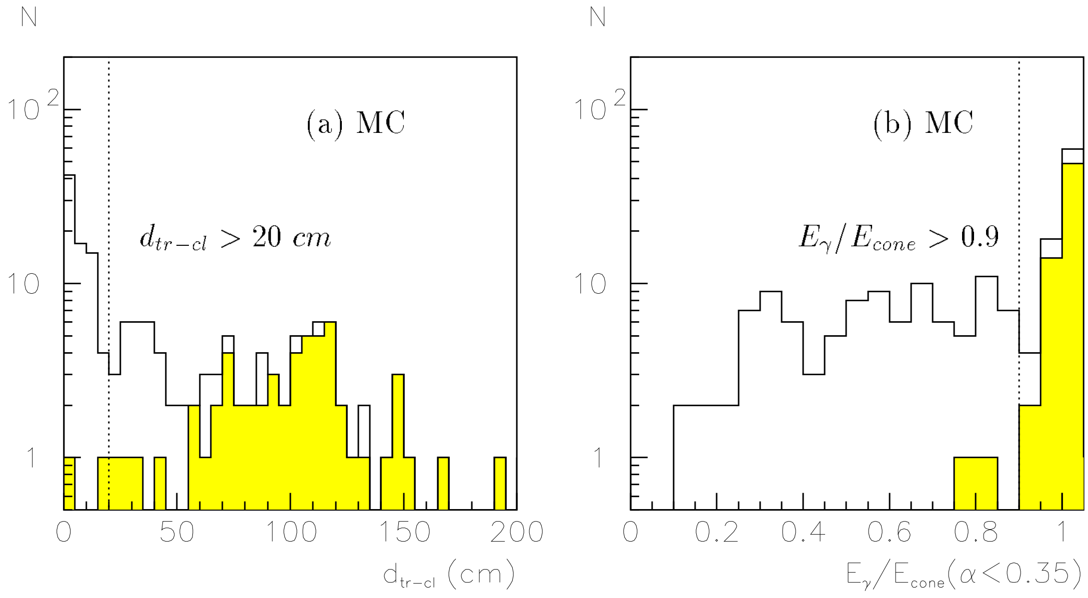


Abbildung 7.3: *Verteilungen elektromagnetischer Schauer* (durchgezogen) *und Darstellung der Schnitte zur Photonidentifikation im LAr–Kalorimeter für CC–Ereignisse mit V > 25* GeV *(DJANGO): (a) Abstand der Photonkandidaten zur nächsten Spur und (b) Verhältnis von $E_\gamma/E_{cone}(\alpha < 0.35)$ für Photonkandidaten (richtig erkannte Photonen* dunkel*).*

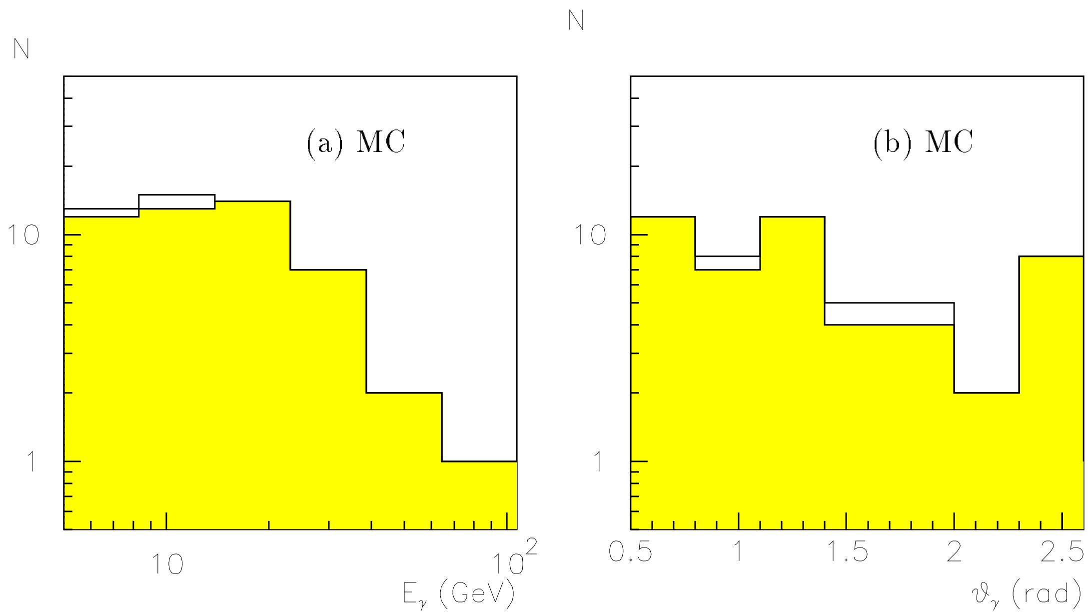


Abbildung 7.4: *(a) Energie– und (b) Polarwinkelverteilung der Photonkandidaten nach allen Schnitten für CC–Ereignisse (DJANGO) mit V > 25* GeV *im LAr–Kalorimeter (richtig erkannte Photonen* dunkel*).*

Die Verteilung des Energieverhältnisses ist in Abb. 7.3 (b) dargestellt. Der Schnitt bewirkt eine deutliche Reduzierung des Untergrunds.

Nach Anwendung aller diskutierten Schnitte beträgt der von der MC–Simulation vorhergesagte Untergrundanteil an Hadronen 6%. Die resultierenden Energie– und Polarwinkelverteilungen sind in Abb. 7.4 dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Bremsstrahlungsphotonen im gewählten Akzeptanzbereich ist hoch und beträgt etwa 93% (siehe Abschnitt 7.2).

Bei Anwendung aller Schnitte auf die CC–Datenmenge der Jahre 1993 und 1994 wurden sowohl in der e^+p– als auch in der e^-p–Datenmenge jeweils ein Ereignis mit Photonabstrahlung gefunden (siehe Tab. 7.1). Das Ereignis mit dem höheren Transversalimpuls des Photons $p_\perp^\gamma = 10.4$ GeV ist in Abb. 7.6 (a) dargestellt.

7.1.2 Photonkandidaten im *BEMC*

Das *BEMC* erlaubt den Nachweis von Bremsstrahlungsphotonen im Polarwinkelbereich $\boldsymbol{2.7 < \vartheta_\gamma < \pi - 0.1}$ ($155^\circ - 174^\circ$). Der Stromjet kann durch den $V > 25$ GeV–Schnitt einen maximalen Polarwinkel von $\vartheta_q < 2.3$ annehmen. Daher werden kaum hochenergetische Hadronen im *BEMC* erwartet. Um möglichen Untergrund zu verringern und aus Konsistenzgründen mit der Photonselektion im *LAr*–Kalorimeter, wird das Isolationskriterium $\boldsymbol{R_{q\gamma} > 1}$ verlangt.

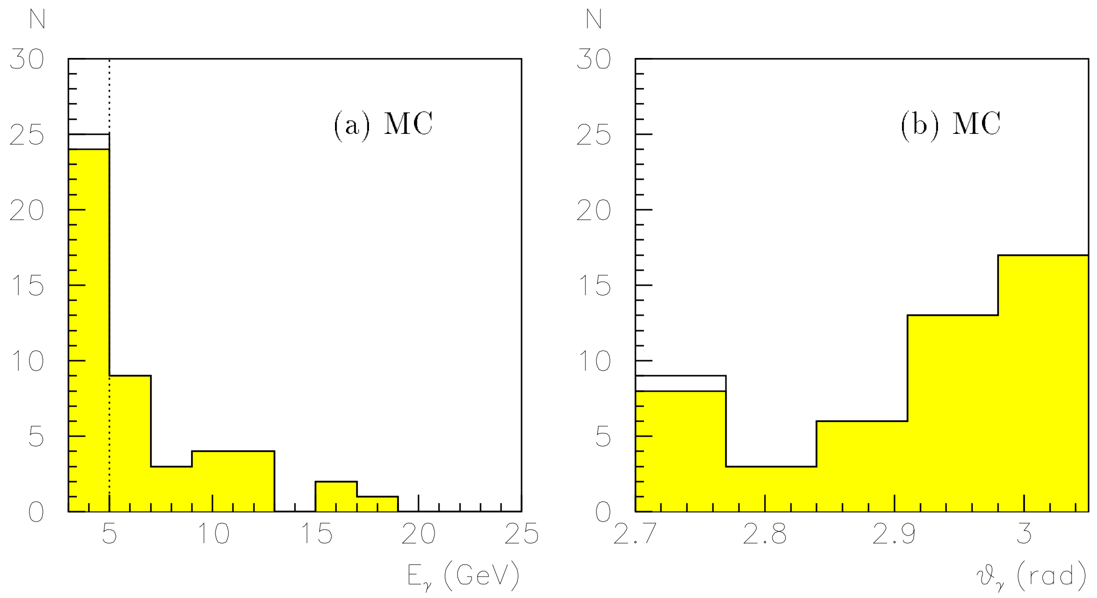


Abbildung 7.5: *Erwartete Verteilung (a) der Energie und (b) des Polarwinkels von Bremsstrahlungsphotonen* (dunkel) *und Untergrund* (hell) *im BEMC für CC–Ereignisse (DJANGO) mit* $V > 25$ GeV.

In Abb. 7.5 ist die MC–Erwartung (a) der Energie- und (b) der Polarwinkelverteilung von Photonen im *BEMC* für $E_\gamma > 3$ GeV dargestellt.[1] Die Energie– und Polarwinkelverteilung entspricht einem typischen Bremsstrahlungsspektrum ($1/E_\gamma$– und $1/(\pi - \vartheta_\gamma)$–Verhalten) des einlaufenden Leptons. Der Anstieg bei $\vartheta < 2.75$ läßt sich durch zusätzliche Beiträge weiterer Bremsstrahlungsdiagramme erklären (siehe Abschnitt 1.2.3). Da für $E_\gamma > 5$ GeV kein signifikanter Untergrund zu erwarten ist, werden keine weiteren Selektionskriterien benötigt.

In der CC–Datenmenge der Jahre 1993 und 1994 wurde ein Ereignis in der e^-p–Streuung gefunden, das ein Photon mit einer Energie von $E_\gamma = 8.8$ GeV besitzt und in Abb. 7.6 (b) dargestellt ist. Die rückwärtige Proportionalkammer (BPC) besitzt einen Treffer in der Nähe der Energiedeposition, was auf Photonkonversion vor der Proportionalkammer schließen läßt. Die MC–Simulation ergibt eine Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen vor dem *BEMC* von etwa 50%. Die Interpretation als Elektron bzw. NC–Ereignis kann ausgeschlossen werden, da Schauer und Stromjet in der transversalen Ebene etwa in die gleiche Richtung zeigen. Auch kann der hohe fehlende Transversalimpuls nicht durch eine Fluktuation eines NC–Ereignisses erklärt werden.

Die kinematischen Größen der selektierten CC–Bremsstrahlungsereignisse sind in Tab. 7.1 zusammengefaßt.

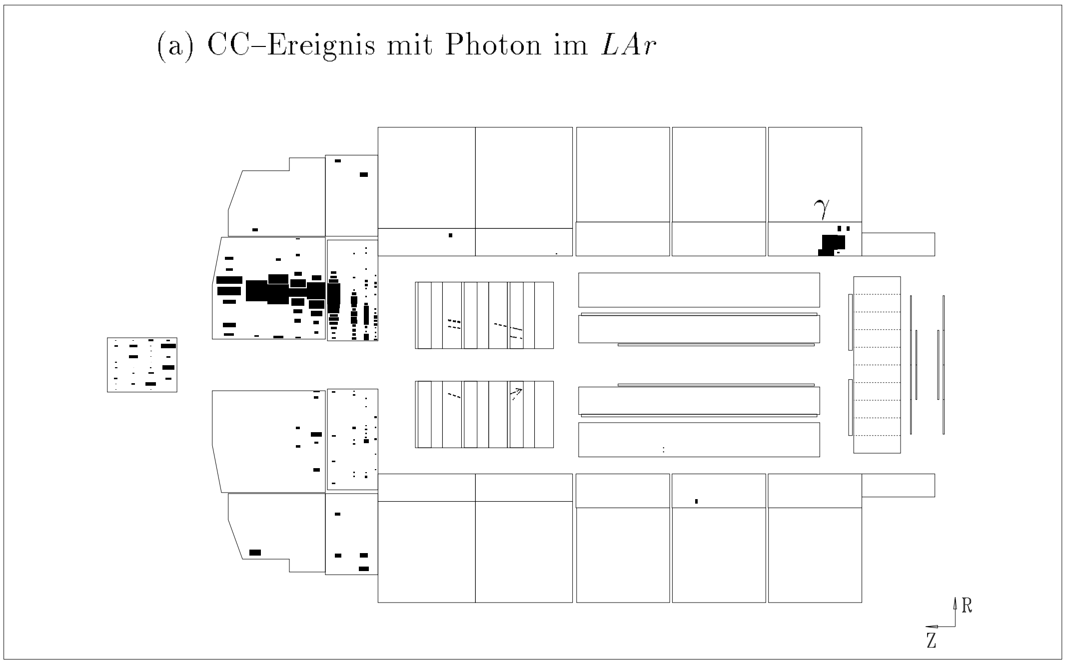
Ereignis		1. (*LAr*)	2. (*LAr*)	3. (*BEMC*)
Wechselwirkung		e^-p	e^+p	e^-p
E_γ	(GeV)	15.7	6.1	8.8
$p_\perp^\gamma$	(GeV)	10.4	3.9	1.5
ϑ_γ	(rad)	2.42	2.45	2.97
$\Delta\varphi(\gamma - had)$	(rad)	1.47	1.10	0.33
V^{tot}	(GeV)	28.9	41.8	46.3
V_{had}(ohne γ)	(GeV)	25.8	38.6	44.8
y_{had}(ohne γ)		0.04	0.29	0.10

Tabelle 7.1: *Kinematische Variablen der drei selektierten CC–Ereignisse mit Photonabstrahlung und $V > 25$ GeV.*

7.2 Systematische Fehler

Um die Nachweiswahrscheinlichkeiten und systematischen Fehler der oben diskutierten Selektion von CC–Bremsstrahlungsereignissen berechnen zu können, wurden

[1] Selektiert wird $E_\gamma > 5$ GeV. $E_\gamma > 3$ GeV wurde hier gewählt, um die Statistik zu erhöhen.



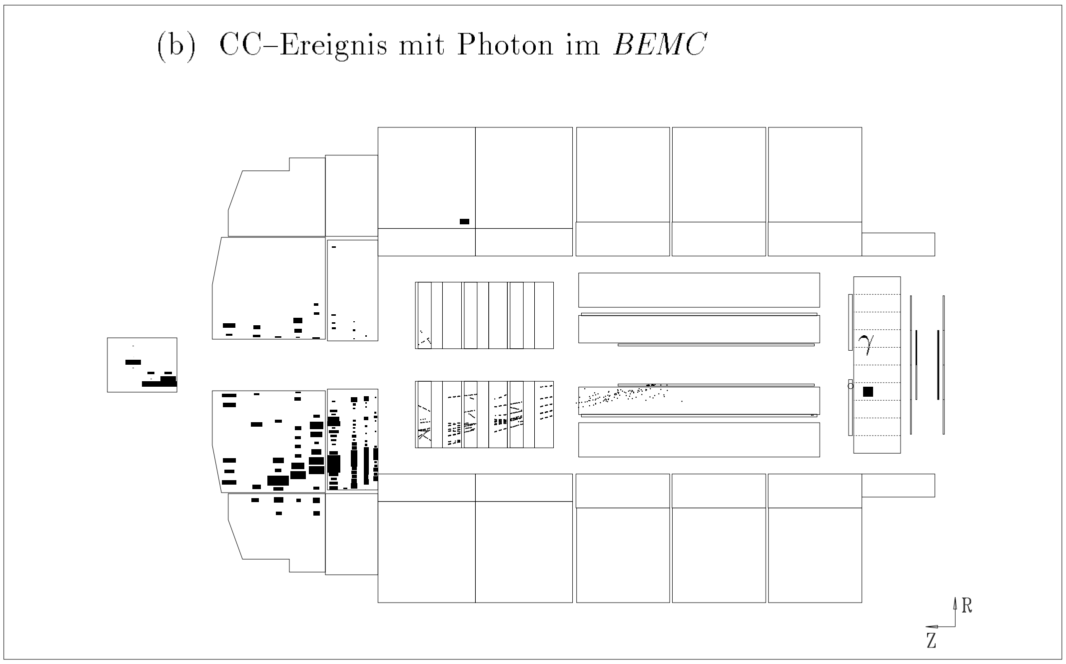


Abbildung 7.6: *CC–Bremsstrahlungsereignisse mit (a) Photon im LAr–Kalorimeter und (b) Photon im BEMC.*

Monte–Carlo–Studien mit den DIS–Generatoren DJANGO und DJANGO6 durchgeführt. Eine Untersuchung der Energieskala, der Akzeptanzschnitte, der Isolationskriterien und des Untergrunds ermöglicht die Berechnung korrigierter Ereigniszahlen für den Prozeß der Photonabstrahlung in CC–Ereignissen, die sich mit den theoretischen Vorhersagen (WWGAMMA) vergleichen lassen.

7.2.1 Photonen im LAr–Kalorimeter

Für generierte CC–Bremsstrahlungsereignisse mit Photonen im LAr–Kalorimeter wurden die Auswirkungen der in Abschnitt 7.1.1 erläuterten Akzeptanzschnitte auf die generierten und rekonstruierten Variablen verglichen. Die so ermittelten Korrekturen $\delta_{acc} = N^{gemessen}_{Schnitt}/N^{generiert}_{Schnitt}$, die Migrationen an den Akzeptanzkanten berücksichtigen, sind in Tab. 7.2 dargestellt. So geht z.B. beim Schnitt auf die Mindestenergie der Photonen zum einen die Energieauflösung der Messung $\sigma(\Delta E/E) =$ 5% für Photonen mit $E_\gamma = 5$ GeV und zum anderen die Kalibration der elektromagnetischen Energieskala ein, welche für Photonen um +2% korrigiert werden muß. Diese Korrektur ist in Übereinstimmung mit [Ker95], wo die Gültigkeit der MC–Simulation mit einer Genauigkeit von 1% verifiziert wurde (vgl. Abschnitt 3.2).

Akzeptanzschnitte	δ_{acc}
$E_\gamma > 5$ GeV	0.98 ± 0.02
$0.5 < \vartheta_\gamma < 2.6$	1.000 ± 0.003
$R_{q\gamma} > 1$	1.01 ± 0.04

Tabelle 7.2: *Übersicht der Korrekturen $\delta_{acc} = N^{gemessen}_{Schnitt}/N^{generiert}_{Schnitt}$ der verwendeten Akzeptanzschnitte für Photonen im LAr–Kalorimeter, die mit der MC–Simulation (DJANGO) ermittelt wurden.*

Die größte Unsicherheit liefert die Korrektur am Schnitt $R_{q\gamma} > 1$, die auf der Auflösung der Rekonstruktion von $R_{q\gamma}$ basiert. Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abb. 7.7 (a), wo die Korrelation zwischen dem generierten und rekonstruierten Abstand $R_{q\gamma}$ aufgetragen ist. Die Auflösung $R^{rek}_{q\gamma}/R^{gen}_{q\gamma}$ ist in Abb. 7.7 (b) dargestellt und beträgt 10%. Bei Anpassung einer Gaußverteilung für $R_{q\gamma} > 1$ ergibt sich eine Auflösung am Maximum von 5%.

Faßt man alle Korrekturen der in Tab. 7.2 aufgelisteten Akzeptanzschnitte zusammen, so ergibt sich eine Gesamtkorrektur von $\delta^{tot}_{acc} = (0.99 \pm 0.04)\%$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten zur Identifikation von Photonen sind in Tab. 7.3 zusammengefaßt. Sie setzen sich zusammen aus der Identifikation elektromagnetischer Schauer, die für Photonen und Leptonen identisch ist (vgl. Abschnitt 5.2.4),

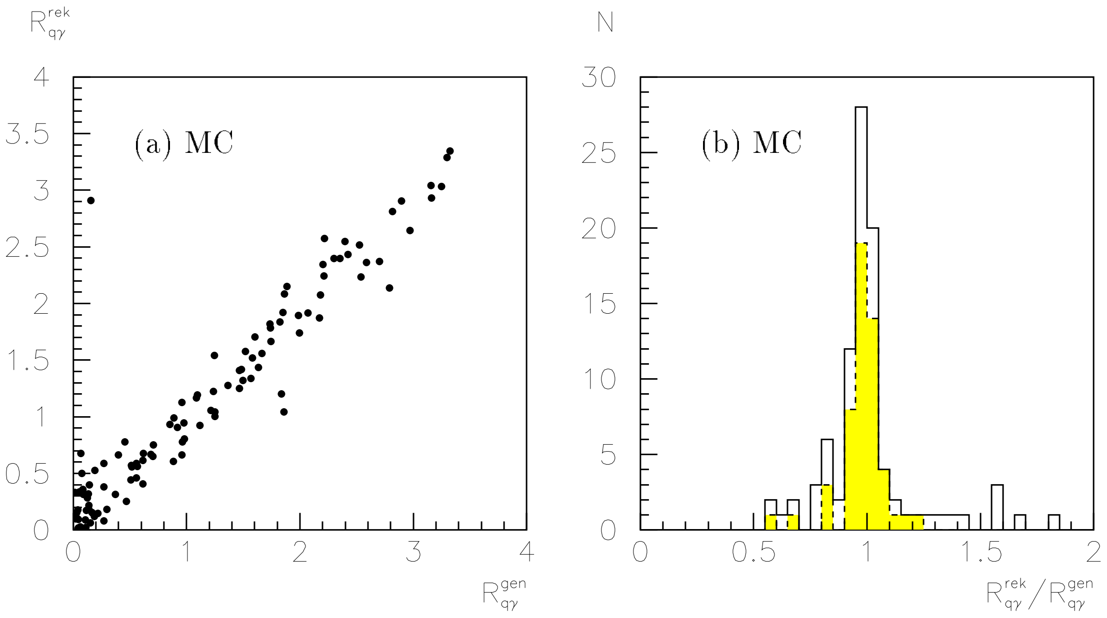


Abbildung 7.7: *(a) Korrelation von $R_{q\gamma}^{gen}$ (generiert) und $R_{q\gamma}^{rek}$ (rekonstruiert) und (b) relative Auflösung von $R_{q\gamma}^{rek}/R_{q\gamma}^{gen}$ für den Abstand zwischen Bremsstrahlungsphoton und Stromjet ($R_{q\gamma}^{rek} > 1$ dunkel).*

Isolationskriterium	Nachweiswahrscheinlichkeit (%)
elektrom. Schauer	99.3 ± 0.2
$d_{cl-tr} > 20$ cm	97.0 ± 4.0
$E_\gamma/E_{cone} > 0.9$	97.0 ± 2.0
Gesamt ε_γ	93.4 ± 4.3
Untergrund	6 ± 4

Tabelle 7.3: *Nachweiswahrscheinlichkeiten der Isolationsschnitte zur Photonselektion im LAr–Kalorimeter und verbliebener Untergrund von Hadronen in CC–Ereignissen mit $V > 25$ GeV.*

und den verwendeten Isolationskriterien. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen im gewählten Akzeptanzbereich beträgt insgesamt $\varepsilon_\gamma(LAr) = (93.4 \pm 4.3)\%$. Die Fehler stammen hauptsächlich aus der begrenzten MC–Statistik und beeinhalten Unsicherheiten aus den Vorhersagen unterschiedlicher QCD–Modelle (DJANGO, DJANGO6).

Der Untergrund an Photonen, die nicht aus einem Bremsstrahlungsprozeß stammen, ist ebenfalls in Tab. 7.3 dargestellt und beträgt $(6 \pm 4)\%$ in Ereignissen mit Photonkandidaten. Er hängt von der verlangten Mindestenergie der Photonen und von ihrer Isolation bzgl. des hadronischen Endzustands ab. Unterschiedliche QCD–Modelle liefern keine statistisch signifikanten Unterschiede ($\lesssim 3\%$).

7.2.2 Photonen im *BEMC*

Die Korrekturen der verwendeten Akzeptanzschnitte für Photonen im *BEMC* sind in Tab. 7.4 aufgeführt. Analog zum vorigen Abschnitt ergeben sich die Korrekturen aus systematischen Verschiebungen und aus der Auflösung an den Akzeptanzkanten. Für die Korrekturen im *BEMC* spielen die Energiemessung wegen des $dN_\gamma/dE \approx 1/E$–Verhaltens und die Messung des Polarwinkels wegen des $dN_\gamma/d\vartheta \approx 1/(\pi - \vartheta_\gamma)$–Verhaltens eine wichtige Rolle. Für beide Schnitte ergibt sich eine Korrektur von 2%.

Akzeptanzschnitte	δ_{acc}
$E_\gamma > 5$ GeV	1.02 ± 0.10
$2.7 < \vartheta_\gamma < \pi - 0.1$	1.02 ± 0.01
$R_{q\gamma} > 1$	1.00 ± 0.01

Tabelle 7.4: *Übersicht der Korrekturen $\delta_{acc} = N^{gemessen}_{Schnitt}/N^{generiert}_{Schnitt}$ der verwendeten Akzeptanzschnitte für Photonen im BEMC.*

Da keine weiteren Anforderungen an die Qualität der Energiedeposition und keine weiteren Isolationskriterien verlangt werden, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen:

$$\varepsilon_\gamma(BEMC) = 1.0 \quad . \tag{7.3}$$

Der Untergrund entspricht der Rate von Hadronen, die in das *BEMC* gelangen. Diese Rate wurde mit Hilfe des MC–Generators (DJANGO) abgeschätzt und beträgt $< 2.0\%$ für Ereignisse mit $E_\gamma(BEMC) > 5$ GeV.

7.3 Resultate

Die korrigierte Anzahl von CC–Ereignissen mit Photonabstrahlung berechnet sich aus der gemessenen Ereigniszahl nach folgender Gleichung:

$$N^{kor} = \frac{N\ (1-u)}{\delta_{acc}\ \varepsilon_\gamma\ \varepsilon^{rad}_{CC}} \quad . \tag{7.4}$$

u stellt den relativen Anteil des Untergrunds dar, der statistisch subtrahiert wird, δ_{acc} ist die oben ermittelte Akzeptanzkorrektur. Während ε_γ die Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonselektion in bereits selektierten CC–Ereignissen angibt (siehe Tab. 7.3 für *LAr*, Gl. 7.3 für *BEMC*), ist ε^{rad}_{CC} die Nachweiswahrscheinlichkeit radiativer CC–Ereignisse für das Passieren der CC–Selektionskriterien (Abschnitt 5.1).

Zu deren Ermittlung wurde die MC–Vorhersage radiativer und nichtradiativer Ereignisse verglichen. Mögliche Unterschiede erwartet man z.B. für den CC–Trigger, da sich das Ansprechvermögen des V–Triggers beim Vorhandensein elektromagnetischer Schauer (Photonen) erhöht. Andererseits besitzen radiative Ereignisse ein kleineres mittleres y_{had}, wodurch sich der Stromjet bei niedrigeren Streuwinkeln befindet und das Ansprechvermögen des z-Vertex-t_0–Triggers sinkt (vgl. Abschnitt 5.3). Die MC–Simulation ergibt keine signifikanten Unterschiede zwischen der Selektion von radiativen und nichtradiativen Ereignissen $|\varepsilon_{CC}^{rad} - \varepsilon_{CC}| < 5\%$, so daß im folgenden die in Tab. 5.10 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten übernommen werden und ein zusätzlicher Fehler von 5% quadratisch addiert wird.

	e^+p–Streuung			e^-p–Streuung		
Kalorimeter	N	N^{kor}	N^{theor}	N	N^{kor}	N^{theor}
LAr	1	1.36 ± 0.17	0.386 ± 0.019	1	1.23 ± 0.12	0.288 ± 0.014
BEMC	0	0	0.158 ± 0.008	1	1.16 ± 0.13	0.122 ± 0.006
Gesamt	1	1.36 ± 0.17	0.544 ± 0.027	2	2.39 ± 0.25	0.410 ± 0.020

Tabelle 7.5: *Anzahl von CC–Ereignissen ($V > 25$ GeV) mit Photonabstrahlung für $E_\gamma > 5$ GeV und $R_{q\gamma} > 1$ im LAr–Kalorimeter ($0.5 < \vartheta_\gamma < 2.6$) und im BEMC ($2.7 < \vartheta_\gamma < \pi - 0.1$). Angegeben ist die gemessene, die korrigierte und die theoretisch erwartete Ereigniszahl unter Einbeziehung der integrierten Luminosität. Die Fehler enthalten nur systematische Fehler.*

Das Ergebnis unter Berücksichtigung aller Korrekturen und Nachweiswahrscheinlichkeiten ist in Tab. 7.5, getrennt nach e^+p– und e^-p–Streuung, für Photonen im *LAr*–Kalorimeter bzw. *BEMC* angegeben. Es zeigt sich eine deutliche Abweichung zwischen der Messung von $N_\gamma^{kor}(\text{total}) = 3.75$ Ereignissen mit Photonabstrahlung und der theoretischen Erwartung von $N_\gamma^{theor} = 0.95$ Ereignissen. Aus der gemessenen Anzahl läßt sich eine untere Grenze berechnen, die $N_\gamma^{kor}(\text{total}) > 1.0$ (95% Konfidenz) beträgt, und die mit der theoretischen Erwartung gerade noch verträglich ist. Der systematische Fehler der Messung ist mit etwa 10% klein und bei der jetzigen Statistik vernachlässigbar.

7.4 Photonabstrahlung in NC–Ereignissen

Die in diesem Abschnitt durchgeführte Diskussion radiativer NC–Ereignisse ermöglicht aufgrund der höheren Statistik eine Kontrolle der in den vorigen Abschnitten erläuterten Photonselektion. Um Photonabstrahlung in NC–Ereignissen mit CC–Ereignissen vergleichen zu können, werden Compton–QED–Ereignisse ($Q_{had}^2 \approx 0$ GeV^2) und Photonabstrahlung im Endzustand des gestreuten Leptons (FSR) ausgeschlossen, da es keine äquivalenten Prozesse in CC–Ereignissen gibt (vgl. 1.2.3).

Photonen im *LAr*–Kalorimeter

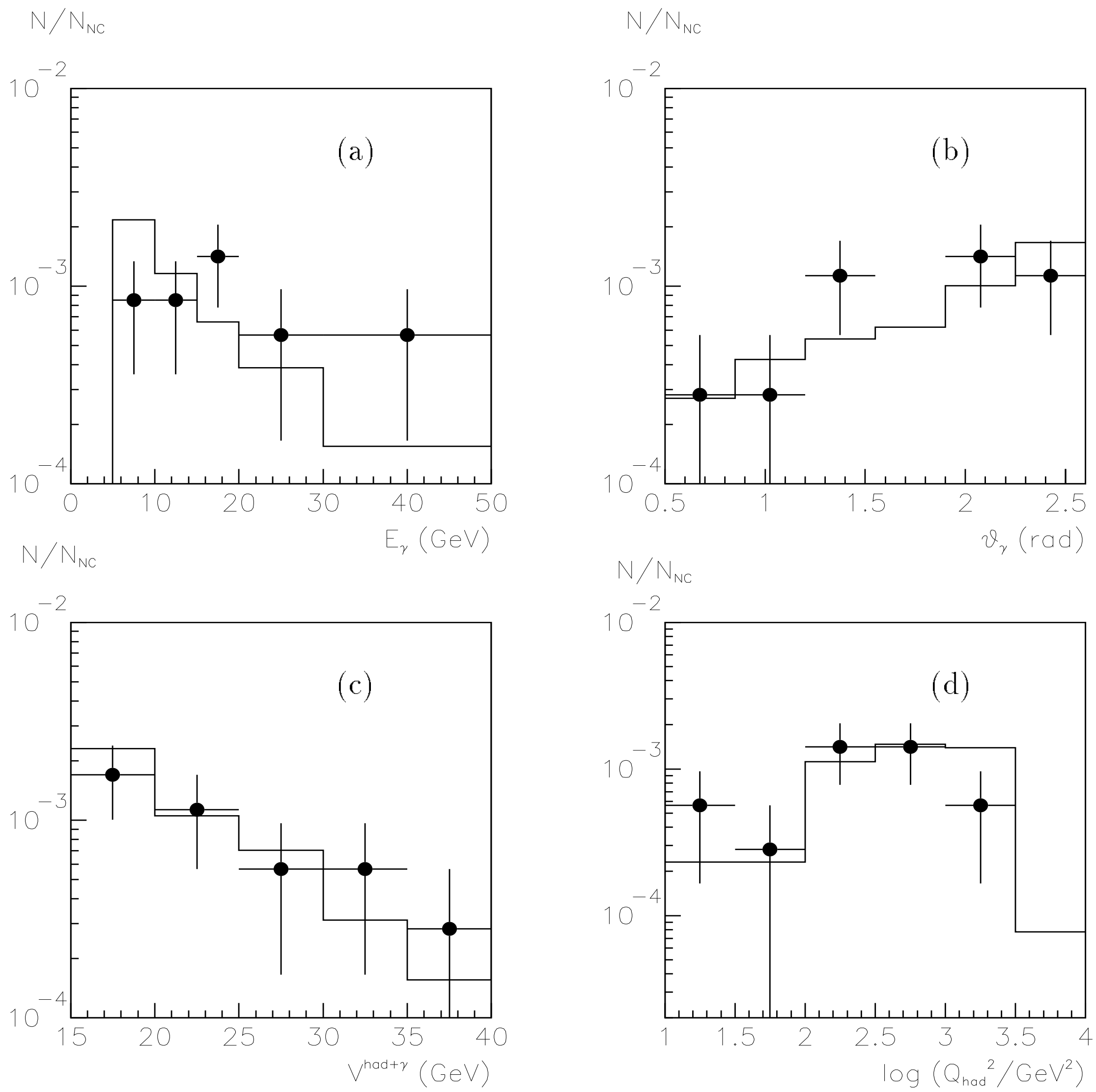


Abbildung 7.8: *Verteilungen von NC–Daten ($V > 15$ GeV) mit Photonabstrahlung im LAr–Kalorimeter des Jahres 1994 nach Anwendung aller Schnitte (Kreise) normiert auf die Gesamtanzahl der NC–Ereignisse: (a) Energie der Photonen, (b) Polarwinkel der Photonen, (c) Transversalimpuls von Stromjet und Photon, (d) hadronischer Viererimpulsübertrag. Die Erwartung der MC–Simulation (DJANGO) ist durch* Histogramme *dargestellt.*

Ausgehend von etwa 3400 NC–Ereignissen des Jahres 1994 mit $V > 15$ GeV (vgl. Tab. 5.6) werden alle in Abschnitt 7.1.1 diskutierten Schnitte zur Photonselektion durchgeführt. Mögliche Photonkandidaten in der Nähe des gestreuten Leptons (FSR) sind durch einen Winkelschnitt $\alpha_{e\gamma} > 0.35$ rad und Compton–QED–Ereignisse durch einen Schnitt $Q^2_{had} > 10$ GeV^2 von der Selektion ausgeschlossen.

Nach Anwendung aller Schnitte werden 15 NC–Ereignisse mit Photonkandidaten im *LAr*–Kalorimeter in guter Übereinstimmung mit der MC–Erwartung (14) selektiert.

Zur Veranschaulichung der selektierten NC–Ereignisse mit Photonkandidaten sind in Abb. 7.8 folgende Verteilungen dargestellt: (a) Photonenergie, (b) Polarwinkel vom Photon, (c) Transversalimpuls vom hadronischen Endzustand inklusive Photon und (d) der hadronische Viererimpulsübertrag (*Kreise*). Zum Vergleich dient die DJANGO–Simulation, wobei die MC–Ereignisse auf die Gesamtzahl der Datenereignisse mit $V > 15$ GeV normiert worden sind. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung bei allen Verteilungen zwischen Daten und der MC–Simulation.

Photonen im *BEMC*

Die Energie– und Polarwinkelverteilung von Photonen im *BEMC* sind in Abb. 7.9 dargestellt. Die gemessenen Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit der MC–Simulation. Schnitte gegen Compton–QED–Ereignisse oder gegen Photonabstrahlung im Endzustand des gestreuten Leptons spielen aus kinematischen Gründen hier keine Rolle und werden nicht angebracht.

7.5 Zusammenfasung

Die beschriebene Selektion zeigt, daß radiative CC–Ereignisse mit hoher Effizienz nachgewiesen werden können. Die Ergebnisse kann man dazu verwenden, Vorhersagen über radiative Korrekturen zu prüfen, die bei der Berechnung Bornscher Wirkungsquerschnitte verwendet werden. Ebenso lassen sich auch die Kopplungskonstanten des $WW\gamma$–Vertex messen, wofür jedoch eine deutlich größere Datenmenge, d.h. höhere integrierte Luminosität notwendig ist.

Die beschriebene Photonselektion kann auch auf NC–Ereignisse angewendet werden und findet Kandidaten in etwa 1% der Ereignisse. Die gemessenen Verteilungen stimmen gut mit der theoretischen Erwartung überein. Der systematische Fehler ist auch bei den NC–Ereignissen gegenüber den statistischen Fehlern klein. NC–Ereignisse bieten eine Möglichkeit, modellunabhängig systematische Fehler der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Photonselektion zu untersuchen und Vorhersagen über Strahlungskorrekturen zu prüfen.

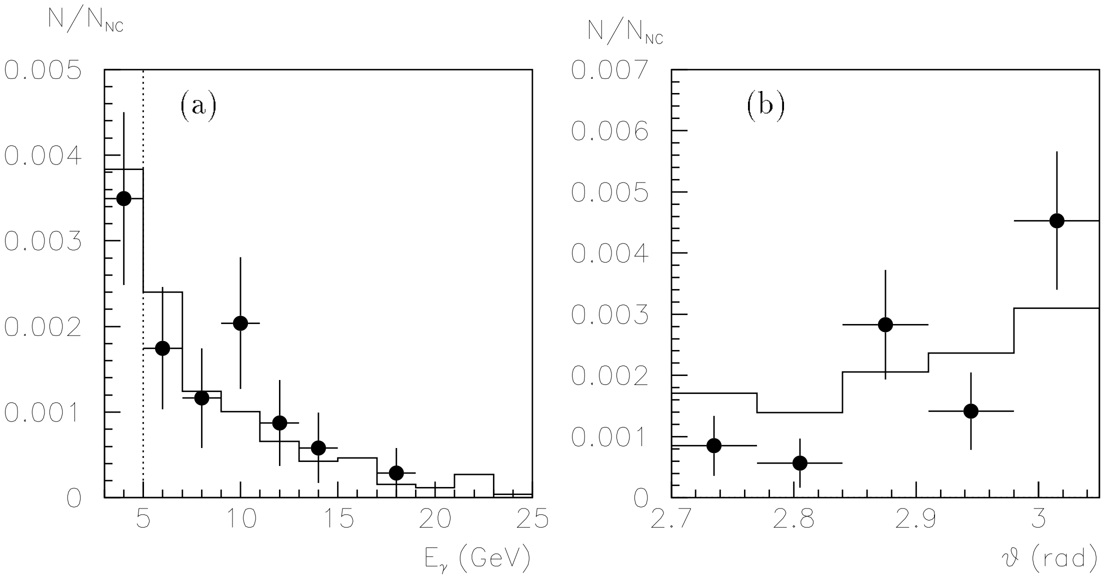


Abbildung 7.9: *Photonkandidaten im BEMC in NC–Ereignissen mit* $V > 15$ GeV *für Daten des Jahres 1994 (Kreise): (a) Energie der Photonen und (b) Polarwinkel der Photonen. Die Verteilungen der MC–Simulation (DJANGO) sind durch Histogramme dargestellt. Alle Verteilungen sind auf die Gesamtzahl der NC–Ereignisse mit* $V > 15$ GeV *normiert.*

Kapitel 8

$W^{\pm}$–Produktion

In diesem Kapitel wird der Prozeß der $W^{\pm}$–Produktion mit leptonischem Zerfall untersucht, dessen Verzweigungsverhältnis pro Kanal $BR(W \to l\nu) = (10.7 \pm 0.5)\%$ beträgt [PDG94]. Die theoretischen Grundlagen zur Produktion von $W^{\pm}$–Bosonen sind in Abschnitt 1.3 diskutiert worden.

Zunächst folgt eine Untersuchung des Zerfallkanals $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_e$, für den ein Kandidatenereignis gefunden wurde. Analog dazu wird der Prozeß $W^{\pm} \to \mu^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_\mu$ untersucht. Ein spektakuläres Myon–Ereignis mit hohen Transversalimpulsen wird in diesem Zusammenhang diskutiert. Schließlich werden Grenzen für die Kopplungskonstante κ des $WW\gamma$–Vertex (Gl. 1.31) ermittelt.

8.1 Der Prozeß $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_e$

Folgende allgemeine Eigenschaften können zur Identifikation von $W^{\pm}$–Bosonen ausgenutzt werden. Zum einen besitzen die Zerfallsleptonen häufig aufgrund der hohen $W^{\pm}$–Masse große Transversalimpulse (vgl. Abschnitt 4.1). Zum anderen sind zur Produktion von $W^{\pm}$–Bosonen hohe Energien notwendig. Wegen der im Gegensatz zum Leptonstrahl höheren Energie des Protonstrahls besitzen die produzierten $W^{\pm}$–Bosonen große Longitudinalimpulse in Vorwärtsrichtung $(\vec{p}_W)_z \gtrsim 90$ GeV, so daß auch die Zerfallsleptonen vorzugsweise mit hohen Impulsen in Vorwärtsrichtung aufgetretenen.

Der Prozeß des $W^{\pm}$–Zerfalls in Elektronen bzw. Positronen und Neutrino ist somit durch einen hohen fehlenden Transversalimpuls V (siehe Gl. 4.3) und durch die Existenz elektromagnetischer Schauer mit hoher Energie im Kalorimeter charakterisiert. Als Untergrund müssen NC–Ereignisse mit hohem Q^2 berücksichtigt werden, die ebenfalls ein hochenergetisches $e^{\pm}$ im LAr–Kalorimeter besitzen. Durch Meßfehler, Energiefluktuationen oder Akzeptanzverluste können fehlende Transversalimpulse vorgetäuscht werden. Da Neutrinos nicht nachgewiesen werden, ist beim $W^{\pm}$–

Zerfall auch die longitudinale Impulsbilanz nicht ausgeglichen ($\Sigma = \sum_i E_i - (\vec{p_i})_z < 2E_e$, siehe Gl. 5.10). Weiterer Longitudinalimpuls geht verloren, wenn das unter kleinen Winkeln ($\vartheta_e \approx \pi$) gestreute Lepton im Detektor nicht nachgewiesen wird (Photoproduktion). Im Gegensatz dazu erwartet man für NC–Ereignisse $\Sigma \approx 2E_e$.

Um nach Ereignissignaturen zu suchen, deren Kinematik von denen typischer NC–Ereignisse abweicht ($\Sigma \approx 2E_e$ und $V \approx 0$ GeV), ist in Abb. 8.1 die Korrelation von Σ und V für die Daten des Jahres 1994 ($\mathcal{L} = 3.06$ pb^{-1}) mit identifizierten $e^{\pm}$ und $p_{\perp e} > 20$ GeV dargestellt. Für die Ereignisse wurde die Existenz eines Ereignisvertex, das Auslösen des NC–Triggers und das Passieren der Untergrundfilter (siehe Abschnitt 5.2) verlangt.

Alle Ereignisse mit $V > 14$ GeV oder $\Sigma < 20$ GeV (unausgeglichene Kinematik) wurden visuell inspiziert. Sie sind durch verschiedene Symbole dargestellt, die eine Aussage über den in der visuellen Inspektion erkannten, zugrundeliegenden Prozeß liefern:

- NC–Ereignisse, die aufgrund großer Energiefluktuationen oder Akzeptanzverluste von typischen NC–Ereignissen abweichen, sind als *offene Kreise* dargestellt.
- Die *Dreiecke* kennzeichnen NC–Ereignisse, die fehlerhaft rekonstruiert worden sind. Das kann passieren, wenn sich entweder das identifizierte $e^{\pm}$ oder hochenergetische Hadronen in einer Lücke des Kalorimeters befinden und fälschlicherweise eine zu hohe oder zu niedrige Energiekorrektur angebracht wird. Auch werden Ereignisse falsch rekonstruiert, bei denen ein großer Anteil des Transversalimpulses des Stromjets von Myonen getragen wird. Diese minimalionisierenden Teilchen hinterlassen im Kalorimeter nur geringfügige Energiedepositionen und sind bei der Ermittlung von V nicht berücksichtigt.
- Zwei Ereignisse mit Leptonpaarerzeugung aus der Zweiphotonwechselwirkung (siehe Abschnitt 5.2.3) sind durch *Kreuze* angegeben.
- Das *Quadrat* symbolisiert ein CC–Ereignis, in dem fälschlich ein Lepton erkannt wurde.
- Zwei Höhenstrahlungsereignisse, die von den Untergrundfiltern nicht erkannt worden sind, sind durch *Sterne* dargestellt.
- Ein $W^{\pm}$–Produktionskandidat mit $V = 31$ GeV und $\Sigma = 10$ GeV ist als *voller Kreis* gekennzeichnet. Das Ereignis ist in Abb. 8.4 dargestellt und wird in Abschnitt 8.1.2 diskutiert.

Das in Abb. 8.1 erkennbare, zu kleinen Werten von Σ auslaufende Band von NC–Ereignissen wird durch radiative Ereignisse gebildet, bei denen im Anfangszustand

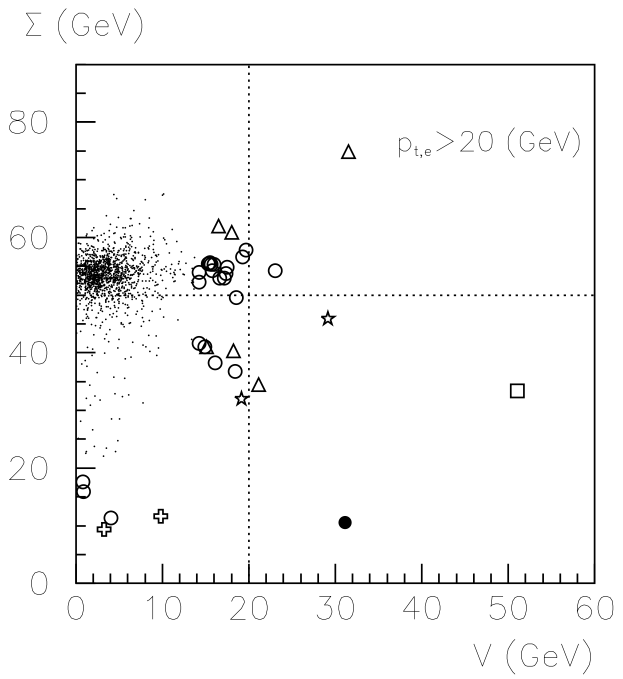


Abbildung 8.1: *Korrelation von* Σ *und* V *für etwa 1700 Ereignisse mit einem im LAr–Kalorimeter identifizierten* $e^{\pm}$*, das einen Transversalimpuls* $p_{\perp e} > 20$ GeV *hat. Ereignisse mit* $V > 14$ GeV *oder* $\Sigma < 20$ GeV *wurden visuell untersucht. Das Ergebnis ist durch Symbole dargestellt: NC–Ereignisse (offene Kreise), falsch rekonstruierte NC–Ereignisse (Dreiecke), Leptonpaarerzeugung (Kreuze), CC–Ereignisse (Quadrate), Höhenstrahlungsereignisse (Sterne), ein* $W^{\pm}$*–Kandidat (voller Kreis). Die gepunkteten Linien geben die im folgenden verwendeten Selektionsschnitte an.*

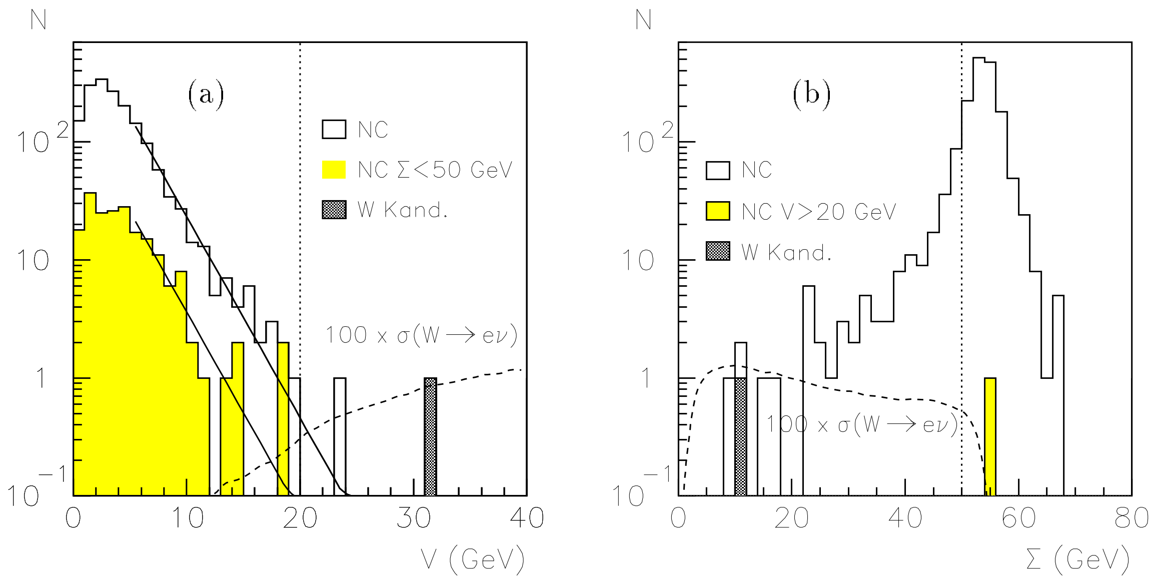


Abbildung 8.2: *NC–Ereignisse und der* $W^{\pm}$*–Kandidat mit* $p_{\perp e} > 20$ GeV*. (a) Verteilung von* V *für alle Ereignisse (hell),* $\Sigma < 50$ GeV *(grau) und den* $W^{\pm}$*–Kandidaten (schwarz). Die Geraden zeigen die Anpassung einer Exponentialfunktion. (b) Verteilung von* Σ *für alle Ereignisse (hell),* $V > 20$ GeV *(grau) und den* $W^{\pm}$*–Kandidaten (schwarz); die erwartete Verteilung von* $W^{\pm}$*–Kandidaten (EPVEC, ohne Schnitte) ist gestrichelt dargestellt.*

das einlaufende Lepton ein Photon abstrahlt (ISR). Das zu großen Werten von V auslaufende Band wird von NC–Ereignisse gebildet, die aufgrund von Meßungenauigkeiten hohe Werte von V annehmen. Die Kombination beider Effekte stellt eine potentielle Untergrundquelle für $W^{\pm}$–Bosonen dar, die sich nicht, wie die anderen aufgelisteten Untergrundprozesse, visuell erkennen lassen.

Deswegen werden im weiteren Schnitte eingeführt, die es ermöglichen, $W^{\pm}$–Bosonen mit hoher Effizienz nachzuweisen und NC–Untergrund zu unterdrücken. Zu diesem Zweck sind in Abb. 8.2 (a) die Projektion in V und in Abb. 8.2 (b) die Projektion in Σ der Abb. 8.1 dargestellt (*durchgezogenes Histogramm*). Eindeutig identifizierte Untergrundereignisse und falsch rekonstruierte NC–Ereignisse mit klar erkennbaren Meßfehlern sind nicht eingetragen. Die *gestrichelte* Kurve gibt die erwartete Verteilung für $W^{\pm}$–Produktion an (EPVEC), die mit einem Faktor von 100 multipliziert wurde. Die *gepunkteten Linien* kennzeichnen die Schnitte $V > 20$ GeV und $\Sigma < 50$ GeV, mit denen sich NC–Ereignisse und $W^{\pm}$–Produktionsereignisse trennen lassen.[1] Die *grau* dargestellte Verteilung zeigt die reduzierte Datenmenge nach Anwendung einer der beiden Schnitte. Nach Anwendung beider Schnitte verbleibt nur noch das Kandidatenereignis (*dunkel*).

Zusammenfassend werden also zur Selektion von $W^{\pm}$–Kandidaten folgende Kriterien verlangt:

- Identifiziertes $e^{\pm}$ mit $p_{\perp e} > 20$ GeV,
- hoher fehlender Transversalimpuls $V > 20$ GeV,
- fehlender Longitudinalimpuls $\Sigma < 50$ GeV,
- $e^{\pm}$ im Akzeptanzbereich des *LAr*–Kalorimeters $\vartheta_e > 0.1$ rad,
- Verbleibende Kandidatenereignisse dürfen bei einer visuellen Inspektion keine offensichtlichen Meßfehler in der Energiemessung zeigen. Ebenfalls wird eindeutig identifizierter Untergrund (z.B. Höhenstrahlungsereignisse) verworfen.

Während die ersten drei Selektionsschnitte die diskutierte Trennung von $W^{\pm}$–Produktionskandidaten und NC–Ereignissen ermöglichen, stellt der Akzeptanzschnitt auf den Polarwinkel sicher, daß die $e^{\pm}$–Kandidaten vollständig im *LAr*–Kalorimeter enthalten sind und auch dort getriggert werden[2]. Durch die visuelle Inspektion werden verbliebene Untergrundereignisse oder eindeutig fehlerhafte NC–Ereignisse verworfen. Die mit dem Generator EPVEC [Bau92] ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für die beschriebene Selektion beträgt etwa 65%.

[1] Mit weiter verschärften Schnitten lassen sich zwar Untergrund und Signal noch besser trennen, was aber bei jetziger Statistik zu einer Verschlechterung der Aussagen über den $WW\gamma$–Vertex führen würde.

[2] Der Schnitt $\vartheta_e < 2.4$ ist implizit durch den Schnitt $V > 20$ GeV gegeben.

8.1.1 Untergrund für die Reaktion $W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_e$

Aus Abb. 8.2 (a) läßt sich der mögliche Untergrund von NC–Ereignissen abschätzen. Die Verteilung bei hohen Werten von V läßt sich sehr gut mit einer Exponentialfunktion beschreiben, die angepaßt wurde. Der Steigungsparameter ergibt sich zu $\lambda = -0.38 \pm 0.01$ GeV^{-1} und als Normierung erhält man $N(V > 20$ GeV$) = 1.4 \pm 0.3$. Wendet man auf die NC–Ereignisse den Schnitt $\Sigma < 50$ GeV an, so reduziert sich die Datenmenge um $(88.3 \pm 0.8)\%$ (*grau*). Nimmt man an, daß der V– und der Σ–Schnitt unabhängig sind, so erwartet man bei Anwendung beider Schnitte 0.16 ± 0.04 Ereignisse als NC–Untergrund für die beschriebene $W^{\pm}$–Selektion, was einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (53 \pm 13)$ fb entspricht.

Eine ähnliche Untergrundabschätzung erhält man bei Auswertung der Abb. 8.2 (b), die die Verteilung von Σ zeigt. Wie oben angegeben, befinden sich $(11.7 \pm 0.8)\%$ der Ereignisse bei $\Sigma < 50$ GeV. Ein NC–Ereignis erfüllt die Bedingung $V > 20$ GeV (*grau*). Unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit, den Σ–Schnitt zu erfüllen, erhält man eine Untergrundabschätzung von 0.11 ± 0.11 NC–Ereignissen.

8.1.2 Kandidatenereignis $W^{-} \rightarrow e^{-}\overline{\nu}_e$

Das in diesem Abschnitt selektierte $W^{\pm}$–Kandidatenereignis ist in Abb. 8.4 dargestellt. Es wurde in der Meßperiode 1994 in $e^{+}p$–Streuung nachgewiesen. Die Ladung der Leptonspur wurde mit Hilfe der zentralen Spurkammer [Els95] bestimmt. Eine Untersuchung der Residuen der rekonstruierten Spur ergab ein negatives Ladungsvorzeichen, das positive Ladungsvorzeichen wurde mit 5σ Abweichung ausgeschlossen. Die Interpretation des $W^{\pm}$-Kandidaten als NC–Ereignis oder als Ereignis mit angeregtem Positron [H1C95b, ZEU94a] kann wegen des Ladungsunterschieds zwischen gemessenem und gestreutem Lepton ausgeschlossen werden.

Die kinematischen Variablen des Kandidaten sind in Tab. 8.1 zusammengefaßt, wobei die für die Selektionsschnitte verwendeten Größen hervorgehoben sind. Die Interpretation des $W^{\pm}$–Kandidatenereignisses als NC–Ereignis ist auch deswegen sehr unwahrscheinlich, weil die Extrapolation in der Abb. 8.2 (a) für $V > 30$ GeV und $p_{\perp e} > 30$ GeV eine NC–Wahrscheinlichkeit von 10^{-3} ergibt. Im Gegensatz dazu ist die Wahrscheinlichkeit für die Interpretation als $W^{\pm}$–Zerfall deutlich höher und beträgt 0.21 (EPVEC). Der Vergleich der Kinematik des selektierten Kandidaten mit den erwarteten Verteilungen (Abb. 8.2) zeigt, daß die Signatur einem typischen erwarteten $W^{\pm}$–Ereignis entspricht.

8.2 Der Prozeß $W^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$

Analog zu der in Abschnitt 8.1 beschriebenen Selektion von $W^{\pm}$–Kandidaten wird der $W^{\pm}$–Zerfall in Myonen durch einen hohen Transversalimpuls des Myons und durch einen hohen fehlenden Transversalimpuls charakterisiert. Dazu muß zunächst eine Myonidentifikation durchgeführt werden. Ein Myon wird erkannt, wenn eine Verbindung zwischen einer in den inneren Spurkammern (FTD, CJC) gemessenen, an den Vertex angepaßten Spur und einer im Myonsystem rekonstruierten guten Spur [Sik93] mit einer Wahrscheinlichkeit $p > 0.001$ hergestellt werden kann.

Ein Hauptprozeß der Produktion von Myonen mit hohen Transversalimpulsen, der im Rahmen der folgenden Selektion als Untergrund auftritt, stellt die c– und b–Quarkproduktion mit myonischem Zerfall dar [Ali87, Ali91], die für Photoproduktion am H1–Experiment in [Krü94, H1C96d] untersucht wurde. Eine weitere Untergrundquelle liefern Photoproduktionsereignisse mit sogenanntem „punch through". Das sind Ereignisse, bei denen minimalionisierende Pionen $\pi^{\pm}$ den Detektor ohne harte Wechselwirkung durchqueren.

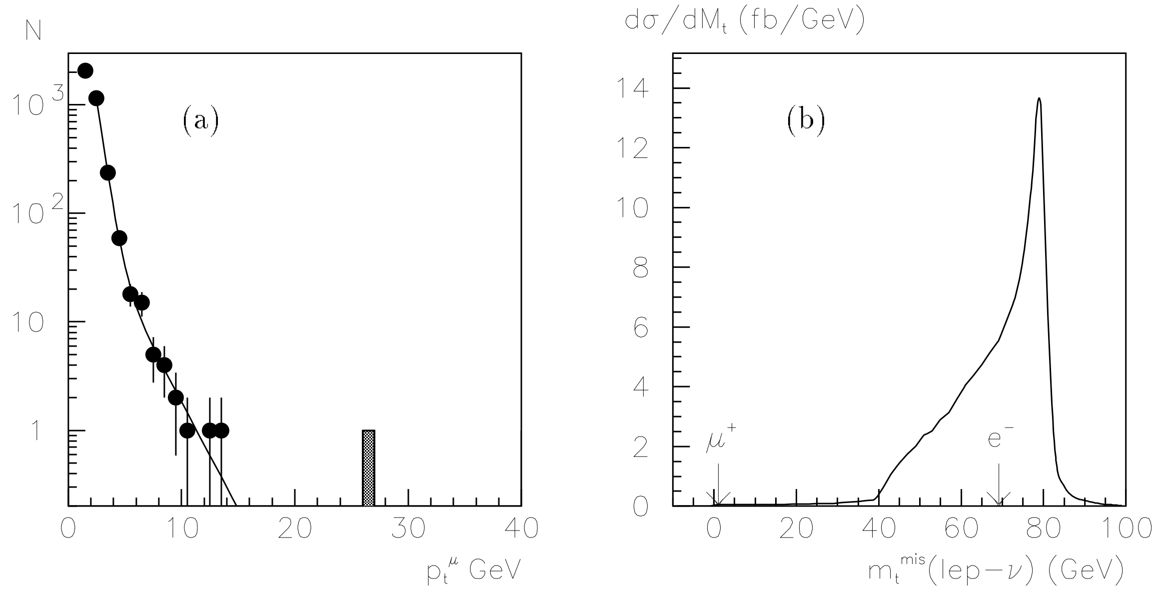


Abbildung 8.3: *(a) Transversalimpulsverteilung inklusiver Myonen des Jahres 1994. Ein potentielles W–Kandidatenereignis ist dunkel eingetragen. Die durchgezogene Kurve beschreibt die Anpassung der Funktion* $a_1 \exp(\lambda_1 p_{\perp\mu}) + a_2 \exp(\lambda_2 p_{\perp\mu})$ *mit* $a_1 = 7.6 \cdot 10^5$, $\lambda_1 = -1.7$ GeV^{-1} *und* $a_2 = 212$, $\lambda_2 = -0.48$ GeV^{-1}. *(b) Verteilung der fehlenden transversalen Masse* $m_{\perp}^{mis}$ *für* $W^{\pm}$*–Ereignisse (EPVEC). Die Markierungen geben die Werte der beiden diskutierten Kandidatenereignisse an.*

Für eine detailliertere Untersuchung der Ereignisse ist in Abb. 8.3 (a) die Verteilung des Transversalimpulses von Myonen der Datenmenge des Jahres 1994 für den Akzeptanzbereich $10° < \vartheta_\mu < 170°$ mit $p_{\perp\mu} > 1.5$ GeV dargestellt. Dabei wurden bereits Untergrundfilter gegen myoninduzierten Untergrund angewendet und verbliebene Höhenstrahlungsereignisse durch eine visuelle Inspektion verworfen. Die Verteilung zeigt einen steilen Abfall und oberhalb von $p_\perp > 15$ GeV keine Einträge.

Außerdem ist ein Ereignis eingetragen, das in der e^+p–Streuung aufgezeichnet wurde und aufgrund einer zeitweise aufgetretenen Fehlfunktion der zentralen Spurkammer zunächst die Kriterien zur Myonrekonstruktion nicht erfüllte [H1C94c]. Nach einer nachträglichen Korrektur und einer Neurekonstruktion der Myonspur wurde für die Myonverbindung eine Wahrscheinlichkeit von 0.65 ermittelt. Die Rekonstruktion ergibt einen Impuls von $p = 32\,^{+10}_{-8}$ GeV und ein positives Ladungsvorzeichen der Spur [Kle94]. Da die Genauigkeit der Impulsmessung des Myons im wesentlichen durch den systematischen Fehler aufgrund des Auslesefehlers dominiert ist, ist eine exakte kinematische Rekonstruktion des Ereignisses nicht möglich.

Das Ereignis ist in Abb. 8.5 dargestellt. Die kinematischen Größen sind in Tab. 8.1 zusammengefaßt. Außer dem Myon besitzt auch der hadronische Endzustand einen sehr hohen Transversalimpuls. Er befindet sich in der transversalen Ebene entgegengesetzt zum Myon. Fordert man transversale Impulserhaltung, so ergibt sich ein fehlender Transversalimpuls von $V = 19\,^{+7}_{-9}$ GeV. Dabei sind die φ–Richtungen des fehlenden Transversalimpulses und des Myons nahezu identisch. Der Wert erfüllt nicht das in dieser Arbeit zur Selektion von $W^{\pm}$–Ereignissen geforderte Kriterium $V > 20$ GeV, ist aber innerhalb von 1σ mit der Forderung verträglich.

		$\boldsymbol{W^- \to e^-\overline{\nu}_e}$	$\boldsymbol{W^+ \to \mu^+\nu_\mu}$
E_{lep}	(GeV)	82 ± 2	$32\,^{+10}_{-8}$
ϑ_{lep}		$27°$	$46°$
$\boldsymbol{p_{\perp lep}}$	(GeV)	$\mathbf{38 \pm 1}$	$\mathbf{23\,^{+7}_{-6}}$
$p_{\perp had}$	(GeV)	8 ± 1	42 ± 4
$\Delta\varphi(lep - had)$		$153°$	$183°$
$\boldsymbol{V}$	(GeV)	$\mathbf{31 \pm 1}$	$\mathbf{19\,^{+7}_{-9}}$
$\boldsymbol{\Sigma}$	(GeV)	$\mathbf{10.3 \pm 0.2}$	$\mathbf{19\,^{+3}_{-3}}$
$m_\perp^{mis}(lep - \nu)$	(GeV)	69 ± 2	$1\,^{+1}_{-0.7}$

Tabelle 8.1: *Kinematische Größen der $W^{\pm}$–Kandidatenereignisse. Größen, auf die die Selektionsschnitte angewendet wurden, sind hervorgehoben.*

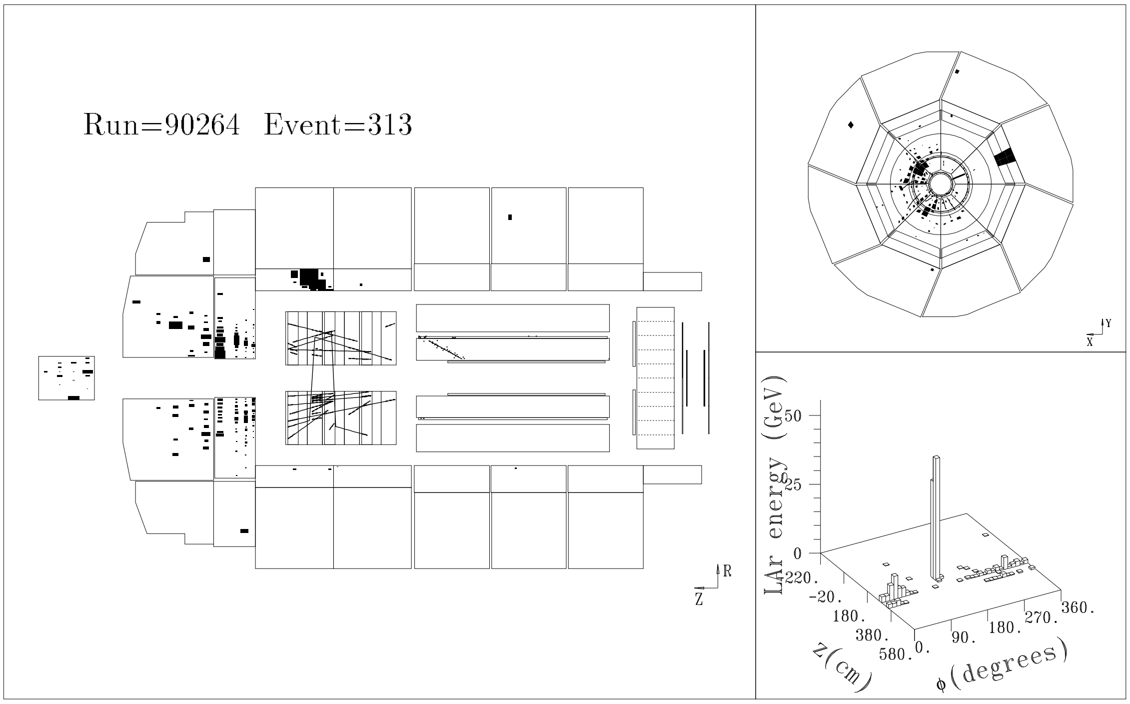


Abbildung 8.4: *Kandidatenereignis für den Prozeß* $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e}$ *mit* $p_{\perp e} = 38$ GeV *und einem fehlenden Transversalimpuls von* $V = 31$ GeV.

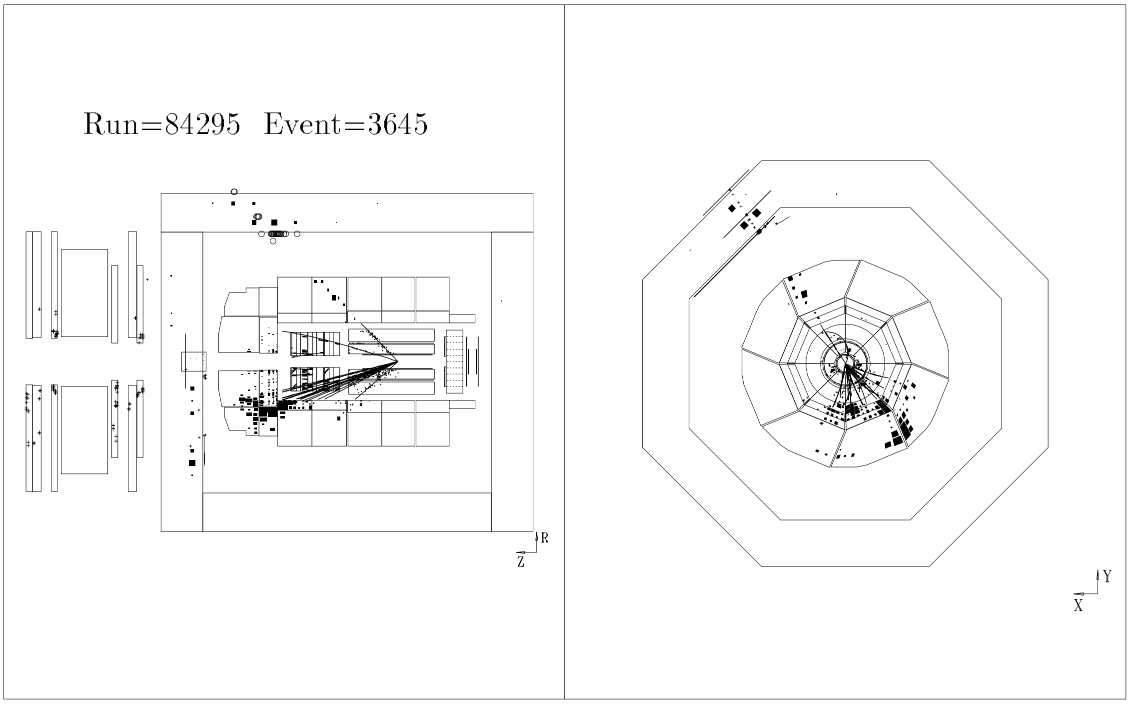


Abbildung 8.5: *Myon–Ereignis mit hohem Transversalimpuls* $p_{\perp \mu} = 23$ GeV *und hohem fehlenden Transversalimpuls* $V = 19$ GeV.

8.2.1 Untergrund für die Reaktion $W^{\pm} \to \mu^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_{\mu}$

Um möglichen Untergrund für die Selektion von $W^{\pm}$–Kandidaten aus Daten abzuschätzen, wurde in Abb. 8.3 (a) an inklusive Myonkandidaten die Funktion $a_1 \exp(\lambda_1 p_{\perp\mu}) + a_2 \exp(\lambda_2 p_{\perp\mu})$ angepaßt. Der Ansatz ist motiviert durch den näherungsweise exponentiellen Abfall des $p_{\perp\mu}$–Spektrums schwerer Quarks mit unterschiedlichen Steigungsparametern für die Produktion von b– und c–Quarks. Auch für falsch identifizierte Myonen („punch through") kann ein exponentieller Abfall angenommen werden. Die angepaßte Funktion beschreibt die Daten sehr gut und eine Extrapolation liefert für $p_{\perp\mu} > 20$ GeV eine Erwartung von $N = 0.028 \pm 0.013$ Ereignissen. Berücksichtigt man Trigger– und Nachweiswahrscheinlichkeiten der Selektion $\varepsilon \approx 0.7$ [Kan96], so entspricht dieser Wert einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma = (0.013 \pm 0.007)$ pb, der etwa 50000 mal kleiner ist als der NC–Wirkungsquerschnitt für $p_{\perp e} > 20$ GeV.

Eine weitere Reduzierung von drei Größenordnungen wird durch den Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls $V > 20$ GeV erreicht, so daß der Untergrund aus b– und c–Quarkproduktion oder aus Ereignissen mit „punch through" ($\sigma = 0.01$ fb) vollständig vernachlässigbar ist. Diese Abschätzung ist in guter Übereinstimmung mit der in [H1C94c] beschriebenen Untergrundabschätzung für isolierte hochenergetische Myonen.

8.2.2 Interpretationen des Myon–Ereignisses

Produktion schwerer Quarks stellt, wie oben beschrieben, eine vernachlässigbare Untergrundquelle für $W^{\pm}$–Produktion dar und kommt als Erklärung für das μ–Ereignis nicht in Frage.

$W^{\pm}$–Produktion: Wie schon beschrieben, erfüllen die kinematischen Größen des Ereignisses zwar nicht die geforderten Kriterien zur $W^{\pm}$–Selektion. Das Ereignis läßt sich aber mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.03 [H1C94c] durch diese Interpretation erklären. Um die für W–Zerfälle eher untypische Signatur zu verdeutlichen, ist in Abb. 8.3 (b) die **fehlende transversale Masse** $m_{\perp}^{mis}(lep - \nu)$ aufgetragen. Sie berechnet sich aus den in die transversale Ebene projizierten Vierervektoren des nachgewiesenen Leptons und des Neutrinos:

$$m_{\perp}^{mis}(lep - \nu) = \sqrt{(p_{\perp lep} + p_{\perp \nu})^2 - ((\vec{p}_{lep})_x + (\vec{p}_{\nu})_x)^2 - ((\vec{p}_{lep})_y + (\vec{p}_{\nu})_y)^2} \quad . \quad (8.1)$$

Die erwartete Verteilung von $W^{\pm}$–Ereignissen besitzt ein Maximum bei $m_{\perp}^{mis}(lep - \nu) = 80$ GeV. Das entspricht einer Konstellation, bei der $W^{\pm}$–Bosonen in transversal entgegengerichtete Leptonen zerfallen und keinen Transversalimpuls besitzen. Der Wert $m_{\perp}^{mis}(lep - \nu) = 69$ GeV des im Abschnitt 8.1.2 diskutierten Kandidatenereignisses $W^{-} \to e^{-}\nu_e$ ist markiert und entspricht gut der Erwartung. Kleine

Werte von $m_{\perp}^{mis}(lep-\nu)$ entsprechen Signaturen, in denen die Zerfallsleptonen etwa gleiche φ–Winkel besitzen, was kinematisch nur bei hohen Transversalimpulsen der $W^{\pm}$–Bosonen erlaubt ist. Der Wert des diskutierten Myonereignisses ist ebenfalls in Abb. 8.3 (b) markiert und befindet sich am äußersten Rand des Ausläufers der Verteilung.

Flavorändernder neutraler Strom (FCNC): Der Übergang $e \to \mu$ kann als Interpretationsmöglichkeit ausgeschlossen werden, da sich durch diesen Prozeß die unausgeglichene Kinematik ($V \gg 0$ GeV, $\Sigma \ll 2\mathrm{E_e}$) nicht erklären läßt [H1C94c]. Auch die in [Yan95] angegebene Interpretation als FCNC mit $e \to \tau \to \mu\nu$, die den fehlenden Transversalimpuls erklärt, kann nicht gleichzeitig den fehlenden Longitudinalimpuls $\Sigma \ll 2E_e$ begründen.

Myonpaarerzeugung in Zweiphotonwechselwirkung: Der Prozeß $e^+p \to e^+X\mu^+\mu^-$, bei den ein Myonpaar erzeugt und das positiv geladene Myon am Proton tiefinelastisch gestreut wird, kann ebenfalls nicht den fehlenden Transversalimpuls erklären. Auch ist dieser Prozeß bislang nicht bei kleineren und somit wahrscheinlicheren Streuwinkeln des Myons beobachtet worden und wird somit als mögliche Interpretation ausgeschlossen.

Produktion eines t–Quarks: Eine natürliche Erklärung der Ereignissignatur kann die Interpretation als CC–Ereignis mit t–Quarkproduktion [Ali87, Bau87] geben: $e^+p \to \overline{\nu}_e tX$ mit myonischem Zerfall des t–Quarks $t \to bW^+ \to b\mu^+\nu_\mu$. Diese Interpretation erklärt den hohen Transversalimpuls des hadronischen Endzustands (b–Jet) und des $W^{\pm}$–Bosons, wodurch sich auch die geringe fehlende transversale Masse $m_{\perp}^{mis}(lep-\nu)$ erklären ließe. Bei dieser Interpretation wird auch das Vorzeichen des Myons richtig vorhergesagt, das positiv sein muß. Der Wirkungsquerschnitt für t–Quarkproduktion beträgt für $m_t = 160$ GeV und mit leptonischem Zerfall in Myonen $\sigma \approx 0.01$ fb und ist somit als Erklärung extrem unwahrscheinlich.

8.3 Resultate und Grenzen für κ

Aus der Anzahl der nachgewiesenen $W^{\pm}$–Kandidaten läßt sich eine Obergrenze für den Wirkungsquerschnitt des Prozesses ermitteln. Dieser kann in eine obere und untere Grenze der anomalen Kopplungskonstante κ umgerechnet werden (siehe Abschnitt 1.3). Wegen der Schwierigkeiten bei der Rekonstruktion von Myonen aufgrund eines Auslesefehlers im Jahre 1994 wird hier nur der leptonische Zerfall in $e^{\pm}$ zur Untersuchung herangezogen. Dieser besitzt eine sehr hohe Trigger– und Nachweiswahrscheinlichkeit.

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich mit folgender Gleichung:

$$\sigma_{W_e} = \sigma_{W^+}(W^+ \to e^+\nu) + \sigma_{W^-}(W^- \to e^-\overline{\nu}) = \frac{N_{W^+} + N_{W^-} - N_U}{\varepsilon_{acc}\, \varepsilon_{sel}\, \mathcal{L}} \quad . \tag{8.2}$$

$N_{W^\pm}$ ist die Anzahl der Kandidatenereignisse und die Summe beträgt hier 1. N_U ist die Anzahl der Untergrundereignisse, die in Abschnitt 8.1.1 mit $N_U = 0.16 \pm 0.04$ abgeschätzt wurde, und den NC–Untergrund berücksichtigt, der nur zu einem Ladungszustand der $W^{\pm}$–Bosonen beiträgt. Die integrierte Luminosität der zur Untersuchung verwendeten Datenmenge von 1994 beträgt $\mathcal{L} = 3.06$ pb^{-1}. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der in Abschnitt 8.1 angegebenen Akzeptanzschnitte beträgt $\varepsilon_{acc} = (70 \pm 3)\%$ und variiert um 2% je nach Ladung des $W^{\pm}$–Bosons. Der systematische Fehler ergibt sich aufgrund unterschiedlicher Akzeptanzen für verschiedene Werte von κ. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Leptonidentifikation ε_{sel} setzt sich aus den in Tab. 8.2 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten der Selektion zusammen. Da bei dieser Selektion auch ein einzelnes Lepton unter kleinen Winkeln $\vartheta < 15°$ nachgewiesen werden soll, wird im Gegensatz zur NC–Identifikation (Abschnitt 5.2) auch der Vorwärtsspurdetektor bei der Rekonstruktion eines Ereignisvertex miteinbezogen (siehe Abschnitt 4.3.3). Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden äquivalent zur NC–Identifikation aus NC–Daten ermittelt und mit der MC–Simulation (EPVEC) überprüft.

Selektionsschnitt	Nachweiswahrscheinlichkeit (%)
$e^{\pm}$–Erkennung	98.7 ± 0.3
Trigger	99 ± 1
Ereignisvertex	98 ± 2
Untergrundfilter	98.7 ± 0.4
Gesamt ε_{sel}	94.5 ± 2.3

Tabelle 8.2: *Wahrscheinlichkeiten für die Erkennung des Prozesses $W^{\pm} \to e^{\pm} \overset{(-)}{\nu}_e$ nach Anwendung der erläuterten Akzeptanzschnitte.*

Aus Gl. 8.2 ergibt sich für die obere Grenze des Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma_{W_e} < 1.84 \text{ pb} \qquad (90\% \text{ Konfidenz}). \tag{8.3}$$

Unter Verwendung des Verzweigungsverhältnisses erhält man folgende Grenzen für die Kopplungskonstante κ des $WW\gamma$–Vertex:

$$-14.0 < \kappa < 12.5 \qquad (90\% \text{ Konfidenz}). \tag{8.4}$$

Dabei wird angenommen, daß alle übrigen $WW\gamma$–Kopplungen die Werte des Standardmodells besitzen ($\lambda = 0$, etc.).

Das Ergebnis ist durch den statistischen Fehler bestimmt. Vernachlässigt man Untergrund und statistische Fehler, so entsprechen die jetzigen systematischen Fehler einem Wert von $|\Delta\kappa| < 0.15$. Wendet man den in Abschnitt 1.3 diskutierten Schnitt $p_{\perp W} > 10$ GeV an, um den für SM–Kopplungen dominanten Beitrag vom u-Pol wegzuschneiden, so ergibt sich eine verbesserte Grenze für κ, da auch das Kandidatenereignis diesen Schnitt nicht erfüllt:

$$-11.1 < \kappa < 9.9 \qquad \text{(90\% Konfidenz).} \tag{8.5}$$

Die Aussagen lassen sich durch Hinzunahme anderer Zerfallskanäle: $W \to \mu, \tau, Jets$ noch verbessern.

Da die Grenzen an κ etwa umgekehrt proportional zur integrierten Luminosität sind, erwartet man für eine zehnfache Statistik Ergebnisse, die mit den ermittelten Grenzen der Tevatron–Experimente verglichen werden können.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung elektroschwacher Prozesse in der tiefinelastischen Streuung. Zu diesem Zweck mußte eine effiziente Selektion entwickelt werden, um die zu analysierenden Reaktionen mit einem totalen Wirkungsquerschnitt der Größenordnung $0.05 - 50$ pb von zahlreichen Untergrundprozessen zu trennen, die mit $\sigma \approx 0.15$ mb einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt besitzen.

Um dominierende statistische Fehler zu reduzieren, wurden die gesamten bei HERA aufgezeichneten Daten der Jahre 1993 und 1994 der e^+p– und e^-p–Streuung analysiert ($\mathcal{L} = 3.4$ pb^{-1}). Aufgrund unterschiedlicher elektroschwacher Kopplungen ($W^\pm$–, Z^0–Austausch) werden für e^+p–Streuprozesse im Vergleich zur e^-p–Streuung unterschiedliche Wirkungsquerschnitte erwartet. Diese Differenz konnte für den Prozeß des geladenen Stroms nachgewiesen werden. Im Fall des neutralen Stroms verhindert die zu geringe Statistik bei hohem Q^2 eine derartige Untersuchung.

Unter Verwendung einer gemeinsamen Selektion wurde die tiefinelastische Streuung in der NC– und CC–Reaktion untersucht. Dabei basieren die Selektionskriterien auf dem hadronischen Endzustand, der für beide Prozesse gleich ist. Diese Vorgehensweise führt zu einer Reduzierung der systematischen Fehler bei der Bestimmung des Verhältnisses $R(\sigma_{NC}/\sigma_{CC})$.

Gegenüber früheren Messungen am H1–Experiment konnte die Anzahl der Ereignisse durch eine verbesserte Selektion mit größerer Akzeptanz für kleine Streuwinkel des Stromjets erhöht werden.

Die totalen Wirkungsquerschnitte wurden für den Schnitt $p_{\perp lep} > 25$ GeV ermittelt (siehe Tab. 6.2), wobei $p_{\perp lep}$ der Transversalimpuls des gestreuten Leptons ist und einem minimalen Viererimpulsübertrag von $Q^2 > 625$ GeV^2 entspricht. Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen der Ordnung O(α). Die Fehler liegen in der Größenordnung von 20%. Während beim CC–Wirkungsquerschnitt der statistische Fehler dominiert, stammen die Fehler beim NC–Wirkungsquerschnitt hauptsächlich aus der Unsicherheit der Kalibration der hadronischen Energieskala.

Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ und $d\sigma/dy$ wurden mittels einer Entfaltung berechnet. Die Daten ergeben, daß der Wirkungsquerschnitt der NC–

Reaktion gegenüber der CC–Reaktion bei kleinen Werten von Q^2 dominiert (Photonpropagator) und für steigende Werte von Q^2 stark abfällt. Für $Q^2 > 5000$ GeV^2 sind die Wirkungsquerschnitte der NC– und CC–Reaktion von der gleichen Größenordnung, was aufgrund ähnlicher Propagatormassen von $W^{\pm}$– und Z^0–Bosonen erwartet wird. Über den Propagatoreffekt wurde aus der Q^2–Verteilung und dem Wert des totalen Wirkungsquerschnitts des CC–Prozesses die $W^{\pm}$–Masse zu $m_W = 90\ ^{+11}_{-10}$ GeV ermittelt. Diese stimmt im Rahmen des Fehlers mit der Messung der Masse reeller $W^{\pm}$–Bosonen überein.

Die y–Verteilung der CC–Ereignisse, die Aufschluß über die Kopplungen und die Helizitätsstruktur der schwachen Wechselwirkung gibt, liefert ebenfalls gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage. Es konnte nachgewiesen werden, daß in der Reaktion $e^+p \rightarrow \overline{\nu}X$ Antiquarks zur Streuung beitragen. Für eine weitergehende quantitative Untersuchung ist jedoch eine höhere Statistik notwendig.

Photonabstrahlung in tiefinelastischer Streuung im Prozeß des geladenen Stroms ist sensitiv auf die Kopplungskonstanten κ und λ des $WW\gamma$–Vertex. Im Rahmen dieser Analyse wurden $3.8 \pm 2.1(stat) \pm 0.3(syst)$ Ereignisse mit Photonkandidaten ($E_\gamma > 5$ GeV, $\mathrm{R}_{\mathrm{q}\gamma} > 1$) im *BEMC* und *LAr*–Kalorimeter gemessen, verglichen mit der theoretischen Vorhersage von 0.95 Ereignissen. Eine Berechnung von Grenzen für die Werte der anomalen Kopplungskonstanten ist aufgrund des hohen statistischen Fehlers noch nicht möglich. Eine Untersuchung der Photonabstrahlung in NC–Ereignissen wurde zur Kontrolle durchgeführt und ergab eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung.

Die Analyse des Prozesses der $W^{\pm}$–Produktion mit leptonischem Zerfall durch die Reaktion $ep \rightarrow eXW^{\pm} \rightarrow eXe^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e}$ lieferte ein Kandidatenereignis. Es konnte eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt der $W^{\pm}$–Produktion von $\sigma(W^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \overset{(-)}{\nu_e}) < 1.84$ pb (90% Konfidenz) berechnet werden. Die Messung ergab für die Kopplungskonstante κ eine Grenze von $-11.1 < \kappa < 9.9$ (90% Konfidenz), verglichen mit $-1.2 < \kappa < 3.6$ (95% Konfidenz) aus Messungen am Tevatron [PDG94].

Eine Untersuchung des Kanals mit Myonzerfall ergab ein potentielles W^-–Kandidatenereignis. Für den Myonkanal wurde aufgrund geringer Triggereffizienzen und einer zeitweise aufgetretenen Fehlfunktion der inneren Spurkammer keine Grenze berechnet.

Zusammenfassend ergaben die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Analysen, daß HERA ein großes Potential zur Untersuchung elektroschwacher Prozesse bietet. Mit zunehmender Statistik können zahlreiche physikalische Größen, die hier untersucht wurden, mit hoher Präzision getestet werden. Den größten limitierenden Faktor für den systematischen Fehler stellt die Unsicherheit der absoluten Energieskala der kalorimetrischen Messung dar, der sich mit höherer Luminosität in den nächsten Jahren verringern läßt.

Anhang A

Anhang

A.1 Zeitstruktur des L1–Triggers

In der L1–Stufe des H1–Triggersystems sind etwa 128 sogenannte Subtrigger implementiert, die jeweils aus einer Koinzidenz mehrerer Triggerelemente bestehen. Aufgrund der Zeitstruktur von HERA treten ep–Kollisionen in einem zeitlichen Abstand von 96 ns auf. Einem Trigger muß eindeutig der Zeitpunkt der Wechselwirkung zugeordnet werden. Ist eine Subtriggerbedingung erfüllt, wird ein L1–Triggersignal gesetzt. Um dieses Signal zum wahren Wechselwirkungszeitpunkt zu setzen und somit das Ereignis in der richtigen „Zeitscheibe" auszulesen, werden Triggerelemente mit einer guten Zeitauflösung benötigt und in Koinzidenz benutzt:

- LAr–t_0–Trigger,
- Proportionalkammer–Trigger des zentralen Spurkammersystems,
- Proportionalkammer–Trigger des Vorwärtsspurkammersystems,
- Driftkammertrigger der zentralen Driftkammer (DCRϕ–Trigger).

Der LAr–t_0–Trigger wird aus der Anstiegsflanke der im LAr–Kalorimeter deponierten Energien bestimmt. Die Zeitauflösung beträgt etwa 100 ns und entspricht der Zeitspanne zwischen zwei Strahlwechselwirkungen.

Die Proportionalkammer–Trigger setzen ein t_0–Signal, wenn entlang einer zum Vertex zeigenden Trasse drei aus vier Lagen in Koinzidenz getroffen werden. Die Zeitauflösung beträgt typischerweise 20 ns.

Die Funktionsweise des DCRϕ Triggers besteht darin, Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer über vordefinierte Masken nachzuweisen. In der Praxis hat sich gezeigt, daß rauschende Kanäle in der zentralen Spurkammer oder hohe Treffermultiplizitäten zu einem frühzeitigen Auslösen des DCRϕ Triggers führen können.

Aufgrund der begrenzten Zeitauflösung dieser Triggerelemente ist eine systematische Verschiebung des Triggerzeitpunkts gegenüber dem wahren Wechselwirkungszeitpunkt möglich, wenn ein einzelner Subtrigger zu früh auslöst. Da dieser Subtrigger das Trigger–t_0 definiert (BC=0), hat das zur Folge, daß alle anderen Subtriggerbedingungen erst einen Strahlwechselwirkungszeitpunkt später („wahre WW“) erfüllt werden (etwa 5% der Ereignisse). Deswegen werden in der vorliegenden Arbeit Ereignisse akzeptiert, bei denen die verlangten Triggerbedingungen entweder zum definierten oder dem darauffolgenden Strahlwechselwirkungszeitpunkt ausgelöst wurden (BC=0,+1).

A.2 Rekonstruktion eines Ereignisvertex

In dieser Arbeit wird für die Selektion tiefinelastischer Ereignisse ein Ereignisvertex verlangt, der entweder mit der zentralen Spurenkammer (CJC) oder mit dem Vorwärtsspurdetektor (FTD) rekonstruiert wird, um eine hohe Akzeptanz über einen großen Polarwinkelbereich zu erhalten.

A.2.1 Vertex mit der zentralen Driftkammer (CJC)

Aus aufgezeichneten Ereignissen einer HERA–Füllung mit Protonen und Elektronen bzw. Positronen wird zunächst die mittlere Position der Ereignisvertizes in der x-y–Ebene bestimmt [Gel94]. Diese ist eine Funktion von z, da die Strahltrajektorien am Wechselwirkungspunkt leicht geneigt sind.

Aus Gründen der Qualitätssicherung werden aus allen rekonstruierten Spuren der CJC „gute“ Spuren selektiert, um sicherzustellen, daß sie vom Wechselwirkungspunkt stammen und eine gewisse Mindestlänge besitzen. Mittels des Verfahrens der kleinsten Quadrate wird von ausgewählten, gewichteten Spuren der Vertex $x_v(z=0)$, $y_v(z=0)$ und die Strahlneigung dx_v, dy_v bestimmt.

Während $x_v(z)$ und $y_v(z)$ innerhalb einer HERA–Füllung weitgehend konstant sind, ist der z–Vertex aufgrund der Protonbunchlänge mit etwa $\sigma_z = 10$ cm ereignisabhängig. Durch eine kombinierte Vertexanpassung aller „guten“ Spuren eines Ereignisses wird der z–Vertex ermittelt. Im ersten Ansatz werden die guten Spuren an einen primären Vertex angepaßt. Die neu parametrisierten, sogenannten vertexangepaßten Spuren werden überprüft, wie gut sie mit den über Ladungsteilung der Drähte ermittelten z–Positionen des Teilchendurchgangs übereinstimmen. Getroffene Drähte, die eine sehr schlechte Übereinstimmung zeigen (Ausreißer), oder einzelne Spuren, die sich nicht auf einen gemeinsamen z–Vertex anpassen lassen, werden in einer weiteren Iteration bei der kombinierten Anpassung ausgeschlossen.

A.2.2 Vertex mit dem Vorwärtsspurkammersystem (FTD)

Als Grundlage der Vertexrekonstruktion dienen bereits vollständig rekonstruierte Spuren des Vorwärtsspurkammersystems, die Signale in mindestens zwei Modulen aufweisen. Außerdem wird verlangt, daß die Extrapolation der verwendeten Spuren nahe an der Strahlachse vorbeiführt (kleines DCA).

Da Teilchen, die den Vorwärtsspurdetektor erreichen, nicht nur vom primären Ereignisvertex stammen, werden oft mehrere Vertizes bestimmt. Für das Auftreten dieser mehrfachen Vertizes ist Vielfachstreuung an Material von einigen Strahlungslängen zwischen Wechselwirkungspunkt und Vorwärtsdriftkammern verantwortlich. Insbesondere führt Vielfachstreuung am Kollimator im inneren Bereich des Vorwärtsspurkammersystems dazu, daß Teilchen mit kleinen Streuwinkeln aufschauern und in die Vorwärtsdriftkammern gestreut werden.

Bei der Rekonstruktion von Vertizes werden alle Spuren zu Gruppen zusammengefaßt, die innerhalb ihrer Meßgenauigkeit von einem z–Vertex stammen können. Ein gemeinsamer z-Vertex wird mit einem χ^2 Fit angepaßt. Jede Spur kann mehreren unterschiedlichen Vertizes zugeordnet werden. Für die Analyse der vorliegenden Arbeit wird derjenige Vertex verwendet, zu dem sich die meisten Spuren der Vorwärtsdriftkammer zuordnen lassen.

A.3 Gewichtung von *Pseudo*CC–Ereignissen

In der vorliegenden Arbeit wird eine Gewichtung von *Pseudo*CC–Ereignissen vorgenommen, um CC–Nachweiswahrscheinlichkeiten zu bestimmen. Die statistischen Fehler dieser Methode ergeben sich dabei aus der Anzahl der *Pseudo*CC–Ereignisse und den verwendeten Gewichtungsfaktoren:

$$w_i = \frac{d^2\sigma_{CC}}{dxdy} \Bigg/ \frac{d^2\sigma_{NC}}{dxdy} \tag{A.1}$$

für ein gegebenes Ereignis mit den kinematischen Variablen (x, y).

NC–Ereignisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für NC–Ereignisse ist durch das relative Verhältnis der akzeptierten Ereignisse gegeben:

$$\varepsilon_{NC} = \frac{N_{NC}^{acc}}{N_{NC}^{tot}} = \frac{\sum_i a_{sel_i}}{\sum_i 1} \quad , \tag{A.2}$$

wobei $a_{sel_i} = 0$ oder 1 angibt, ob das Ereignis i akzeptiert wird.

Die Anzahl von akzeptierten bzw. nicht akzeptierten Ereignissen bei einer gegebenen Nachweiswahrscheinlichkeit ε wird durch eine Binomialverteilung beschrieben. Die Varianz v der Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{NC} einer Stichprobe ist definiert durch:

$$v_{NC} = \frac{1}{{N_{NC}^{tot}}^2} \sum_i (a_{sel_i} - \varepsilon_{NC})^2 \quad . \tag{A.3}$$

Daraus ergibt sich für die Streuung σ der Stichprobe (statistischer Fehler):

$$\sigma_{NC}{}^2 = v_{NC} = \frac{\varepsilon_{NC}(1-\varepsilon_{NC})}{{N_{NC}^{tot}}^2} \quad . \tag{A.4}$$

CC–Ereignisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für CC–Ereignisse ermittelt aus *Pseudo*CC–Ereignissen ist durch das gewichtete Verhältnis der Anzahl von akzeptierten und allen Ereignissen gegeben:

$$\varepsilon_{CC} = \frac{N_{CC}^{acc}}{N_{CC}^{tot}} = \frac{\sum_i a_{sel_i} w_i}{\sum_i w_i} \quad , \tag{A.5}$$

wobei a_{sel_i} die bereits in Gl. A.2 eingeführte Akzeptanzfunktion eines Ereignisses ist. Die Varianz der durch Gewichtung erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeit wird analog zur Gl. A.3 berechnet:

$$v_{CC} = \frac{1}{{N_{CC}^{tot}}^2} \sum_i (a_{sel_i} - \varepsilon_{CC})^2 \, w_i^2 \quad . \tag{A.6}$$

Durch einige Umformungen erhält man für die Streuung:

$$\sigma_{CC}{}^2 = v_{CC} = \frac{\varepsilon_{CC}{}^2 \sum_i w_i^2 (1 - a_{sel_i}) + (1-\varepsilon_{CC})^2 \sum_i w_i^2 a_{sel_i}}{{N_{CC}^{tot}}^2} \quad . \tag{A.7}$$

Die Summen enthalten die Quadrate der Gewichte. Sind die Gewichte Eins, so erhält man aus Gl. A.7 die Gl. A.4 für die NC–Ereignisse.

Verhältnis R

R ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der NC–Reaktion und der CC–Reaktion. Die statistischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten beider Prozesse sind miteinander korreliert, da sie mit dem gleichen *Pseudo*CC–Datensatz ermittelt werden. Bei der Bestimmung von R muß bei der Fehlerrechnung die Kovarianzmatrix *cov* berücksichtigt werden.

Die Kovarianz beider Nachweiswahrscheinlichkeiten läßt sich berechnen mit:

$$cov = \frac{1}{N_{NC}^{tot} N_{CC}^{tot}} \sum_i (a_{sel_i} - \varepsilon_{NC})\,(a_{sel_i} - \varepsilon_{CC}) w_i^2 \quad . \tag{A.8}$$

Als Endergebnis erhält man nach einigen Umformungen:

$$cov = \frac{\varepsilon_{CC}(1 - \varepsilon_{CC})}{N_{NC}^{tot}} \quad . \tag{A.9}$$

A.4 Transfermatrizen

Die in Abschnitt 6.2.2 hergeleiteten Transfermatrizen G^{ij}, die für die Entfaltung der differentiellen Q^2– und y–Verteilungen verwendet wurden, sind hier angegeben. Sie beinhalten die Korrektur des $V > 25$ GeV–Schnitts.

Die Transfermatrizen wurden mit einer MC–Simulation (DJANGO) ermittelt, deren Statistik mindestens ein Zehnfaches der Datenmenge beträgt. Die Matrizen unterscheiden sich je nach Prozeß, da aufgrund der verwendeten eindimensionalen Entfaltung über eine kinematische Variable x integriert wurde. Zwischen e^+p– und e^-p–Streuung wird für den neutralen Strom nicht unterschieden, da der theoretisch erwartete Unterschied aufgrund von Z^0–Austausch vernachlässigbar ist.

Tab. A.1 und Tab. A.2 geben die Transfermatrizen Q^{ij} für die Entfaltung der Q^2– und y–Verteilung an.

A.5 Korrelationsmatrizen

Die Korrelationsmatrizen der in Abschnitt 6.3 und 6.4 berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Q^2–Verteilung und y–Verteilung sind in Tab. A.3 und A.4 angegeben. Sie enthalten die Korrelationen zwischen den statistischen $\delta\sigma^{stat}$ und systematischen Fehlern $\delta\sigma^{syst}$ einschließlich dem Fehler $\delta\sigma^{scale}$ aus der Unsicherheit der hadronischen Energiekalibration.

$Q^{ij}_{NC}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.680	0.465	0.115	0.222
Bin 2	0.040	0.562	0.390	0.085
Bin 3	0.001	0.020	0.540	0.601
Bin 4	0.000	0.000	0.016	0.200

$Q^{ij}_{CC+}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.736	0.282	0.054	0.030
Bin 2	0.065	0.683	0.343	0.121
Bin 3	0.001	0.038	0.605	0.464
Bin 4	0.000	0.000	0.016	0.429

$Q^{ij}_{CC-}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.713	0.235	0.043	0.019
Bin 2	0.084	0.700	0.331	0.089
Bin 3	0.000	0.053	0.608	0.423
Bin 4	0.000	0.000	0.031	0.485

Tabelle A.1: *Transfermatrizen Q^{ij} zur Entfaltung der Q^2–Verteilung.*

$Q^{ij}_{NC}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.587	0.180	0.073	0.057
Bin 2	0.064	0.625	0.191	0.077
Bin 3	0.018	0.043	0.564	0.218
Bin 4	0.029	0.029	0.051	0.547

$Q^{ij}_{CC+}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.756	0.117	0.033	0.016
Bin 2	0.075	0.767	0.158	0.020
Bin 3	0.007	0.046	0.685	0.192
Bin 4	0.020	0.020	0.053	0.674

$Q^{ij}_{CC-}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	0.721	0.116	0.024	0.022
Bin 2	0.111	0.753	0.127	0.022
Bin 3	0.008	0.068	0.760	0.165
Bin 4	0.015	0.015	0.060	0.735

Tabelle A.2: *Transfermatrizen Q^{ij} zur Entfaltung der y–Verteilung.*

Korrelation$_{NC^-}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.02	$+0.25$	-0.08
Bin 2		1	-0.26	$+0.26$
Bin 3			1	-0.75
Bin 4				1

Korrelation$_{CC^-}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.51	$+0.17$	-0.05
Bin 2		1	-0.44	$+0.13$
Bin 3			1	-0.43
Bin 4				1

Korrelation$_{NC^+}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	$+0.41$	$+0.21$	$+0.01$
Bin 2		1	-0.14	$+0.41$
Bin 3			1	-0.60
Bin 4				1

Korrelation$_{CC^+}(Q^2)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.38	$+0.11$	-0.02
Bin 2		1	-0.45	$+0.13$
Bin 3			1	-0.35
Bin 4				1

Tabelle A.3: *Korrelationsmatrizen $cor_{i,j}$ der entfalteten Q^2–Verteilungen. Sie enthalten die statistischen und die systematischen Fehler einschließlich der 4% Unsicherheit aus der Kalibration der hadronischen Energieskala.*

Korrelation$_{NC^-}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.04	$+0.19$	$+0.19$
Bin 2		1	-0.02	$+0.27$
Bin 3			1	-0.18
Bin 4				1

Korrelation$_{CC^-}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.32	$+0.03$	-0.04
Bin 2		1	-0.23	$+0.02$
Bin 3			1	-0.26
Bin 4				1

Korrelation$_{NC^+}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	$+0.28$	$+0.48$	$+0.45$
Bin 2		1	$+0.26$	$+0.45$
Bin 3			1	$+0.27$
Bin 4				1

Korrelation$_{CC^+}(y)$	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4
Bin 1	1	-0.23	$+0.02$	$+0.01$
Bin 2		1	-0.31	$+0.07$
Bin 3			1	-0.23
Bin 4				1

Tabelle A.4: *Korrelationsmatrizen $cor_{i,j}$ der entfalteten y–Verteilungen. Sie enthalten die statistischen und die systematischen Fehler einschließlich der 4% Unsicherheit aus der Kalibration der hadronischen Energieskala.*

Literaturverzeichnis

[Ali87] *A.Ali et al.,* Heavy Quark Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, Vol.**1** (1987) 395.

[Ali91] *A.Ali, D.Wyler,* Heavy Quarks, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hamburg, Vol.**2** (1991) 669.

[Alt77] *G. Altarelli, G. Parisi,* Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl.Phys. **B126** (1977) 298.

[Bar91] *S.Baranov, O.Dünger, J.A.M.Vermaseren,* LPAIR, A Generator for Lepton Pair Production, Proceedings of the Workshop, "Physics at HERA", Hamburg, Vol.**3** (1991) 1478.

[Bau87] *U.Baur, J.J. van der Bij,* Charged Current Production of Top Quarks at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, Vol.**1** (1987) 495.

[Bau89] *U.Baur, D.Zeppenfeld,* Measuring the $WW\gamma$–Vertex in Single W Production at ep Colliders, Nucl.Phys. **B325** (1989) 253–274.

[Bau92] *U.Baur, J.A.M.Vermaseren, D.Zeppenfeld,* Electroweak Vector Boson Production in High–Energy ep Collisions, Nucl.Phys. **B375** (1992) 3–44.

[BEK91] *S.Bentvelson, J.Engelen, P.Kooijman,* Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hamburg, Vol.**2** (1991) 23.

[Ben95] *D.Benjamin,* $W\gamma$ and $Z^0\gamma$ Production at the TEVATRON, 10th Topical Workshop on Proton–Antiproton Collider Physics, Batavia, IL 9–13 May (1995).

[Bjo69] *J.D. Bjorken,* Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys.Rev. **179** (1969) 1547–53.

[Bri91] *V.Brisson et al.,* The Measurement of Electroweak Parameters at HERA, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hamburg, Vol.**2** (1991) 947.

[Bün95] *L.Büngener,* Vergleich der Wirkungsquerschnitte geladener Ströme in tiefunelastischer Elektron–Proton und Positron–Proton–Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, Fachbereich für Physik, (1996).

[Cal69] *C.G.Callan, D.J.Gross,* High–Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current, Phys.Rev.Lett. **22** (1969) 156.

[Car95] *T.Carli, T.Jansen, C.Kiesling, J.H.Köhne, H.Rick, K.Rüter,* Performance of the H1 LAr–Trigger in 1994, Internal H1–Note, H1–07/95–445 (1995).

[CCF93] *CCFR Collaboration (C. Arroyo et al.),* A Precise Measurement of the Weak Mixing Angle in Neutrino Nucleon Scattering, Phys.Rev.Lett. **72** (1994) 3452–3455.
CDHS Collaboration (A. Blondel et al.), Electroweak Parameters from a High Statistics Neutrino Nucleon Scattering Experiment, Z.Phys.**C45** (1990) 361–379.
CHARM Collaboration (J.V. Allaby et al.), A Precise Determination of the Electroweak Mixing Angle from Semileptonic Neutrino Scattering, Z.Phys.**C36** (1987) 611.

[CDF95a] *CDF Collaboration (F. Abe et al.),* Measurement of the W Boson Mass, Phys.Rev.Lett.**75** (1995) 11–16, Phys.Rev.**D52** (1995) 4784–4827.

[CDF95b] *CDF Collaboration (F. Abe et al.),* Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions, Phys.Rev.Lett.**74** (1995) 2626–2631.

[D095] *D0 Collaboration (S. Abachi et al.),* Observation of the Top Quark, Phys.Rev.Lett.**74** (1995) 2632–2637.

[Die95] H.T.Diehl (Fermilab), Search for Anomalous Couplings in WW and WZ Measurements at the Tevatron (D0 and CDF results), 10th Topical Workshop on Proton–Antiproton Collider Physics, Batavia, IL: 9–13 May (1995).

[DJA91] *G.A. Schuler and H. Spiesberger,* DJANGO: Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, Hamburg, Vol.**3** (1991) 1419.

[DJA94] *K.Charchula, G.A.Schuler, H.Spiesberger,* Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton–Proton Scattering: The Monte Carlo Generator DJANGO6, Comp.Phys.Comm.**81** (1994) 381–402.

[Dül95] D.Düllmann, Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion isolierter hochenergetischer Photonen in der Elektron–Proton–Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FH1T–95–01 (1995).

[Els95] *E.Elsen, J.Meyer, A.Schöning,* Observation of an Event $e^+p \to e^-X$ at HERA, Internal H1–Note, H1–04/95–440 (1995).

[Els96] *E.Elsen, H.Spiesberger,* persönliche Mitteilung, wird veröffentlicht in Proceedings of the Workshop "Future physics at HERA" (1996).

[Fli96] *M.Flieser,* Dissertation, Technische Universität München, Fakultät für Physik, (1996).

[GEA78] *R.Brun, R.Hagelberg, M.Hansroul, J.C.Lassalle,* GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments, User guide and reference manual, CERN–DD/78/2 Rev., Jul (1978) 76pp.

[Gel94] A.Gellrich, Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron–Proton–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FH1T–94–02 (1994).

[Gla61] *S.L.Glashow,* Nucl.Phys.Rev.Lett.**19** (1961) 579.
A.Salam, in: *Elementary Particle Theory,* ed. N.Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm) (1968),
S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264.

[Gro73] *D.J. Gross, F. Wilczek,* Asymptotically Free Gauge Theories I, Phys.Rev. **D8** (1973) 3633–3652.
D.J. Gross, F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories II, Phys.Rev.**D9** (1974) 980.

[H1C93] *H1 Collaboration, (I. Abt et al.),* The H1 Detector at HERA, DESY–93–103 (1993), Überarbeitete Version: DESY H1–96–01 (1996), submitted to Nucl.Instr.Meth.

[H1C94a] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, Phys.Lett. **B324** (1994) 241.

[H1C94b] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA, Phys.Lett. **B328** (1994) 176.

[H1C94c] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* Obsevation of an $e^+p \to \mu^+X$ Event with High Transverse Momenta at HERA, DESY–94–248 (1994).

[H1C95a] *H1 Collaboration, (S. Aid et al.),* Measurement of the e^+ and e^- Induced Charged Current Cross Sections at HERA, Z.Phys. **C67** (1995) 565.

[H1C95b] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* A Search for Heavy Leptons at HERA, Phys.Lett.**B340** (1994) 205–216.

[H1C95c] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* Leptoquarks and Compositeness Scales from a Contact Interaction Analysis of Deep Inelastic $e^{\pm}p$ Scattering at HERA, Phys.Lett.**B353** (1995) 578–588.

[H1C95d] *H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.),* Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA, Z.Phys. **C66** (1995) 529.

[H1C95e] *H1 Collaboration, (T. Aid et al.),* Measurement of the Total Photon–Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV cms energy, Z.Phys. **C69** (1995) 27–38.

[H1C96a] *H1 Collaboration, (S. Aid et al.),* Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Sections in $e^{\pm}p$ Scattering at HERA, DESY–96–046, submitted to Phys.Lett.**B** (1996).

[H1C96b] *H1 Collaboration, (S. Aid et al.),* A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F_2 at HERA, DESY–96–039 (1996).
H1 Collaboration, (T. Ahmed et al.), A Measurement of the Proton Structure Function F_2 (x, Q^2), Nucl.Phys. **B439** (1995) 471–502.

[H1C96c] *H1 Collaboration, (T. Aid et al.),* Jets and Energy Flow in Photon–Proton Collisions at HERA, Z.Phys. **C70** (1996) 17–30.

[H1C96d] *H1 Collaboration, (T. Aid et al.),* Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons in Electron–Proton Collisions at HERA, DESY–96–55, submitted to Nucl.Phys. (1996).

[H1K93] *H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.),* Nucl.Instr.Meth. **A336** (1993) 460.

[Hag87] *K.Hagiwara, R.D.Peccei, D.Zeppenfeld, K.Hikasa,* Probing the Weak Boson Sector in $e^+e^- \to W^+W^-$, Nucl.Phys.**B282** (1987) 253–307.

[Hap94] *M.Hapke,* Messung des Wirkungsquerschnitts geladener Ströme in tiefinelastischer Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FH1K–94–05 (1994).

[Hel92] *T. Helbig, H. Spiesberger,* Testing Anomalous $WW\gamma$ Couplings in Radiative Charged Current ep Scattering, Nucl.Phys.**B373** (1992) 73–94.

[HER92] *A.Kwiatkowski, H.Spiesberger, H.-J.Möhring,* HERACLES, Comp.Phys.Comm. **69** (1992) 155.

[Hig66] *P.W.Higgs,* Phys.Rev.**145** (1966) 1156.
T.W.B.Kibble, Phys.Rev.**155** (1967) 1554.

[Ing87] G.Ingelman et al., Deep Inelastic Physics and Simulation, Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, Vol.**1** (1987) 3.

[Ing92] G.Ingelman, LEPTO Version 5.2 (unveröffentlicht).
LEPTO Version 6.1: The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hamburg, Vol.**3** (1992) 1366–1394.

[Jac79] *F.Jacquet and A.Blondel,* Proceedings of the Workshop "Study for an ep Facility in Europe" (1979) 391.

[Kan96] *M.Kander,* persönliche Mitteilung (1996).

[Ker95] *S.Kermiche, J.Marks,* LAr Electromagnetic Energy Scale Studies using NC DIS(1+1) Jet and QED Compton Events for the e^+p 1994 H1 Data, Internal H1–Note, H1–12/95–466 (1995).

[Kle94] *C.Kleinwort,* persönliche Mitteilung (1994).

[Kri90] *J.Kripfganz, H.J.Möhring, H.Spiesberger,* Higher Order Leading Logarithmic QED Corrections to Deep Inelastic *ep* Scattering at Very High Energies, Z.Phys.**C49** (1991) 501–510.

[Krü94] *U.Krüger,* Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, Fachbereich für Physik, (1994).

[L3C93] *L3 Collaboration (O.Adriani et al.),* Determination of the Effective Electroweak Mixing Angle from Z^0 Decay, Phys.Lett. **B309** (1993) 451–462.

[LEP93] *Working Group on LEP Energy (L.Arnaudon et al.),* Measurement of the Mass of the Z^0 Moson and the Energy Calibration of LEP, Phys.Lett. **B307** (1993) 187–193.

[LEP94] *ALEPH Coll., DELPHI Coll., L3 Coll., OPAL Coll. and LEP Electroweak Working Group,* Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model, 27th International Conference on High–Energy Physics – ICHEP 94, Glasgow, Scotland, UK, 20 – 27 Jul 1994, CERN–PPE–94–187, Nov (1994) 36pp.

[Lön92] *L.Lönnblad,* ARIADNE Version 4: A Program for Simulation of QCD Cascades Implementing the Color Dipole Model, Comp.Phys.Comm. **B71** (1992).

[Mer94] *T.R.Merz,* Messung der Proton–Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1–Detektor, Dissertation, Universität Hamburg, Fachbereich für Physik, (1994).

[MRS94] *A.D.Martin, W.J.Stirling and R.G.Roberts,* RAL preprint 94–055 (1994).

[PDG94] *Particle Data Group,* Review of Particle Properties, Phys.Rev.**D50** (1994).

[Pol73] *H.D. Politzer,* Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? Phys.Rev. Lett.**30** (1973) 1346–1349.
H.D. Politzer, Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions, Phys.Rept.**14C** (1974) 129.

[Rob90] *R.G. Roberts,* The Structure of the Proton, Cambridge University Press (1990).

[Sjö92] *H.-U.Bengtsson, T.Sjöstrand,* The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes: PYTHIA, Version 4.8, Comp.Phys.Comm.**46** (1987) 43, verwendet wurde die Programmversion PYTHIA 5.6

[Rie94] *S.Riess,* persönliche Mitteilung (1994).

[Rüt94] *K.Rüter,* persönliche Mitteilung (1994).

[Sch93] *A.Schöning,* Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron–Proton–Streuung bei H1, Diplomarbeit, Hamburg (1993, unveröffentlicht).

[Sch94] *A.Schöning,* ASCOSM: Cosmic Finder auf Basis topologischer Energieverteilungen, Programmdokumentation, (1994, unveröffentlicht).

[Sik93] *S.Schiek,* Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1–Myon–System und den inneren Spurkammern, Diplomarbeit, Hamburg (1993, unveröffentlicht).

[Sjö87] *T.Sjöstrand, M.Bengtsson,* The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics: JETSET version 6.3: an update, Comp.Phys.Comm.**43** (1987) 367.
T.Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- physics: JETSET Version 6.2, Comp.Phys.Comm.**39** (1986) 347–407.

[SLD94] *SLD Collaboration (K. Abe et al.),* Precise Measurement of the Left–Right Cross Section Asymmetry in Z Boson Production by e^+e^- Collisions, Phys.Rev.Lett.**73** (1994) 25–29.

[Spi91a] *H. Spiesberger et al.,* Radiative Corrections at HERA, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Vol.**2** (1991) 798–839.

[Spi91b] *H. Spiesberger,* Radiative Corrections to Charged Current Deep Inelastic Scattering at HERA, Nucl.Phys.**B349** (1991) 109–131.

[Spi93] *H. Spiesberger,* Precision Electroweak Tests at HERA, BI–TP–93–03 (1993).

[Spi95] *H. Spiesberger,* QED Radiative Corrections for Parton Distributions, Phys.Rev.**D52** (1995) 4936–4940.

[Wei34] *C.F. von Weizsäcker,* Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen, Z.Phys **88** (1934) 612.
E.J. Williams, Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulae, Phys.Rev. **45** (1934) 729.

[Yan95] *S.Yang,* Search for Lepton Flavour Violations at HERA ep Collisions of $\sqrt{s} =$ 300 GeV with the ZEUS Detektor, Dissertation, Columbia University, New York (1995).

[Zec95] *G.Zech,* Comparing Statistical Data to Monte Carlo Simulation: Parameter Fitting and Unfolding, DESY–95–113 (1995).

[ZEU94a] *ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.),* A Search for Excited Fermions in Electron–Proton Collisions at HERA, Z.Phys. **C65** (1995) 627–648.

[ZEU94b] *ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.),* Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross Sections at 180–GeV cms Energy, Z.Phys.**C63** (1994) 391–408.

[ZEU95a] *ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.),* Measurement of Charged and Neutral Current e^-p Deep Inelastic Scattering Cross Sections at High Q^2, Phys.Rev.Lett.**75** (1995) 1006–1011.

[ZEU95b] *ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.),* Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low x and Low Q^2 at HERA, DESY–95–193 (1995).
ZEUS Collaboration (M.Derrick et al.), Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data, Z.Phys.**C65** (1995) 379–398.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich in meiner Doktorandenzeit unterstützt haben und es mir ermöglichten, diese Arbeit in einer angenehmen Atmosphäre herzustellen.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. B. Naroska für ihre hervorragende Betreuung, die mir viele Gestaltungsmöglichkeiten erlaubte. Durch zahlreiche Diskussionen, die mir wertvolle Denkanstöße gaben, wurde meine Arbeit in die richtigen Bahnen gelenkt.

Für die Erstellung des Zweitgutachtens möchte ich mich bei Prof. Dr. R. Eichler bedanken.

Allen Mitgliedern der „elektroschwachen Gruppe“ sei für die gute Zusammenarbeit und die vielen Anregungen gedankt.

Das gute Arbeitsklima innerhalb der „Myongruppe“ hat dank der Grillparties, der „Fixed Target Studien“ und der verkorkten Türen für einen angenehmen Ausgleich gesorgt.

Für die vielen wertvollen Gespräche und Hinweise zu meiner Arbeit möchte ich mich bei Dr. Hubert Spiesberger bedanken.

Benno danke ich für die zahlreichen Disskussionen über alle Themen der Physik und insbesondere für die Mitwirkung am „Top–Quark Geschäft“.

Ein großes Dankeschön auch an die fleißigen Korrekturleser meiner Arbeit, die viel zu tun hatten und durch zahlreiche Kommentare zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben: Dr. Rolf Beyer, Dr. Eckhard Elsen, Arnd Meyer, Dr. Joachim Meyer, Tim Wilksen.

Mein besonders herzlicher Dank gilt Carola, weil sie mich vor allem in der hektischen Phase meiner Arbeit nicht nur fachlich und „grammatisch“ unterstützte, sondern mir in schwierigen Situationen auch half, die Hochs und besonders die Tiefs zu überstehen.