Vergleich der Wirkungsquerschnitte geladener Ströme in tiefunelastischer Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Lars Büngener
aus Hamburg

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. Schmidt-Parzefall
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. G. Heinzelmann
Datum der Disputation:	15.04.1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

Es wurden Wirkungsquerschnitte der Reaktionen geladenen Stroms bei tiefunelastischer Elektron-Proton- sowie Positron-Proton-Streuung, $e^- - p \to \nu_e X$ und $e^+ - p \to \bar{\nu}_e X$, experimentell bestimmt. Die Analyse stützte sich auf Daten, die im Jahre 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Es ergab sich

$$\begin{aligned}\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\ GeV) &= 46.6 \pm 13.5 \pm 3.5pb,\\ \sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^\nu > 25\ GeV) &= 21.9 \pm 3.4 \pm 2.0pb.\end{aligned}$$

Zudem wurden unter Verwendung differentieller Wirkungsquerschnitte Grenzen für die Masse des ausgetauschten Bosons ermittelt:

$$M_{Prop} = 88\ ^{+13}_{-12}\ ^{+9}_{-10}\ GeV.$$

Abstract

Cross sections are determined of the charged current reactions in deep inelastic electron proton and positron proton scattering, $e^- - p \to \nu_e X$ respectively $e^+ - p \to \bar{\nu}_e X$. The analysis is based on data taken with the H1 detector in the year 1994. The results are

$$\begin{aligned}\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\ GeV) &= 46.6 \pm 13.5 \pm 3.5pb,\\ \sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^\nu > 25\ GeV) &= 21.9 \pm 3.4 \pm 2.0pb.\end{aligned}$$

Using differential cross sections, bounds are given on the mass of the propagating boson:

$$M_{Prop} = 88\ ^{+13}_{-12}\ ^{+9}_{-10}\ GeV.$$

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [1, 2, 3, 4] ist in der Lage, alle bisher beobachteten elektroschwachen Phänomene zu beschreiben. Die Vorhersagen erstrecken sich über einen kinematischen Bereich des Impulsübertrags von einigen Elektronenvolt in der Atomphysik bis zu einigen Hundert Milliarden Elektronenvolt bei modernen Beschleunigern.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einer Überprüfung des Standardmodells bei hohen Impulsüberträgen. Unter Verwendung von Daten, die im Rahmen des H1-Experiments am Speicherring HERA aufgezeichnet wurden, wurde der Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $e^-p \rightarrow \nu_e\ X$ und $e^+p \rightarrow \bar{\nu_e}\ X$, die aufgrund der Ladung des ausgetauschten W-Bosons auch als Reaktionen geladenen Stroms bezeichnet werden, mit verbesserter Genauigkeit bestimmt. Weiterhin wurde das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+p \rightarrow \bar{\nu_e}\ X$ zu dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+p \rightarrow e^+\ X$ bestimmt, das heißt der Reaktion geladenen Stroms zu der entsprechenden Reaktion mit Austausch eines neutralen Z-Bosons oder eines γ-Quants, die als Reaktion neutralen Stroms bezeichnet wird. In den Resultaten zeigt sich signifikant der Einfluß der endlichen Masse des ausgetauschten W-Bosons. Es ergibt sich eine Annäherung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen des geladenen Stroms an diejenigen des neutralen Stroms bei Impulsüberträgen, die vergleichbar oder größer sind als die Massen der Austauschteilchen W und Z.

Das H1-Experiment ist bei DESY in Hamburg beheimatet. Der Ringbeschleuniger HERA wurde im Jahre 1994 zunächst mit Elektronen und Protonen, später mit Positronen und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 301 GeV betrieben. Die hier beschriebene Analyse beruht auf den Daten des Jahres 1994.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach einer kurzen theoretischen Abhandlung über das Standardmodell wird der experimentelle Aufbau dargestellt. Dann wird die Analyse der Daten beschrieben. Zuletzt werden die Ergebnisse vorgestellt und mit anderen Experimenten verglichen.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

2.1 Teilchen und Wechselwirkungen

In der Hochenergiephysik werden die Eigenschaften der Grundbausteine und ihre Wechselwirkungen miteinander untersucht. Zur theoretischen Beschreibung wurde das Standardmodell entwickelt. Bisher existiert kein experimentelles Ergebnis, das im Widerspruch zu diesem Modell steht.

Die fundamentalen Teilchen zerfallen in zwei Klassen, die Fermionen oder Spin-1/2-Teilchen, und die Bosonen oder Spin-1-Teilchen. Unter den Fermionen unterscheidet man die Quarks und die Leptonen. Es gibt jeweils drei Generationen von Quarks und Leptonen. Die Fermionen einer Generation bestehen jeweils aus linkshändigen schwachen Isospindoubletts beziehungsweise rechtshändigen schwachen Isospinsinguletts. Zu jedem Teilchen existiert ein Antiteilchen. Im Gegensatz zu Leptonen kommen Quarks in der Natur nur in gebundenen Zuständen vor. Gebundene Zustände aus Quark und Antiquark bezeichnet man als Mesonen, solche dreier Quarks als Baryonen. Quarks wird ein zusätzlicher Freiheitsgrad, die Farbe, zugeordnet. Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht über die Fermionen.

Kräfte oder Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden von Bosonen übermittelt. Folgende Wechselwirkungen sind bekannt:

- Die Schwerkraft spielt in der Hochenergiephysik wegen ihrer relativ schwachen Kopplung keine Rolle. Austauschteilchen ist ein bisher hypothetisches Graviton.

- Die starke Wechselwirkung wirkt zwischen Quarks. Vermittelt wird die starke Wechselwirkung von Gluonen. Die theoretische Beschreibung liefert die Quantenchromodynamik.

- Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung gehen auf eine gemeinsame elektroschwache Wechselwirkung zurück. Austauschteilchen sind das Photon γ, das Z-Boson und das W-Boson. Diese Wechselwirkung wird im folgenden näher erläutert.

Generation	Lepton	Ladung	Masse	Quark	Ladung	Masse
1	ν_e	0	$< 7.0\ eV$	u	$+\frac{2}{3}$	$2 - 8\ MeV$
	e	-1	$0.511\ MeV$	d	$-\frac{1}{3}$	$5 - 15\ MeV$
2	ν_μ	0	$< 0.27\ MeV$	c	$+\frac{2}{3}$	$1.0 - 1.6\ GeV$
	μ	-1	$105.7\ MeV$	s	$-\frac{1}{3}$	$100 - 300\ MeV$
3	ν_τ	0	$< 31\ MeV$	t	$+\frac{2}{3}$	$\approx 174\ GeV$
	τ	-1	$1777\ MeV$	b	$-\frac{1}{3}$	$4.1 - 4.5\ GeV$

Tabelle 2.1: Tabelle der Fermionen [6]

.

2.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung basiert auf einer SU(2)-Symmetriegruppe des schwachen Isospins und einer U(1)-Gruppe der schwachen Hyperladung. Die fundamentalen Eichbosonen sind ein Triplet $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ für die SU(2)-Gruppe und ein Singlett B_μ für die U(1)-Gruppe. Die Lagrangedichte eines Fermions, das mit den Eichfeldern wechselwirkt , kann geschrieben werden als

$$L = g\mathbf{J}_\mu \cdot \mathbf{W}_\mu + g' J_\mu^Y B_\mu, \qquad (2.1)$$

wobei $\mathbf{J}_\mu$ den schwachen Isospin- und J_μ^Y den Hyperladungsstrom der Fermionen beschreiben. g und g' stellen Kopplungskonstanten dar.

Durch spontane Symmetriebrechung, den sogenannten Higgs-Mechanismus, entstehen aus den fundamentalen Eichbosonen durch Mischung die beobachtbaren Vektorbosonen $W^\pm$, Z^0 und das Photon γ. Die Bosonen W^+, W^- und Z^0 erhalten hierdurch Masse, das Photon bleibt masselos.

Diese Theorie, die ursprünglich für den Leptonsektor entwickelt worden war, erweiterten Glashow, Iliopoulos und Maiani auf den Quarksektor: Quarks erscheinen ebenfalls in linkshändigen schwachen Isospin-Doubletts und rechtshändigen Singuletts. Eigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung sind jedoch nicht die aus der starken Wechselwirkung bekannten Quarks, sondern Linearkombinationen davon, die durch die Kobayashi-Maskawa-Matrix [5] beschrieben werden. Die schwachen Isospindoubletts und Singuletts sehen damit wie folgt aus, wobei die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung hier mit einem Strich gekennzeichnet werden:

Leptonen: $\binom{e}{\nu_e}_L$, $\binom{\mu}{\nu_\mu}_L$, $\binom{\tau}{\nu_\tau}_L$, e_R, μ_R, τ_R, Quarks: $\binom{d'}{u}_L$, $\binom{s'}{c}_L$, $\binom{b'}{t}_L$, u_R, c_R, t_R, d'_R, s'_R, b'_R.

Üblicherweise führt man den elektroschwachen Mischungswinkel θ_w durch das Verhältnis der Kopplungskonstanten (Gleichung 2.1) ein:

$$\tan\theta_w = g'/g. \tag{2.2}$$

Die Lagrangedichte der Wechselwirkung zwischen Fermionstrom und den schweren Eichbosonen kann in einen schwachen geladenen, einen neutralen elektroschwachen und einen rein elektromagnetischen Anteil aufgespalten werden

$$\begin{aligned} L &= L^{CC} + L^{NC} + L^{em}, && (2.3)\\ L^{CC} &= \frac{g}{\sqrt{2}}\left(J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-\right), && (2.4)\\ L^{NC} &= \frac{g}{\cos\theta_w}\left(J_\mu^{(3)} - \sin^2\theta_w J_\mu^{em}\right) Z^\mu, && (2.5)\\ L^{em} &= g\sin\theta_w J_\mu^{em} A^\mu. && (2.6) \end{aligned}$$

Durch Vergleich mit der Lagangedichte der Quantenelektrodynamik ergibt sich für die elektromagnetische Kopplungskonstante e

$$e = g\sin\theta_w. \tag{2.7}$$

Eine Besonderheit der geladenen Ströme ist die Kopplung nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen gemäß der V-A-Theorie, die zu einer maximalen Verletzung der Parität führt. Neutrale Ströme besitzen einen paritätsverletzenden Anteil.

Weiterhin gibt es Beziehungen zwischen der Fermi-Konstante G_μ und den Massen der Verktorbosonen M_W und M_Z

$$\begin{aligned} M_W &= \left(\frac{e^2\sqrt{2}}{8G_\mu \sin^2\theta_w}\right)^{1/2} && (2.8)\\ M_Z &= \left(\frac{M_W^2}{\rho\cos^2\theta_w}\right)^{1/2} && (2.9)\\ & && (2.10) \end{aligned}$$

Im einfachsten Modell ist der Parameter ρ, der das Verhältnis der Kopplungsstärken von neutralen und geladenen Strömen bestimmt, gleich eins. In diesem Fall reichen außer den Fermionmassen und der Kobayashi-Maskawa-Matrix drei weitere unabhängige Parameter aus, um die elektroschwache Wechselwirkung zu beschreiben. Nach der experimentellen Bestimmung von drei solchen Parametern können weitere Experimente dazu dienen, die Gültigkeit des Standardmodells zu testen. Beispielsweise können die experimentell gut gemessenen Größen α, G_μ und M_Z als Eingangsparameter dienen oder α, G_μ und $\sin\theta_w{}^2$, wobei $\sin\theta_w{}^2$ in Neutrino-Nukleon-Streuexperimenten bestimmt wurde.

2.3 Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Abhängigkeit der schwachen Wechselwirkung vom Impulsübertrag von besonderem Interesse. In den sechziger und siebziger Jahren wurde gemessen, daß bei der Streuung von Neutrinos an einem festen Nukleonen-Target der Wirkungsquerschnitt der Reaktion geladenen Stroms linear mit der Energie des einlaufenden Neutrinos anstieg. Dieses Verhalten erklärt sich durch die größere Anzahl Zustände, die das Lepton mit zunehmender Energie im Phasenraum des Endzustands einnehmen kann. Für die Stärke der Wechselwirkung folgt damit, daß sie unabhängig vom Impulsübertrag ist. Dies entsprach der Erwartung für die Theorie einer Punktwechselwirkung, die Fermi schon in den dreißiger Jahren entwickelt hatte. Weil der Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien nicht über alle Grenzen wachsen kann, muß in diesem Bereich eine Dämpfung stattfinden. Ein schweres Austauschteilchen erzeugt diesen Effekt: Bei Impulsüberträgen, die groß sind verglichen mit der Masse des Austauschteilchens, wird durch den Einfluß des Propagators $M_W^2/(Q^2 + M_W^2)$ der Wirkungsquerschnitt abgeschwächt. Q^2 bedeutet hier das Quadrat des Impulsübertrags. Das physikalisch widersprüchliche Modell einer Wechselwirkung, deren Potential im Ortsraum einer Deltafunktion entspricht, wurde durch ein Potential ersetzt, das eine endliche Ausdehnung hat. Das W wurde daher als Austauschteilchen postuliert und im Jahre 1983 am CERN gefunden [8]. Die Dämpfung des Streuwirkungsquerschnitts durch den Einfluß des W-Propagators konnte erst in jüngster Zeit bei HERA experimentell nachgewiesen werden, siehe Abbildung 2.1 [10]. Mit Hilfe des Propagatorterms ist es bei HERA möglich, eine experimentelle Bestimmung der Masse des ausgetauschten W-Bosons vorzunehmen, die komplementär zu den Messungen der W-Masse aus der direkten Erzeugung ist.

Die unterschiedliche Stärke der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung, die bei kleinen Impulsüberträgen viele Größenordnungen beträgt, ist im Wesentlichen durch die große Masse des W-Bosons bedingt. Für hohe Energien, wie sie bei HERA erreicht werden, sagt das Standardmodell eine Annäherung voraus. Der Propagatorterm der schwachen Wechselwirkung geht für $Q^2 \to \infty$ in den der elektromagnetischen Wechselwirkung, $1/Q^4$ über.

2.4 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung

2.4.1 Die Kinematik tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse

Bei der Kollision von Elektron und Proton können in niedrigster Ordnung die in Abbildung 2.2 dargestellten Prozesse des neutralen Stroms (neutral current, NC) und des geladenen Stroms (charged current, CC) stattfinden. Aus den Vierervektoren der ein- und auslaufenden Teilchen definiert man üblicherweise die folgenden kinematischen Variablen [8]:

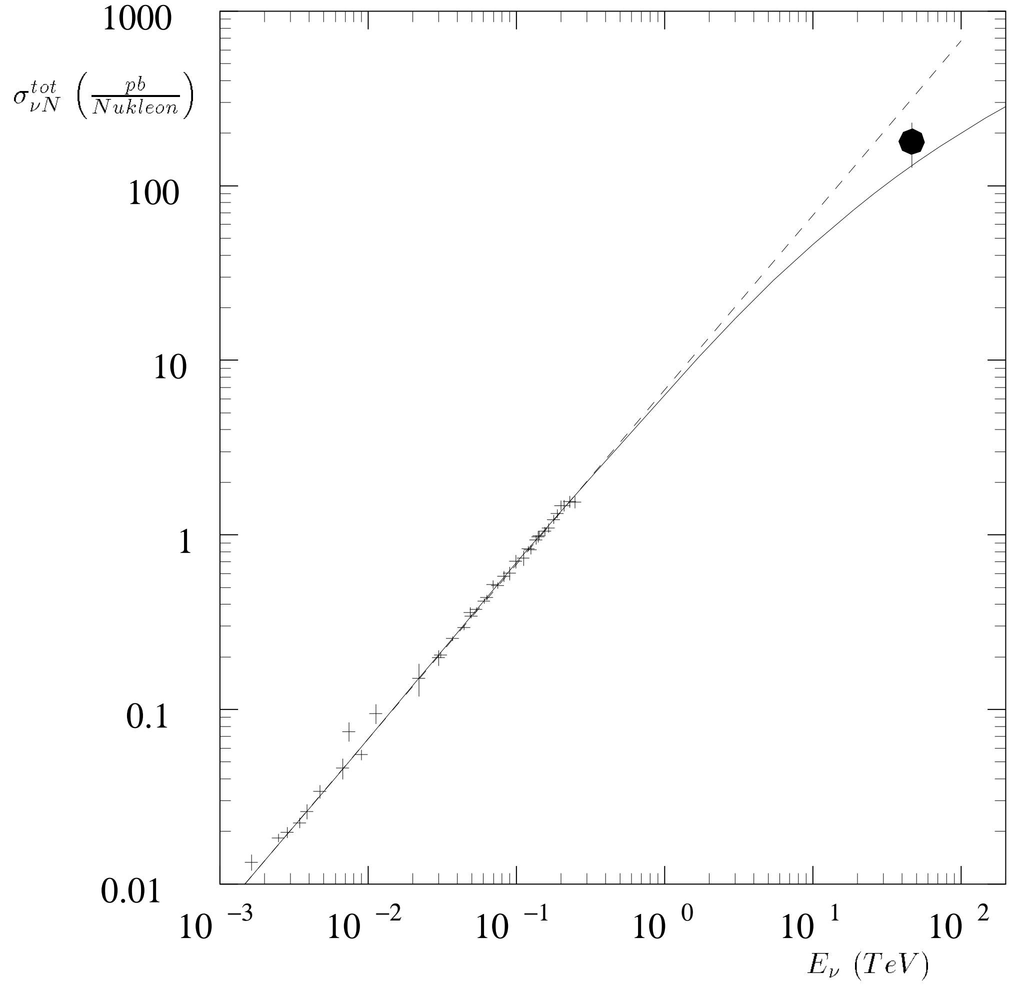


Abbildung 2.1: *Die Energieabhängigkeit des $\nu - N$-Wirkungsquerschnittes. Die Kreuze stellen die Resultate der Neutrinoexperimente dar. Der Kreis deutet das Ergebnis der ersten Messung des Wirkungsquerschnittes geladenen Stroms bei $e^- - p$ - Streuung am HERA - Ringbeschleuniger an, der für diesen Vergleich in einen $\nu - N$-Wirkungsquerschnitt umgerechnet wurde [10]. Die durchgezogene Linie stellt die Vorhersage unter dem Einfluß des Propagatorterms dar, die gestrichelte Linie eine lineare Extrapolation der Neutrinoexperimente.*

$$\nu = \frac{qP}{M_P} \tag{2.11}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 \tag{2.12}$$

$$x = \frac{Q^2}{2M_P\nu} \tag{2.13}$$

$$y = \frac{qP}{kP} \tag{2.14}$$

$$s = (k+P)^2 \tag{2.15}$$

Q^2 bezeichnet das Quadrat des Impulsübertrags, x den Impulsanteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons, y den Energieübertrag des Elektrons auf das hadronische System und s die Schwerpunktsenergie des Systems aus Elektron und Proton.

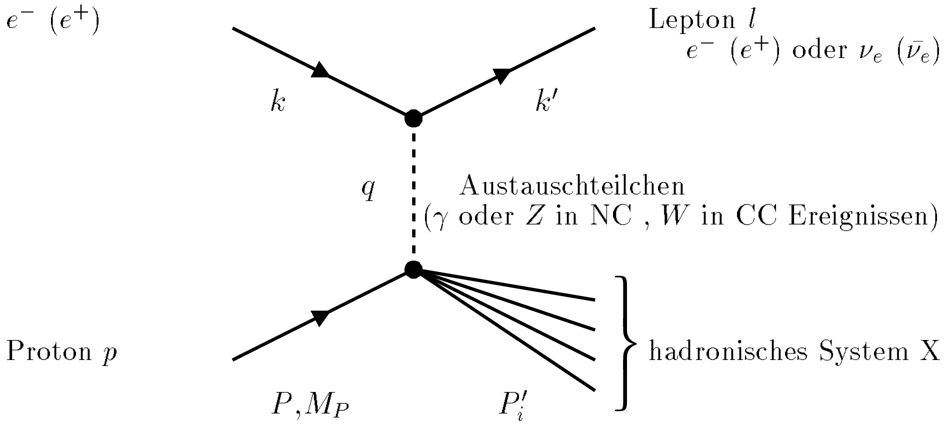


Abbildung 2.2: *Grundlegender Graph der ep - Streuung. k und k' stellen den Viererimpuls des ein- beziehungsweise auslaufenden Leptons dar, q ist der Impulsübertrag, P und M_P stellen Impuls und Masse des einlaufenden Protons dar und P_i' die Impulse der Teilchen des hadronischen Endzustands.*

Nur zwei von diesen Variablen sind voneinander unabhängig, wenn die Schwerpunktsenergie s fixiert ist. Zur Rekonstruktion dieser Variablen aus vom Detektor gemessenen Größen stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Hier sollen drei erwähnt werden. Zusätzlich wird hier eine weitere wichtige Größe, der Impuls des Elektrons beziehungsweise des hadronischen Endzustands transversal zur Strahlachse, definiert:

- **Die Elektronmethode.** Verwendet werden der Polarwinkel und die Energie des gestreuten Elektrons:

$$y_e = 1 - \frac{E_e'}{2E_e}(1-\cos\theta_e) \tag{2.16}$$

$$Q_e^2 = 2E_eE'_e(1+\cos\theta_e) \tag{2.17}$$

$$x_e = \frac{Q^2}{2P(2E_e - E'_e(1-\cos\theta_e))} \tag{2.18}$$

$$P_{t,e} = E_e\sin\theta_e \tag{2.19}$$

E_e, E'_e bedeuten Energie des Leptons vor und nach dem Streuprozeß, θ_e ist der Polarwinkel des getreuten Leptons.

- **Die Berechnung nach Jacquet und Blondel.** Hier wird ausschließlich der hadronische Endzustand verwendet:

$$y_{jb} = \frac{\sum_i(E_i - p_{zi})}{2E_e} \tag{2.20}$$

$$Q_{jb}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1-y_{jb}} \tag{2.21}$$

$$x_{jb} = \frac{Q_{jb}^2}{sy_{jb}} \tag{2.22}$$

$$V_{had} = \sqrt{\left(\sum_i p_{xi}\right)^2 + \left(\sum_i p_{yi}\right)^2}, \tag{2.23}$$

wobei die Summation über alle hadronischen Objekte läuft. Die z-Komponente liegt entlang der Richtung des einlaufenden Protons. Die Bezeichnung V_{had} wurde gewählt, da es sich um die *vektorielle* Summe der Transversalimpulse handelt. Der Teil des hadronischen Endzustandes, der unter kleinen Winkeln gesteut wird, bleibt im Strahlrohr und wird im Detektor nicht nachgewiesen. Die Methode von Jacquet und Blondel liefert nur dann ein richtiges Ergebnis, wenn der Transversalimpuls dieser Streuteilchen vernachlässigbar ist. Im Mittel weisen die so rekonstruierten kinematischen Variablen eine leichte Verschiebung gegenüber den wahren Größen auf.

- **Die Doppelwinkelmethode.** Verwendet werden der Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e und der Polarwinkel des hadronischen Systems $\theta_{had,da}$.

$$y_{da} = \frac{\sin\theta_e(1-\cos\theta_{had,da})}{\sin\theta_{had,da} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \theta_{had,da})} \tag{2.24}$$

$$Q_{da}^2 = \frac{4E_e^2\sin\theta_{had,da}(1+\cos\theta_e)}{\sin\theta_{had,da} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \theta_{had,da})} \tag{2.25}$$

$$x_{da} = \frac{\sin\theta_{had,da} + \sin\theta_e + \sin(\theta_e + \theta_{had,da})}{\sin\theta_{had,da} + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \theta_{had,da})} \tag{2.26}$$

$$P_{t,da} = \sqrt{Q_{da}^2 \cdot (1-y_{da})} \tag{2.27}$$

Der Winkel $\theta_{had,da}$ kann nach Jacquet-Blondel berechnet werden.

$$\cos\theta_{had,da} = \frac{Q_{jb}^2(1-y_{jb}) - 4E_e^2 y_{jb}^2}{Q_{jb}^2(1-y_{jb}) + 4E_e^2 y_{jb}^2} \tag{2.28}$$

Dieser Winkel $\theta_{had,da}$ entspricht im Quark-Parton-Modell dem Winkel des gestreuten Quarks.

Weiterhin wird die *skalare* Summe der Transversalimpulse der hadronischen Objekte S_{had} wie folgt definiert:

$$S_{had} = \sum_i \sqrt{p_{xi}^2 + p_{yi}^2} \tag{2.29}$$

In Ereignissen geladenen Stroms wird das auslaufende Neutrino im Detektor nicht nachgewiesen. Daher steht zur Rekonstruktion nur die Methode nach Jacquet und Blondel zur Verfügung, die allein hadronische Größen verwendet. Ereignisse neutralen Stroms sind hingegen vielfach überbestimmt. Diese Überbestimmung kann dazu verwendet werden, Teile des Detektors zu eichen oder beispielsweise die Abstrahlung eines Photons durch das Elektron vor der Kollision mit dem Proton (Strahlung im Anfangszustand) nachzuweisen. Bei der Elektronmethode und der Doppelwinkelmethode werden experimentell gut meßbare Größen verwendet. Speziell die Doppelwinkelmethode hat den Vorteil, nicht von der absoluten Eichung des Kalorimeters abzuhängen, weil Energiemessungen nur indirekt in die Gleichungen eingehen. Die Jacquet-Blondel-Methode hängt am wenigsten von Strahlungskorrekturen ab [12].

2.4.2 Wirkungsquerschnitte

Die theoretische Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgt im Quark-Parton-Modell. In die Berechnung gehen die von x und Q^2 abhängigen Quarkdichten des Protons u, c, d, s und b ein, die Polarisation und der Propagator des Austauschteilchens $(1+Q^2/M_W^2)^{-2}$ sowie die Fermikonstante G_μ. In differentieller Schreibweise lautet die Formel für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion geladenen Stroms bei Elektron-Proton-Streuung

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{CC}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = (1-\mathcal{P})\frac{G_\mu^2}{2\pi}\left(\frac{1}{(1+Q^2/M_W^2)^2}\right)\left[u+c+(1-y)^2(\bar{d}+\bar{s}+\bar{b})\right]. \tag{2.30}$$

,

wobei $\mathcal{P}$ die longitudinale Polarisation des Leptonstrahls bezeichnet. Die entsprechende Formel für Positron-Proton-Streuung lautet:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{CC}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = (1+\mathcal{P})\frac{G_\mu^2}{2\pi}\left(\frac{1}{(1+Q^2/M_W^2)^2}\right)\left[\bar{u}+\bar{c}+(1-y)^2(d+s+b)\right]. \tag{2.31}$$

Der $(1-y)^2$-Term hat folgende anschauliche Bedeutung: Weil das W-Boson nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppelt, hat das System, das aus e^-q beziehungsweise $e^+\bar{q}$ gebildet wird, den Drehimpuls 0, das System aus $e^-\bar{q}$ oder e^+q den Drehimpuls 1. Der Endzustand zerfällt im Schwerpunktsystem isotrop, wenn der Drehimpuls null ist. Der Endzustand mit Drehimpuls 1 bevorzugt kleine Streuwinkel des Leptons beziehungsweise (Anti)quarks, große Streuwinkel sind unterdrückt. Es ergibt sich für die Amplitude ein Faktor $(1+\cos\theta^{\nu}_{SPS})$ mit dem Streuwinkel des Neutrinos im Schwerpunktsystem θ^{ν}_{SPS}, gemessen relativ zur Flugrichtung des einlaufenden Leptons. Integriert über den gesamten Raumwinkelbereich, vermindert sich der Wirkungsquerschnitt auf ein Drittel.

Die Streuung an Valenzquarks ist durch diesen Effekt bei e^+p-Streuung gegenüber e^-p-Streuung deutlich unterdrückt. Hinzu kommt,daß nur ein d-Valenzquark zur Verfügung steht im Vergleich zu zwei u-Valenzquarks bei e^-p-Streuung. Der totale Wirkungsquerschnitt der e^-p-Streuung ist daher deutlich größer als der Wirkungsquerschnitt der e^+p-Streuung. Würde die Reaktion nur an Valenzquarks stattfinden, ergäbe sich ein Faktor sechs. Der Anteil der Seequarks verkleinert diesen Unterschied.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts von Ereignissen neutralen Stroms ist etwas komplizierter, weil hier zwei Austauschteilchen, das Photon und das Z^0, beteiligt sind, wobei Interferenzen auftreten. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für e^-p-Streuung sieht wie folgt aus [13, 24]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{\mathrm{NC(e^-_{L,R})}}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left((1+(1-y)^2)F_2^{L,R} + (1-(1-y)^2)xF_3^{L,R}\right) \tag{2.32}$$

wobei L und R für links- beziehungsweise rechtshändige Elektronen steht. In dieser Darstellung enthalten die Strukturfunktionen $F_2^{L,R}$ und $F_3^{L,R}$ die Quark- und Antiquarkverteilungen sowie die Kopplungskonstanten und Propagatoren bezüglich γ - und Z^0 - Austausch sowie die Mischung zwischen dem Photon- und dem Z^0-Austausch:

$$F_2^{L,R} = \sum_q x\left(f_q(x,Q^2) + f_{\bar{q}}(x,Q^2)\right)\left(|V_q^{L,R}(Q^2)|^2 + |A_q^{L,R}(Q^2)|^2\right), \tag{2.33}$$

$$F_3^{L,R} = \pm\sum_q x\left(f_q(x,Q^2) - f_{\bar{q}}(x,Q^2)\right)V_q^{L,R}(Q^2)A_q^{L,R}(Q^2), \tag{2.34}$$

wobei f_q und $f_{\bar{q}}$ die Quark- beziehungsweise Antiquarkdichte bedeuten. Die elektroschwachen Formfaktoren $V_q^{L,R}(Q^2)$ und $A_q^{L,R}(Q^2)$ hängen von den Ladungen (Q_f, $f = e$, q) und den Vektor- (v_e, v_q) und Axialvektorkopplungen (a_e, a_q) des Leptons und der Quarks an das Z-Boson ab:

$$V_q^{L,R}(Q^2) = Q_eQ_q + (v_e \pm a_e)v_q\frac{Q^2}{Q^2+m_Z^2}, \tag{2.35}$$

$$A_q^{L,R}(Q^2) = -(v_e \pm a_e)a_q\frac{Q^2}{Q^2+m_Z^2}. \tag{2.36}$$

Vektor- und Axialvektorkopplungen von Lepton und Quark können durch die elektrische Ladung, den schwachen Isospin (T_3) und den schwachen Mischungswinkel ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} v_f &= \frac{1}{\sin 2\theta_w}\left(T_3^f - 2Q_f \sin {\theta_w}^2\right), && (2.37)\\ a_f &= \frac{1}{\sin 2\theta_w} T_3^f. && (2.38) \end{aligned}$$

Um den Wirkungsquerschnitt von Ereignissen neutralen Stroms bei $e^+ - p$-Streuung zu erhalten, werden die Strukturfunktionen in obiger Gleichung wie folgt ersetzt:

$$\begin{aligned} F_2^{L,R} &\rightarrow F_2^{R,L}, && (2.39)\\ F_3^{L,R} &\rightarrow -F_3^{R,L}. && (2.40) \end{aligned}$$

Die Strukturfunktion F_2 entspricht aufgrund ihres elektroschwachen Anteils nicht exakt der Strukturfunktion, die beispielsweise in [34] gemessen wurde. Der Unterschied ist im Rahmen der jetzigen Statistik bei H1 jedoch nicht relevant.

2.4.3 Photoproduktion

Bei Photoproduktionsereignissen tauschen Elektron und Proton eine quasireelles Photon aus, der Viererimpulsübertrag Q^2 beträgt weniger als 2 GeV^2. Das Elektron wird unter kleinem Winkel gestreut und in der Regel nicht nachgewiesen, im Detektor ist dann nur der hadronische Endzustand sichtbar. Photoproduktion wird hier betrachtet, weil sie einen möglichen Untergrund in der betrachteten Datenmenge darstellt.

2.4.4 Klassifizierung der Photoproduktionsprozesse

Die Streuung eines quasireellen Photons am Proton kann auf drei verschiedene Arten erfolgen, die sich unter anderem durch den Transveralimpuls des hadronischen Endzustands unterscheiden. Prozesse mit einem Transversalimpuls des Subprozesses von weniger als 1.5 GeV werden im folgenden als „weiche“ Prozesse, die anderen als „harte“ Prozesse bezeichnet. Man unterscheidet folgende Prozesse:

- **weiche Prozesse** stellen den Hauptanteil der Photoproduktionsereignisse dar. Im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells (VDM) werden weiche Prozesse als eine Fluktuation des Photons in ein Vektormeson (beispielsweise ρ, ω, ϕ) beschrieben, das mit dem Proton wechselwirkt. Da das Photon sich vor der Wechselwirkung in Partonen auflöst, spricht man auch von „resolved“ (aufgelöster) Photoproduktion. Abbildung 2.3 zeigt ein Beispiel für einen weichen Prozeß.

- **Die anomale Komponente (harte Prozesse):** Als anomale Komponente der „resolved“ Photoproduktion bezeichnet man die Fälle, in denen das Photon in ein $q\bar{q}$-Paar fluktuiert und eins von den beiden Quarks mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt. Das $q\bar{q}$-Paar stellt hierbei keinen gebundenen Zustand dar. Im Detektor werden bei diesen Prozessen Jets mit hohem Transversalimpuls sowie der hadronische Rest des Photons beobachtet. In Abbildung 2.3 ist dieser Prozeß dargestellt.

- **Direkte Prozesse (harte Prozesse)** Es handelt sich hier um Prozesse, in denen das Photon direkt mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt. Da in diesem Fall die gesamte Photonenergie für den Wechselwirkungsprozeß zur Verfügung steht, sind ebenfalls Jets mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand zu erwarten. Ein Beispiel für einen direkten Prozeß ist die Boson-Gluon-Fusion, siehe Abbildung 2.3.

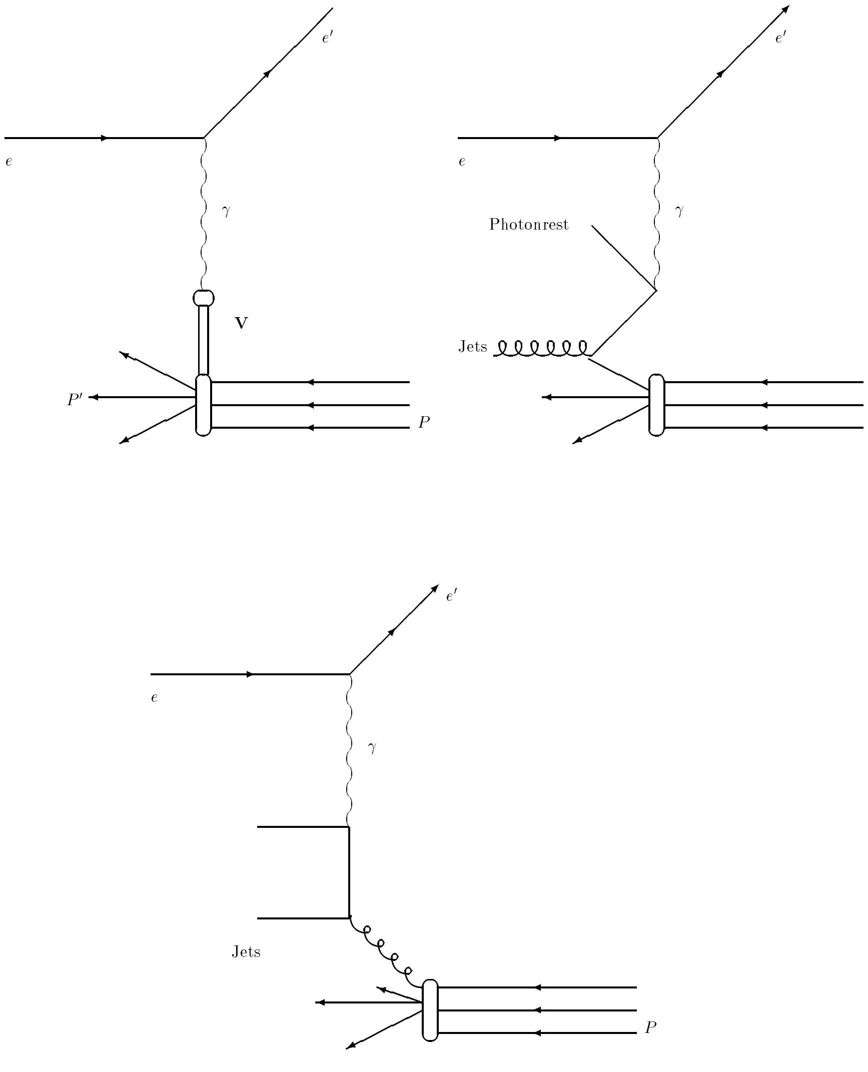


Abbildung 2.3: *Beispiele für Photoproduktionsprozesse. Oben links: nichtdiffraktive Streuung, ein Prozeß der weichen Photoproduktion, oben rechts: Prozeß der anomalen Komponente der Photoproduktion, unten: Boson-Gluon-Fusion, ein Prozeß der harten Photoproduktion*

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring HERA

Beim Speicherring HERA handelt es sich um einen Doppelringspeicher, der vom Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg seit 1992 betrieben wird. In HERA können Protonen und wahlweise Elektronen oder Positronen beschleunigt werden. Die Leptonen werden im Linearbeschleuniger LINAC II auf etwa 500 MeV vorbeschleunigt und im Speicherring PIA zwischengespeichert. In DESY II werden sie auf 7 GeV, in PETRA II auf 12 GeV beschleunigt. Dann werden sie in HERA eingespeist und auf die Endenergie von 27.5 GeV beschleunigt. Um Protonen zu gewinnen, werden negativ geladene Wasserstoffatome im LINAC III auf 50 MeV beschleunigt. Dann wird die Elektronenhülle abgestreift. Die Protonen werden im DESY III auf 7.5 GeV, in PETRA III auf 40 GeV und schließlich in HERA auf 820 GeV beschleunigt [14].

HERA ist für den Betrieb mit jeweils 220 Lepton- und Protonpaketen ausgelegt. Im Jahre 1994 wurden 153 Lepton- und Protonpakete für Kollisionen verwendet. Anfänglich wurde Elektronen beschleunigt. Im Laufe des Jahres wurde aus technischen Gründen auf Positronen umgestellt: Positive Ionen aus dem Restgas, das sich im Ring befindet, werden vom Elektronenstrahl angezogen, von Positronen dagegen abgestoßen. Die Lebensdauer des Positronstrahls ist damit deutlich größer als diejenige des Elektronstrahls.

Der zeitliche Abstand zwischen zwei Paketen beträgt 96 $nsec$. Dieser zeitliche Abstand wird im folgenden als eine Zeitscheibe bezeichnet. Die Pakete können zur Zeit in zwei Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden. Dort sind die Experimente H1 und ZEUS aufgebaut. Außerdem wird im HERA-B-Experiment die CP-Verletzung von Mesonen, die ein Bottom-Quark enthalten, untersucht. Dieses Experiment befindet sich in einem Teststadium. Das HERMES-Experiment dient der Untersuchung der Spinstruktur von Nukleonen.

Abbildung 3.1: *Der ep Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger*

3.2 Der H1-Detektor

Aufgrund der Kinematik der Elektron-Proton-Streuung bei HERA-Energien werden die hadronischen Reaktionsprodukte bezüglich der Protonflugrichtung in den Vorwärts- oder Zentralbereich gestreut, das Elektron in der Regel in den Zentral- oder Rückwärtsbereich. Entsprechend wurde der H1-Detektor (Abbildung 3.2) asymmetrisch aufgebaut [30]. Das Strahlrohr (1) wird von einem zentralen und Vorwärtsspurkammersystem (2,3) umschlossen. Dieses umgibt das elektromagnetische und hadronische Flüssig-Argon-Kalorimeter (4,5). In Rückwärtsrichtung befindet sich ein elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC,12) und in extremer Vorwärtsrichtung ein hadronisches Kalorimeter (13). Hinter dem BEMC wurde ein Flugzeitmeßsystem installiert, bestehend aus zwei Szintillatorwänden. Im Abstand von 6.5 m und 8.1 m hinter dem Wechselwirkungspunkt befindet sich zwei doppelte Szintillatorwände, die Vetowand. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird von einer supraleitenden Spule (6) umschlossen, die ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt. Ein Eisenjoch (10) führt den magnetischen Fluß zurück. Das Eisenjoch ist mit Streamerkammern ausgerüstet. Die Streamerkammern können analog ausgelesen werden, um hadronische Energie zu messen, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wird. Dies wird als Tailcatcher-Kalorimeter bezeichnet. Eine digitale Auslese ermöglicht die Spurrekonstruktion von Myonen. Ebenfalls dem Myonnachweis dienen Driftkammern im Vorwärtsbereich (9). In einer Entfernung von 33.4 m und 102.9 m hinter dem Wechselwirkungspunkt sind Elektron- und Photondetektoren aufgestellt, die Elektronen und Photonen unter sehr kleinen Winkeln nachweisen und die der Bestimmung der Luminosität dienen, wobei der Bremsstrahlungsprozeß $ep \rightarrow ep\gamma$ ausgenutzt wird. Dicht am Strahlrohr befinden sich bei 81 m und 90 m vor dem Wechselwirkungspunkt Spektrometer

(FPS), die dem Nachweis von in extremer Vorwärtsrichtung gestreuten Reaktionsteilchen dienen. Detektorteile, die für die Analyse wichtig sind, werden im Folgenden näher beschrieben.

3.3 Das Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter bei H1 deckt einen Bereich des Polarwinkels von 4^0 bis 155^0 ab. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei als Absorbermaterial und einem hadronischen Teil, dessen Absobermaterial aus Edelstahl besteht. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils beträgt 20-30 Strahlungslängen, die Tiefe von elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter zusammen 4.5-8 hadronische Wechselwirkungslängen. Das Kalorimeter erreicht eine Energieauflösung von $\sigma(E_e)/E_e \approx 12\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$ für Elektronen und für geladene Pionen $\sigma(E_\pi)/E_\pi \approx 50\%/\sqrt{E_\pi} \bigoplus 2\%$. Die elektromagnetische Energieskala ist auf 3% genau bekannt, die hadronische auf 5% [31].

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter. Das bedeutet, daß ein hadronischer Schauer ein schwächeres Signal im Kalorimeter erzeugt als ein elektromagnetischer. Der Grund ist, daß ein Teil der hadronischen Energie bei Kernprozessen verbraucht wird. Außerdem werden entstehende Neutrinos nicht nachgewiesen. Aufgrund der feinen Segmentierung des Kalorimeters ist es mit Hilfe eines entsprechenden Algorithmus möglich, hadronische und elektromagnetische Schauer zu unterscheiden. Durch entsprechende Wichtung wird eine Angleichung des hadronischen Signals an das elektromagnetische Signal erreicht [32].

Das Tailcatcher-Kalorimeter ist, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, in Segmente der Größe $30\ cm \cdot 30\ cm$ bis $40\ cm \cdot\ 50\ cm$ aufgeteilt. Der Energieauflösung des Tailcatcher-Kalorimeters beträgt $\sigma(E_\pi)/E_\pi \approx 100\%/\sqrt{E_\pi}$ [33].

3.4 Das Spursystem

Die zentrale Spurenkammer ist aufgeteilt in die innere und die äußere Driftkammer. Die Nachweisdrähte sind parallel zum Strahlrohr verlegt.

Der Streuwinkel geladener Teilchen kann im Spursystem mit einer Genauigkeit von $\sigma_\theta \approx 1\ mrad$ bestimmt werden. Die Präzision der Impulsmessung beträgt $\sigma_p/p^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}\ GeV^{-1}$. Die zentrale Spurkammer ist auf eine Zeitauflösung von $\approx 0.5\ ns$ ausgelegt. Zur Rekonstruktion der Spurkoordinaten stehen zusätzlich die inneren und äußeren z-Kammern zur Verfügung. Diese ermöglichen eine Auflösung von typischerweise $300\ \mu m$ in z-Richtung. Zur Bereitstellung von Triggerinformation dienen die inneren und äußeren Proportionalkammern, die in radialer Richtung einen vierfachen Ring um die Strahlachse bilden, sowie die vorderen Proportionalkammern.

Die Myonkammern innerhalb des Eisenjochs ermöglichen den Nachweis von

Abbildung 3.2: *Der H1 Detektor*

Myonen im Bereich eines Polarwinkels $4^0 < \theta < 155^0$. Die Winkelauflösung beträgt $\sigma_\theta = 15\ mrad$ und $\sigma_\phi \approx 10\ mrad$ im Zentralteil des Eisenjochs (Designwerte, siehe [30]).

3.5 Der Trigger

Der Trigger bildet den ersten Schritt der Ereignisselektion. Innerhalb von 2 Mikrosekunden (20 HERA-Zeitscheiben) wird die Entscheidung getroffen, ob ein Ereignis Merkmale eines geladenen oder neutralen Stromereignisses trägt und somit die Datenauslese vorgenommen wird, damit das Ereignis zur späteren Analyse zur Verfügung steht. Zu diesem Zweck stellen die Detektorkomponenten schnelle Informationen bereit, die jeweils einer Zeitscheibe zugeordnet werden. Die Triggerentscheidung basiert auf einer geeigneten Kombination dieser Informationen. Bei der Auslese wird die Triggerinformation in der nominellen Zeitscheibe sowie in den fünf vorausgehenden und nachfolgenden Zeitscheiben abgespeichert. Dadurch ist eine zusätzliche Zeitinformation gegeben, die beispielsweise die Erkennung von Ereignissen ermöglicht, die aus der Überlagerung von zwei nacheinander folgenden Ereignissen entstehen.

Neben diesem Trigger, die auch als L1-Triggerstufe (*Level 1*) bezeichnet wird, stehen weitere Triggerstufen (L2, L3, L4) zur Verfügung. Diese Stufen ermöglichen eine Triggerentscheidung aufgrund von komplizierteren Algorithmen und mehr Detektorinformation.

3.5.1 Beschreibung des Flüssig-Argon-Kalorimetertriggers

Das H1-Kalorimeter, das die Energiemessung für die spätere Analyse liefert, benötigt zur Integration der Ladungen zu lange, um Energieinformation für den Trigger zu liefern. Es ist deshalb mit einem zweiten System ausgerüstet, das schnell arbeitet, aber eine geringere Energie- und Ortsauflösung aufweist, dem sogenannten Kalorimetertrigger. Der Kalorimetertrigger ist wie folgt aufgebaut (Vergleiche Abbildung 3.3 sowie 3.4):

- Die Ladung der Kalorimeterzellen wird in sogenannten Triggertürmen zusammengefaßt. Es gehen nur Ladungen von Triggertürmen ein, bei denen die Summe der Ladungen aus elektromagnetischem und hadronischem Teil des Triggerturms die sogenannte AGM-Schwelle (*Analog Gating Module*) überschreitet. Die AGM-Schwelle lag 1994 bei 0.8 GeV.

- Jeweils vier Triggertürme bilden einen Triggerblock (*Bigtower*, im folgenden BT abgekürzt). Die Triggerblöcke (BT) unterteilen das Kalorimeter in 23 Θ und bis zu 32 Φ-Bereiche. Die Signale werden in schnellen Analog zu Digital - Wandlern (FADCs) digitalisiert, wobei im Jahre 1994 eine Einheit 0.125 GeV entsprach. Die digitalen Signale werden weiterverarbeitet, wenn sie eine Schwelle überschreiten, die im folgenden FADC-Schwelle genannt werden wird. Elektromagnetischer und hadronischer Teil des Triggerblocks sind hier noch getrennt. Beide werden nun addiert. Die FADC-Schwelle betrug 1994 6 $FADC - Einheiten$.

- Ein Prozessor berechnet aus den Signalen der Triggerblöcke die Energiesummen. Berücksichtigt werden nur Triggerblöcke, deren Signale die sogenannte BT-Schwelle überschreiten. Die BT-Schwelle betrug 1994 Θ-abhängig zwischen 8 und 30 $FADC - Einheiten$. Die Energien der Triggerblöcke werden entsprechend ihrer geometrischen Lage (Θ, Φ) zum Wechselwirkungspunkt mit Gewichtungsfaktoren multipliziert und aufsummiert, um die Gesamtenergie $E_{Trigger}$, die skalare Summe der Transversalenergien $S_{Trigger}$ und den gemessenen Transversalimpuls $V_{Trigger}$ zu erhalten, die analog zu S_{had} und V_{had} in den Gleichungen 2.23 und 2.29 berechnet werden. Überschreiten die so bestimmten Energiesummen einen Schwellenwert $E_{Trigger}$-, $S_{Trigger}$-, $V_{Trigger}$-Schwelle, so wird ein entsprechendes Triggerelement auf "1" gesetzt. Die $V_{Trigger}$-Schwelle war im Jahre 1994 auf 48 $FADC - Einheiten$ gesetzt.

Eine weitere Aufgabe des Kalorimetertriggers ist die Selektion von Ereignissen neutralen Stroms. Dies geschieht durch den Nachweis des gestreuten Elektrons. Der Elektron-Trigger spricht an, wenn die Energie im elektromagnetischen Teil eines Triggerblocks einen Θ-abhängigen Schwellenwert übersteigt. Zu Beginn des Jahres 1994 wurde ein Veto gegen hadronische Schauer verwendet: Die Energie im hadronischen Teil des gleichen Triggerblocks durfte einen Schwellenwert nicht überschreiten. Dieses Veto wurde später entfernt.

3.5.2 Die Zeit-(T0-)Signale der Spurkammern

Um Triggerinformationen liefern zu können, ist das Spursystem speziell ausgerüstet, so daß es ein sogenanntes Zeitsignal bereitstellt. Von besonderem Interesse ist hier das Zeitsignal des z-Vertex-Triggers, das aus den Proportionalkammern gewonnen wird (sogenanntes z-Vertex-T0) [23]. Zeitsignale werden ebenfalls von den Driftkammern (DCRϕ-T0) und vom Vorwärtsspurkammersystem (Fw-T0) bereitgestellt.

3.6 Die Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität wird , wie oben erwähnt, mit Hilfe des Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt, dessen Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist. Bei der Bestimmung der Luminosität wird der Einfluß von Satellitenpaketen berücksichtigt. Darunter sind Protonen zu verstehen, die zwischen den nominellen Protonpaketen umlaufen und die zwar die Luminositätsmessung beeinflussen, aber nicht zum Signal beitragen, weil derartige Ereignisse einen verschobene z-Position des Vertex aufweisen und daher aus der Analyse ausgeschlossen werden. Eine weitere Korrektur ergibt sich aus dem unterschiedlichen Bahnverlauf von Elektronen und Positronen im Strahlrohr.

3.7 Die Monte-Carlo-Simulation

Zur Bestimmung von Detektorakzeptanzen und Auflösungseffekten aufgrund der Energiemessung wurden Monte-Carlo-Ereignisse verwendet. Die Herstel-

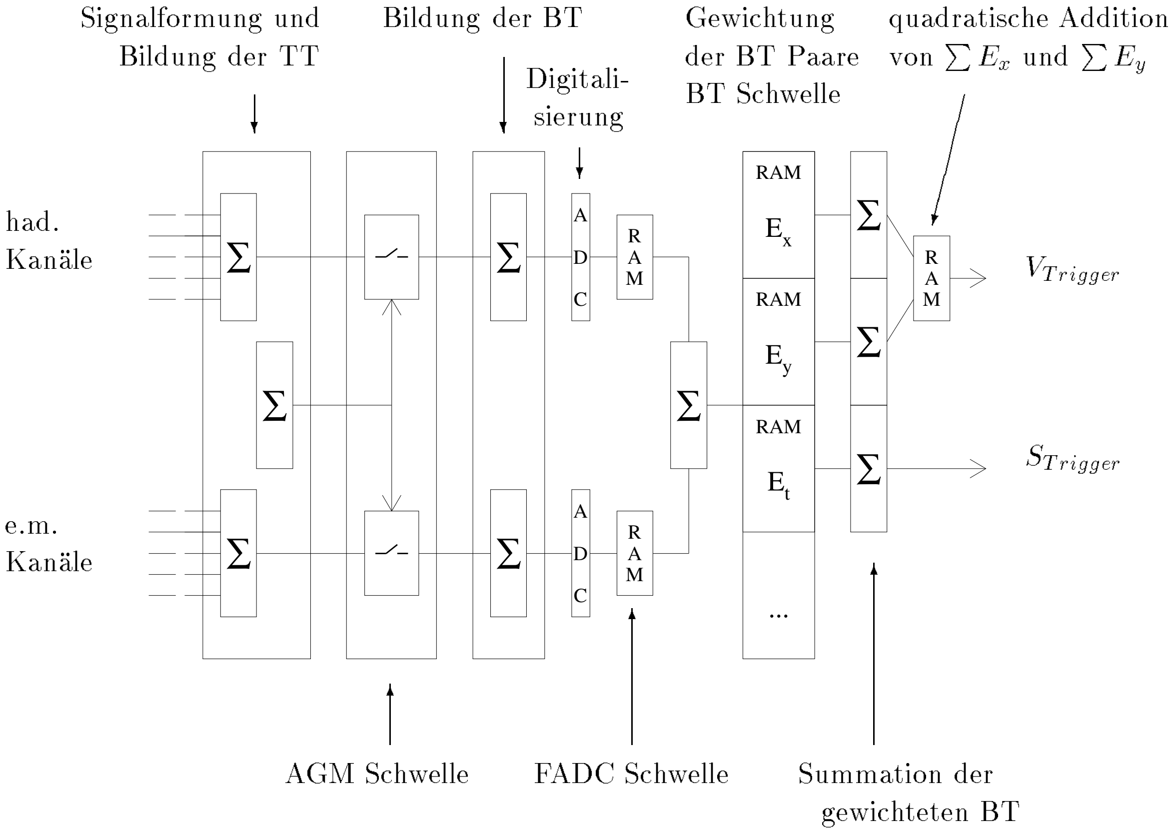


Abbildung 3.3: *Schematische Darstellung des Aufbaus des LAr-Triggersystems (Ausschnitt, siehe auch [8]).*

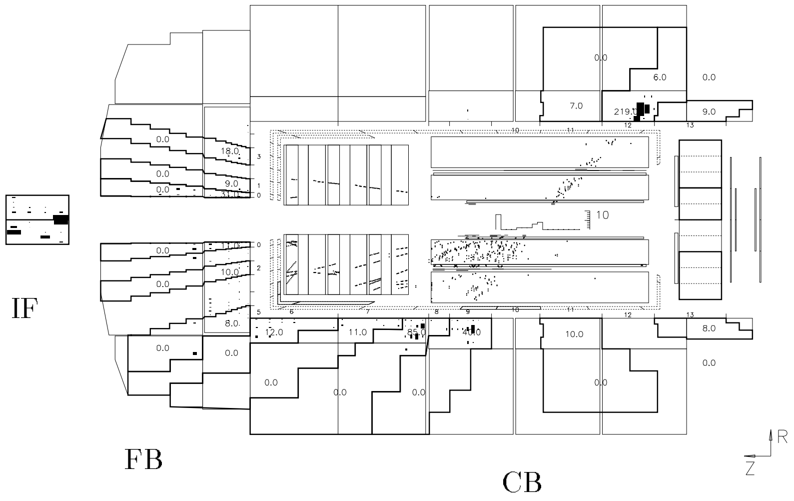


Abbildung 3.4: *Vom LAr-Trigger erfaßtes Ereignis neutralen Stroms. Die Zahlen geben die im Trigger deponierte Energie in FADC-Einheiten an. Die umrandeten Bereiche stellen die Triggerblöcke (BT) dar. Erkennbar sind das hochenergetische Cluster des Elektrons sowie der hadronische Endzustand.*

lung solcher Monte-Carlo-Ereignisse geladenen und neutralen Stroms verläuft in folgenden Schritten:

- Der differentielle Wirkungsquerschnitt der physikalischen Grundprozesse, das heißt der Austausch der Eichbosonen $W^{\pm}$, Z, γ, wird aus dem Standardmodell berechnet. Dabei gehen sowohl Effekte der Quantenelektrodynamik als auch elektroschwache Effekte ein. Es wurde die Parametrisierung der Strukturfunktion MRSH [35] verwandt. Der Übergang zu hohen Impulsüberträgen erfordert die Gültigkeit der Altarelli-Parisi-Gleichung. Neuere Messungen am HERA-Experiment zeigen keine Anzeichen für ein Abweichen von dieser Gleichung [34]. Entsprechend dem Wirkungsquerschnitt werden Ereignisse generiert. Hier wurde der Generator HERACLES 4.3 [18] verwendet. Mit Hilfe von ARIADNE 4.3 [20] wurden QCD-Effekte berücksichtigt. Beide Programme werden von DJANGO 2.1 [17] zusammengefaßt.
- Die Fragmentation des gestreuten Partons sowie des Protonrestes wird simuliert. Hierzu wurde der Algorithmus JETSET 7.3 [21] verwendet.
- Die Wechselwirkung der Teilchen im Detektor wird simuliert. Es wurde das GEANT-Programmpaket [22] verwendet. Die Entwicklung des hadronischen Schauers wird mit Hilfe des Programms GHEISHA [32] simuliert. Das Detektorsignal wird erzeugt.
- Aus der Detektorinformation werden Teilchenenergien und Spuren rekonstruiert. Hierzu wird der gleiche Algorithmus verwendet, der auch zur Rekonstruktion der Daten dient.

Für diese Analyse standen für Elektron-Proton-Streuung 5000 Monte-Carlo-Ereignisse des geladenen Stroms zur Verfügung sowie für Positron-Proton-Streuung 5000 Ereignisse des geladenen und 50000 Ereignisse des neutralen Stroms. Die Ereignisse neutralen Stroms wurden mit einem Transversalimpuls des hadronischen Endzustands von mindestens 14 GeV generiert.

Zur Untergrundabschätzung stand ein Datensatz mit Photoproduktions-Monte-Carlo-Ereignissen [19] zur Verfügung. Es wurde der Generator PYTHIA [21] verwendet. Die Ereignismenge entsprach einer Luminosität von 626 nb^{-1} weicher Photoproduktion, 2 pb^{-1} harter Prozesse und 903 nb^{-1} harter Prozesse mit Charmproduktion.

Kapitel 4

Ereignisselektion

In diesem Kapitel werden zunächst die experimentelle Signatur des Signals beschrieben sowie mögliche Untergrundprozesse dargestellt. Es folgt eine Beschreibung der Selektionskriterien, die zur Auswahl der Ereignismenge angewandt wurden. Der Einfluß dieser Kriterien auf das Signal beziehungsweise auf den Untergrund wird im Kapitel 7 dargestellt.

4.1 Die Signatur von Ereignissen geladenen und neutralen Stroms

Bei allen Elektron-Proton-Reaktionen bei HERA würde bei idealer Messung der Gesamtimpuls des Endzustandes transversal zur Strahlachse verschwinden, wenn von dem Einfluß der Photonenabstrahlung im Anfangszustand abgesehen wird.

Ereignisse des geladenen Stroms zeichnen sich durch ein Neutrino im Endzustand aus. Dieses Neutrino wird im Detektor nicht nachgewiesen. Die Messung des gesamten Transversalimpulses des Ereignisses liefert somit – abgesehen von Auflösungseffekten – den Transversalimpuls des hadronischen Systems, der in erster Näherung dem des Neutrinos entspricht. Dieser gemessene Transversalimpuls V_{had}, der häufig auch als „fehlender Transversalimpuls ($P_{t,miss}$)“ bezeichnet wird, ist ein wichtiges Selektionskriterium für Ereignisse geladenen Stroms. Aufgrund von Fluktuationen in der Energiemessung treten auch bei anderen Elektron-Proton-Reaktionen unter Umständen erheblich von Null abweichende Werte des gemessenen Transversalimpulses auf. Bei der Selektion der Daten wurde ein Transversalimpuls von mindestens $25\,GeV$ entsprechend der Vorgehensweise in [13] gefordert. Dieser Wert führt zu einer erheblichen Reduzierung des Untergrundes und stellt dennoch keine entscheidende Einschränkung der Analyse dar: Neue experimentelle Ergebnisse im Hinblick auf elektroschwache Physik werden bei HERA insbesondere bei hohen Transversalimpulsen erwartet.

Weiterhin wurde ein Ereignisvertex verlangt. Die Einschränkung auf Ereignisse mit mindestens einem geladenen Teilchen im Detektor ist angesichts der hohen Multiplizitäten gerechtfertigt. Die Existenz eines Vertex und damit die Kenntnis des Ortes, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat, ist zur Berechnung der kinematischen Variablen notwendig. Ein typisches Ereignis geladenen Stroms wird in Abbildung 4.1 gezeigt.

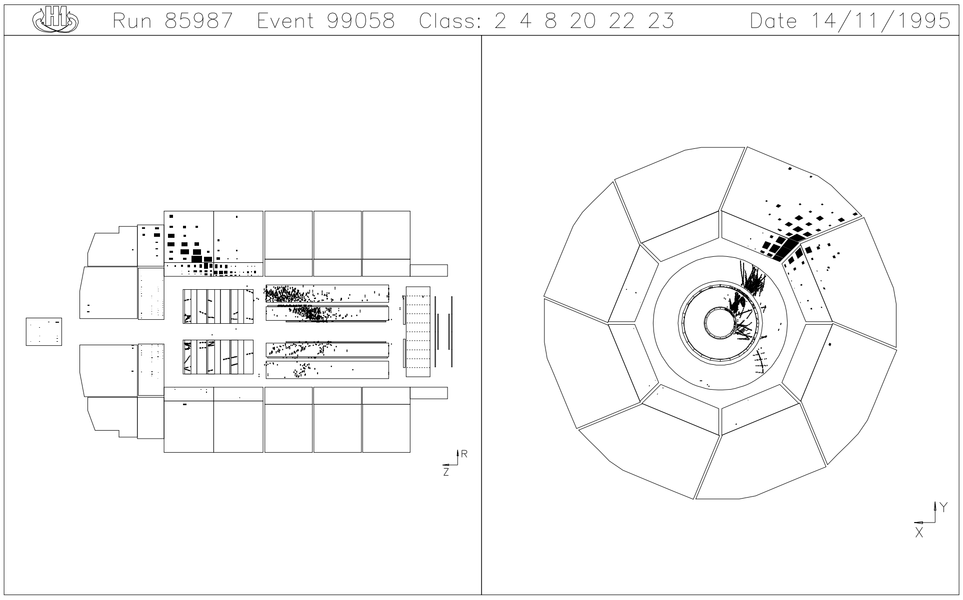


Abbildung 4.1: *Ereignis geladenen Stroms.* $Q^2 = 19000\ GeV^2$, $x = 0.44$, $y = 0.48$

Ereignisse neutralen Stroms weisen eine ausgeglichene Vektorsumme des Transversalimpulses im Endzustand auf, das Elektron hat im Idealfall den gleichen Transversalimpuls wie das hadronische System. Das wichtigste Erkennungszeichen von Ereignissen neutralen Stroms ist das gestreute Elektron, das einen isolierten, elektromagnetischen Schauer im Detektor verursacht. Ein Vertex wurde ebenfalls verlangt. Ein typisches Ereignis findet sich in Abbildung 4.2.

Selektiert wurden Ereignisse neutralen Stroms mit einem Transversalimpuls des Elektrons beziehungsweise des hadronischen Systems von mindestens 25 GeV. Die Berechnung des Transversalimpulses erfolgte nach zwei Methoden: In einer Selektion wurde parallel zur Auswahl der Ereignisse geladenen Stroms der Transversalimpuls aus dem hadronischen System berechnet. In einer zweiten Analyse wurde der Transversalimpuls aus der Doppelwinkelmethode bestimmt. Über Vor- und Nachteile beider Verfahren wird im Kapitel „systematische Effekte“ berichtet.

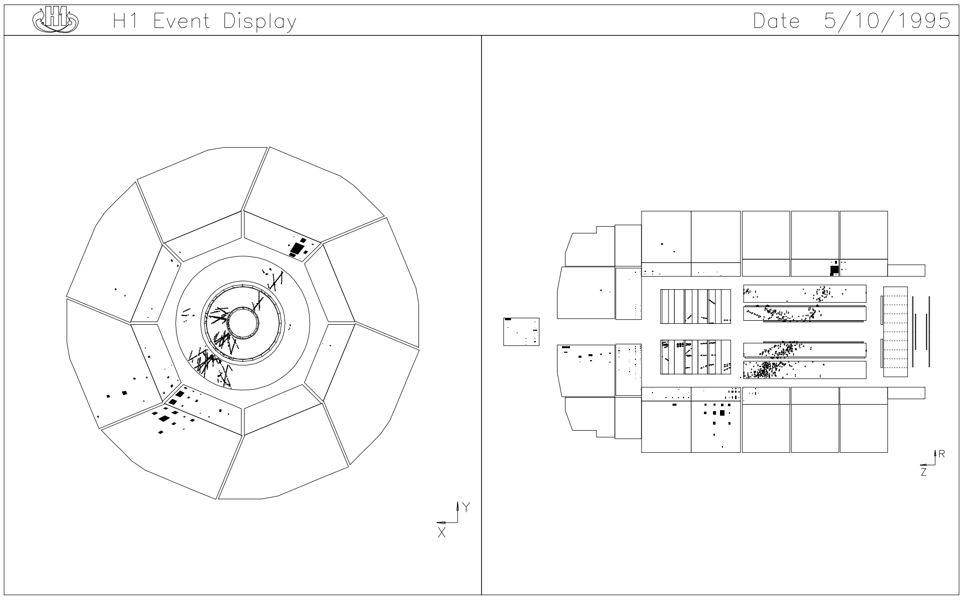


Abbildung 4.2: *Ereignis neutralen Stroms*

4.2 Mögliche Untergrundprozesse

Mögliche Untergrundquellen in der Menge der Ereignisse geladenen Stroms sind

- Strahl-Gas-Reaktionen und Strahl-Wand-Reaktionen: Ein Proton kollidiert mit einem Molekül des Restgases im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst.
- Myonen, die im Detektor einen elektromagnetischen Schauer verursachen und so eine Energiedeposition vortäuschen. Myonen können aus kosmischer Höhenstrahlung stammen oder aus Strahl-Gas(-Wand)-Reaktionen. Man bezeichnet die strahlinduzierten Myonen als Halo-Myonen. Abbildung 4.3 zeigt ein Ereignis, das durch ein Myon der kosmischen Höhenstrahlung induziert wurde.
- Photoproduktionsereignisse. Bei Photoproduktionsereignissen bleibt das Elektron in der Regel im Strahlrohr, im Detektor wird nur der hadronische Endzustand nachgewiesen. Photoproduktionsereignisse zeigen bei idealer Messung einen ausgeglichenen Transversalimpuls im Endzustand. Photoproduktionsereignisse, die hier als Untergrund eine Rolle spielen, weisen typischerweise zwei Jets auf, die sich in der Ebene transversal zum Strahlrohr gegenüberliegen. Gemessenen Transversalimpuls, Voraussetzung für eine Fehlerkennung als Ereignis geladenen Stroms, können sie durch eine Fehlmessung der Energie erlangen oder durch Energieverluste im Strahlrohrbereich. Gezeigt werden typische Photoproduktionsereignisse später in Abbildung 7.12.

- Ereignisse neutralen Stroms mit hohem Transversalimpuls, bei denen ebenfalls durch eine falsche Energiemessung oder einen Nicht-Nachweis des gestreuten Elektrons ein gemessener Transversalimpuls vorgetäuscht wird.

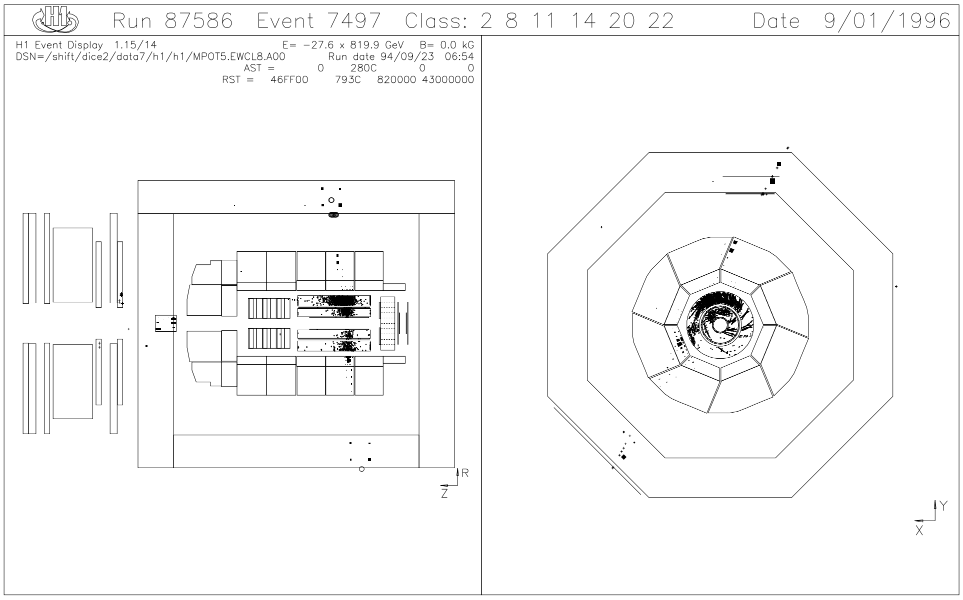


Abbildung 4.3: *Ereignis, das durch ein Höhenstrahlungsmyon induziert wurde*

Die ersten drei Prozesse bilden ebenfalls den Untergrund in der Datenmenge der Ereignisse neutralen Stroms. Da das gestreute hochenergetische Elektron zu einer typischen Signatur von Ereignissen neutralen Stroms führt, ist eine Unterscheidung zwischen Ereignissen neutralen Stroms und Untergrund wesentlich leichter möglich als im Falle von Ereignissen geladenen Stroms. Zur Entfernung der jeweiligen Untergrundprozesse aus der Ereignismenge wurden spezielle Verfahren angewandt, auf die im Abschnitt 4.3.5 näher eingegangen wird. Eine Abschätzung der Untergrundmengen wird im Kapitel 7 gegeben.

4.3 Die Selektion von Ereignissen geladenen Stroms

4.3.1 Datenselektion

In dieser Analyse wurden die Daten aus dem Jahre 1994 verwendet.

- Daten, die vor dem 8. Juni 1994 aufgezeichnet worden sind, wurden nicht verwendet. Der Trigger war zu dieser Zeit noch nicht optimal eingestellt.

- Daten, bei denen der Wechselwirkungspunkt verschoben war, wurden ebenfalls nicht berücksichtigt.

- Einige Zeitabschnitte der Datennahme wurden entfernt, weil bei der manuellen Durchsicht ein sehr hoher Anteil an Ereignissen gefunden wurde, die aufgrund von Rauschsignalen im Kalorimeter die Selektionskriterien erfüllten.
- Der Trigger mußte aktiviert sein.
- Die Hochspannung der Detektorteile, die für diese Analyse von Bedeutung sind, mußte eingeschaltet sein. Das sind im Einzelnen
  - das LAr Kalorimeter zur Energiemessung und für den Trigger,
  - die zentrale Driftkammer zur Spurrekonstruktion,
  - die zentralen Proportionalkammern für den Trigger und
  - das instrumentierte Eisen zur Untergrundbeseitigung.
- Das Ereignis mußte aus einer Zeitscheibe stammen, in der ein gefülltes Elektron- und Protonpaket miteinander kollidierten.

4.3.2 Die Triggerbedingung

Die Triggerentscheidung für Ereignisse des geladenen Stroms basiert auf drei Komponenten:

- Der gemessene Transversalimpuls $V_{Trigger}$ muß einen Schwellenwert übersteigen.
- Die Spurbedingung: Eines der drei folgenden Kriterien muß erfüllt sein

  - Das Z-Vertex-T0

  - Das T0 des Vorwärtsspursystems (FWT0)

  - Das T0 des Driftkammertriggers (DCRϕ-T0).

  Durch diese relativ schwache Bedingung an vom Kalorimeter unabhängige Detektorteile wird eine deutlichen Verringerung der Triggerrate erreicht.
- Die Vetobedingung des Flugzeitmeßsystems ist nicht erfüllt.

In der Analyse wurden letztendlich nur Ereignisse verwandt, bei denen ein Z-Vertex-T0-Signal vorhanden war. Dieses Z-Vertex-T0-Signal mußte in der nominellen Zeitscheibe des Ereignisses liegen oder maximal in der nachfolgenden Zeitscheibe. Eine Verschiebung des T0 kam im Jahre 1994 aufgrund eines Fehlers in der Triggerelektronik gelegentlich vor. Näheres hierzu findet sich in Abschnitt 7.1.2.

4.3.3 Der L4 Trigger

Hier wurde eine Verifizierung der Energie- und Spurbedingungen vorgenommen, die zur L1-Triggerentscheidung geführt hatten. Zudem wurden Algorithmen zur Unterdrückung von kosmischen und Halo-Myonen sowie von Strahl-Gas-Reaktionen angewendet [36].

4.3.4 Ereignisselektion

Jedes Ereignis wird bei H1 daraufhin untersucht, welche physikalischen Prozesse ihm zugrunde liegen könnten, und entsprechend in verschiedene Ereignisklassen, auch DST-Klassen (*data summary tape*) genannt, eingeteilt. Es wurden für die hier verwendeten Daten Kriterien verlangt, die bezüglich der Analyse praktisch keine Einschränkung bedeuten.

- In der zentralen Spurkammer muß eine Spur rekonstruiert sein, deren minimaler Abstand von der Strahlachse weniger als 5 cm betrug und die länger als 30 cm war, oder vom Vorwärtsspursystem muß eine Spur rekonstruiert sein mit mindestens einem getroffenen planaren Segment.
- Der Transversalimpuls (Formel 2.23), berechnet aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter, muß größer als 10 GeV sein.
- Zusätzlich wurde eine schwache Bedingung an den Kalorimetertrigger gestellt: $V_{Trigger}$ oder $S_{Trigger}$ oder der Elektrontrigger mußten die niedrige Schwelle in einer Zeitscheibe von -5 bis +3 überschritten haben. Diese Bedingung reduzierte die Datenmenge deutlich, wenn aufgrund von elektronischem Rauschen zeitweilig eine hohe Energieposition im Kalorimeter vorgetäuscht wurde. Der Trigger war von diesem Rauschsignal in der Regel nicht betroffen.

4.3.5 Algorithmen zur Unterdrückung des Untergrunds

In diesen Stadium besteht die selektierte Datenmenge zum größten Teil aus klar erkennbaren Untergrundereignissen. Im Prinzip könnte dieser Selektionsschritt entfallen und die Untergrunderkennung visuell vorgenommen werden. Es wurde jedoch angestrebt, den Untergrund automatisch zu unterdrücken. Im Hinblick auf zukünftige größere Datenmengen ist die automatische Selektion unabdingbar. Außerdem ist es so einfacher, die Effizienz des Verfahrens anzugeben, die sich bestimmen läßt, indem die gleiche Selektion beispielsweise auf Monte-Carlo Ereignisse des geladenen Stroms angewandt wird. Zur Kontrolle wurde jedoch teilweise der automatisch verworfene Untergrund visuell inspiziert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Verfahren zur Unterdrückung von myoninduziertem Untergrund entwickelt. Zur Orientierung sei auf Abbildung 4.3 verwiesen.

- **Myonkammerverfahren** Ein Unterdrückungsalgorithmus basiert auf der Tatsache, daß Myonen den H1-Detektor in der Regel in gerader Linie durchqueren. Im Myonkammerverfahren werden die rekonstruierten

Spuren der Myonen im Eisenjoch untersucht. In der Regel ist eine einlaufende und eine auslaufende Myonspur erkennbar. Der Algorithmus vergleicht den Raumwinkel einer ausgewählten, im Myonsystem rekonstruierten Spur mit dem der anderen Spuren im Myonsystem. Werden mindestens zwei Spuren gefunden, die einen Winkel von weniger als 24 *Grad* einschließen und deren Abstand mehr als 4 m beträgt, wird das Ereignis als myoninduziertes Ereignis klassifiziert. Abbildung 4.4 zeigt den Differenzwinkel bei Ereignissen mit mindestens zwei Eisenspuren in den Ereignissen, die die DST-Klassifizierung erfüllten.

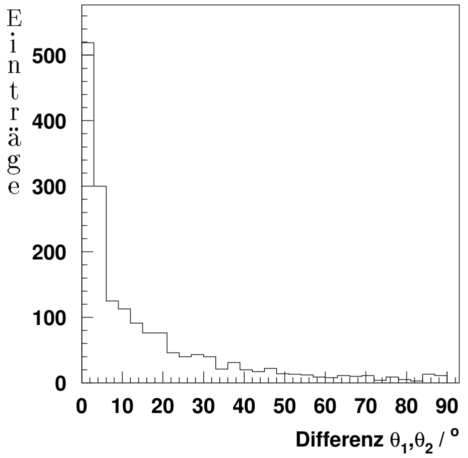


Abbildung 4.4: *Differenz der Winkel zwischen der Spur des einlaufenden und der des auslaufenden Myons im Eisensystem, θ_1, θ_2, betrachtet wurden hier Ereignisse der DST-Selektion mit mindestens zwei Spuren im Eisen, bei mehreren Spuren wurde der minimale Winkel verwendet.*

- **Eisenspur-Cluster-Verfahren** Es kommt vor, daß die ein- oder auslaufende Myonspur nicht oder nicht vollständig rekonstruiert wird, aber dennoch Energie deponiert wird, beispielsweise weil das Myon teilweise auf einen toten Bereich im Eisenjoch trifft. Um diesen Fall zu erkennen, wurde ein zweiter Algorithmus entwickelt. Jede Eisenspur wird durch den H1-Detektor auf die gegenüberliegende Seite verlängert. Wird an dieser Stelle im Umkreis von einem Meter ein Energiecluster im Tailcatcher-Kalorimeter gefunden, dessen Energie zwischen 1 und 6 GeV beträgt, so wird das Ereignis als myoninduziertes Ereignis verworfen. Der Abstand zwischen Spur und Energiecluster muß größer als 4 m sein. Abbildung 4.5 zeigt den Differenzwinkel zwischen Spur und Energiecluster für Ereignisse, die der DST-Selektionsbedingung genügten.

- **Halo-Filter** Der Halo-Filter [25] ist speziell für Myonen ausgelegt, die parallel zur Strahlachse den Detektor durchqueren. Derartige Ereignisse zeigen typischerweise parallel zur z-Achse die Spur eines minimalionisierenden Teilchens im flüssig-Argon-Kalorimeter und nahe dieser Spur einen elektromagnetischen Schauer, der zur Erfüllung der Energiebedingung führt. Der Halo-Filter berechnet aus der im Kalorimeter deponierten

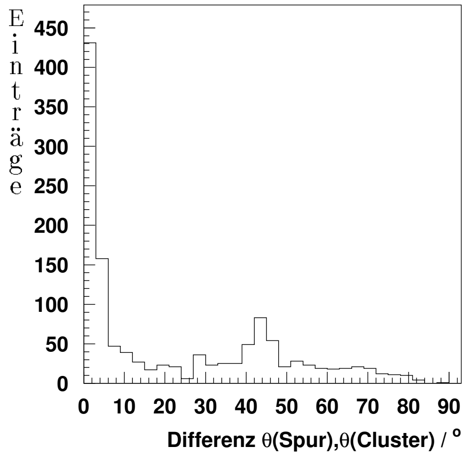


Abbildung 4.5: *Differenz zwischen dem rekonstruierten Raumwinkel der Myonspur auf einer Detektorseite sowie dem Winkel, der gebildet wird aus dem Durchtrittspunkt des Myons durch das Myonsystem auf der gleichen Seite und dem Energiecluster des Myons im Eisensystem auf der gegenüberliegenden Seite*

Energie den radialen Abstand der Energiedeposition zur z-Achse, die z- und die ϕ-Koordinate sowie die mittleren quadratischen Abweichungen zu diesen drei Größen. Weiterhin wird ein Zylinder entlang der z-Achse um den Myonkandidaten gelegt und die Anzahl der Zellen im Zylinder berechnet, deren Energie einen Schwellenwert überschreitet. Großes σ_z und kleines σ_r und σ_ϕ führen zur Klassifizierung als Halo-Myon. Die Parameter sind im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter unterschiedlich eingestellt.

- **Clusterachsenverfahren** Dieses Verfahren [26] wurde zur Erkennung von kosmischen und Halo-Myonen verwendet. Hier wird insbesondere die geometrische Form von Energiedepositionen analysiert.
    - Berechnet wird die Achse jedes Energieclusters aus den mit den Energien gewichteten Zellkoordinaten des Flüssig-Argon-Kalorimeters, wobei Mindestanforderungen an die Energie und Anzahl der Zellen im Cluster gestellt werden. Um diese Achse wird ein Zylinder von 2 m Durchmesser gelegt. Befindet sich innerhalb dieses Zylinders auf jeder Seite im Myonsystem mehr als 0.8 GeV Energie, so deutet dies auf ein kosmisches Myon hin, welches den Detektor komplett durchquert. Das Ereignis wird in diesem Fall als kosmisches Myon klassifiziert.
    - Als Untergrundereignis wird ein Ereignis qualifiziert, wenn jedes Cluster mit entsprechenden Mindestanforderungen innerhalb eines Zylinders von 25 cm Durchmesser entlang der Clusterachse weniger als 3 GeV Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters aufweist. In diesem Fall ist es unwahrscheinlich, daß der Schauer vom Vertex kommt. Ebenfalls werden Ereignisse verworfen, wenn weni-

ger als 6 GeV Energie ausserhalb dieses Zylinders vorhanden ist, weil ein solcher kompakter Schauer nicht von hadronischen Teilchen stammen kann. Weitere energieabhängige Kriterien wurden an das Verhältnis der Energie innerhalb des oben erwähnten Zylinders und eines Zylinders mit einem Durchmesser von 200 cm gestellt.

  - Verworfen wurde ein Ereignis auch, wenn kein Energiecluster mit Mindestanforderungen gefunden wurde.
  - Um Halo-Myonen zu erkennen, wurde das Kalorimeter in 26 z-Segmente und 36 ϕ-Segmente aufgeteilt. Unter anderem wurden folgende Schnitte vorgenommen: Wurden in einem ϕ-Segment mindestens 18 Kalorimeterzellen getroffen oder in einem ϕ-Segment mindestens 14 Zellen, aber in keinem anderen ϕ-Segment mehr als 7 Zellen, so wurde das Ereignis als Halo-Myon klassifiziert. Außerdem wurde berechnet, ob alle Cluster parallel zur z-Achse lagen.

- **Energieverteilungs-Verfahren** Die Untersuchung der Topologie der Energieverteilung [27] beginnt mit der Berechnung der Momente der Zellenergien aller Detektorkomponenten:

$$\overline{\vec{x}} = \frac{\sum E_i \vec{x_i}}{\sum E_i} \tag{4.1}$$

$$\overline{X_{r,k}} = \frac{\sum E_i \cdot (\vec{x_i})_r \cdot (\vec{x_i})_k}{\sum E_i} \tag{4.2}$$

  Die Hauptachsen $\vec{u_l}$ und die Eigenwerte e_l (hier mit $e_1 > e_2 > e_3$) des Tensors $\overline{X_{r,k}}$ werden bestimmt.

  Hieraus lassen sich charaktristische Größen bilden, die – geeignet kombiniert – zur Klassifizierung als Ereignis geladenen Stroms beziehungsweise als Höhenstrahlungsereignis führen.

4.3.6 Die Vertexbedingung

Zur Analyse wurden nur Ereignisse verwendet, die einen rekonstruierten Vertex in der zentralen Jetkammer aufwiesen, und bei denen die z-Koordinate des Vertex nicht mehr als 35 cm vom Ursprung entfernt war.

4.3.7 Der Schnitt am Transversalimpuls

Es wurden nur Ereignisse mit einem Transversalimpuls V_{had} von mindestens 25 GeV verwendet. Der Transversalimpuls wurde entsprechend der Gleichung 2.23 aus dem hadronischen Endzustand berechnet. Verwendet wurden die Energien der Kalorimeterzellen mit hadronischer Wichtung. Der Tailcatcher wurde nicht berücksichtigt.

4.3.8 Die visuelle Inspektion

Alle Kandidaten des geladenen Stroms wurden einer visuellen Inspektion unterzogen. Übriggebliebene Untergrundereignisse wurden beseitigt. Visuell verworfen wurden

- Ereignisse, die nicht aus einer Elektron-Proton-Kollision stammten,
- Ereignisse, die aufgrund technischer Probleme die Selektionskriterien erfüllten, beispielsweise Ereignisse des neutralen Stroms, die einen fehlenden Transversalimpuls durch Energieverlust in den hier nicht verwendeten Tailcatcher erhielten,
- sowie Ereignisse, die auf der dem Jet beziehungsweise den Jets gegenüberliegenden Seite ein hochenergetisches Lepton aufwiesen.

4.4 Die Selektion von Ereignissen neutralen Stroms

Es wurde darauf Wert gelegt, die Ereignisse des neutralen Stroms so weit wie möglich der gleichen Selektion wie die Ereignisse des geladenen Stroms zu unterwerfen. Im folgenden sind nur die Punkte aufgeführt, die von der Selektion der Ereignisse geladenen Stroms abweichen.

4.4.1 Der Trigger

Für Ereignisse neutralen Stroms wurde verlangt, daß entweder der Elektrontrigger ansprach oder $S_{Trigger}$ eine Schwelle überschritt. Zusätzlich wurde das Z-Vertex-T0-Signal verlangt. Die Verschiebung des Ereignisses um eine Zeitscheibe (+1) wurde zugelassen (siehe wiederum Abschnitt 7.1.2).

4.4.2 Die DST-Selektion

- Die Energiebedingung lautete: Nach Ausschluß eines Clusters, des potentiellen Elektronkandidaten, mit einer Transversalenergie von mindestens 5 GeV mußte das verbleibende, potentiell hadronische Restsystem einen minimalen Transversalimpuls von 10 GeV aufweisen.

4.4.3 Erkennung von Ereignissen neutralen Stroms

Das Kriterium zur Erkennung von Ereignissen neutralen Stroms besteht aus einer Energiedeposition des gestreuten Elektrons im Kalorimeter mit hoher Energiedichte sowie aus einem hohen Transversalimpuls des hadronischen Systems. Der hier verwendete Elektron-Cluster-Algorithmus wurde aus [8] entnommen:

- Um jedes Cluster mit einem minimalen Transversalimpuls von 7.5 GeV, den potentiellen Elektronkandidaten, wird ein Zylinder von 25 cm Durchmesser gelegt. Der Transversalimpuls des hadronischen Systems V_{had} wird unter Ausschluß der Energie innerhalb des Zylinders berechnet. Der so berechnete hadronische Transversalimpuls muß 15 GeV übersteigen.

- Wird die obige Bedingung von mehreren Clustern erfüllt, so wird als Elektronkandidat dasjenige mit der kleinsten invarianten Masse M^{Zyl} angesehen. Die invariante Masse berechnet sich aus der Summe der Energien der Zellen i, $E^{Zyl} = \sum_i E_i$ sowie aus der Summe der auf die Achsen des Koordinatensystems projizierten Zellenergien $E_x^{Zyl} = \sum_i E_{x,i}^{Zyl}$, $E_y^{Zyl} = \sum_i E_{y,i}^{Zyl}$, $E_z^{Zyl} = \sum_i E_{z,i}^{Zyl}$ innerhalb des Zylinders nach der Formel

  $$M^{Zyl} \;=\; \sqrt{(E^{Zyl})^2 - \left(E_x^{Zyl}\right)^2 - \left(E_y^{Zyl}\right)^2 - \left(E_z^{Zyl}\right)^2}. \tag{4.3}$$

  Um eine Fehlerkennung von hadronischen Objekten als Elektron zu vermeiden, wird die maximale invariante Masse eingeschränkt, und zwar in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Elektronkandidaten:

  $$M^{Zyl} \;<\; 1 + \frac{3}{35}\left(E^{Zyl}\sin\theta^{Zyl} - 15\right), \tag{4.4}$$

  wobei θ^{Zyl} den Polarwinkel des Zylinders um den Elektronkandidaten darstellt. Diese Formel wurde empirisch aus Monte-Carlo Studien gewonnen [8].

Zusätzlich zu den Anforderungen an den Elektronschauer im Kalorimeter wurde in dieser Analyse verlangt, daß der Elektronkandidat nur eine isolierte Spur im zentralen Spursystem hinterlassen hatte. Ereignisse, die diesem Kriterium nicht genügten, wurden einer visuellen Selektion unterzogen und in der Regel verworfen.

Das Kriterium an die Spur des Elektronkandidaten lautete im Einzelnen:

- Der Transversalimpuls der Spur beträgt mindestens 5 GeV.
- In der Umgebung dieser Spur ($\delta\theta < 0.5\ rad$ und $\delta\phi < 1.0\ rad$) existieren keine weiteren Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als 1 GeV. Zwei Spuren, die extrem dicht zusammenliegen ($\delta\theta$, $\delta\phi < 0.05$), werden hierbei als eine Spur angesehen, weil aufgrund von Auslesefehlern oder durch Abstrahlung eines Photons mit nachfolgender Impulsänderung des Teilchens eine hochenergetische Spur gelegentlich durch zwei rekonstruierte Spuren beschrieben wird.

Nur zum Vertex führende Spuren wurden hier verwendet. Die Kriterien an die Elektronspur können als ein eigenständiger Suchalgorithmus für Ereignisse neutralen Stroms angesehen werden. Im folgenden wird dieser als Elektronspuralgorithmus bezeichnet werden.

4.4.4 Der Schnitt am Transversalimpuls

Es wurden wie bei der Selektion von Ereignissen geladenen Stroms nur Ereignisse verwendet mit einem Transversalimpuls größer als 25 GeV, wobei die Berechnung des Transversalimpulses bei Ereignissen neutralen Stroms auf verschiedene Arten erfolgen kann. Hierbei treten unterschiedliche systematische Effekte auf, was beispielsweise die Abhängigkeit von der Energieskala betrifft:

Der V_{had}-Schnitt

Der Transversalimpuls wurde entsprechend der Gleichung 2.23 aus dem hadronischen Endzustand berechnet, wobei die Energie des Elektrons unberücksichtigt blieb, wie in 4.4.3 beschrieben. Diese Methode hat den Vorteil, daß sich eine fehlerhafte Energieskala des hadronischen Kalorimeters bei der Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte σ_{NC}/σ_{CC} teilweise kompensiert (siehe Kapitel 9). Außerdem sind, wie erwähnt, die Strahlungskorrekturen bei dieser Methode kleiner als beispielsweise bei der Elektronmethode [12]. Zur Berechnung wurden nur die Zellen des Flüssig-Argon Kalorimeters verwendet.

Zum Vergleich und zum besseren Verständnis der Berechnung des Transversalimpulses aus dem hadronischen System wurde die Doppelwinkelmethode herangezogen.

Der Schnitt mit Hilfe der Doppelwinkelmethode

Der Transversalimpuls berechnet sich gemäß Formel 2.27. Der y-Bereich wurde eingeschränkt, $y \leq 0.6$, wobei y aus der Elektronmethode berechnet wurde. Diese Einschränkung war notwendig, weil die Berechnung des Transversalimpulses aus der Doppelwinkelmethode durch Ereignisse mit Strahlung im Anfangszustand beeinflußt wird. Der Anteil strahlender Ereignisse ist im Bereich hoher y-Werte besonders groß. Weiterhin wurde der Bereich niedriger y-Werte ausgeschlossen, $y_{JB} > 0.1$. Dies wird im Kapitel 7 begründet.

Kapitel 5

Die Einstellung des Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms

Ein wichtiger Punkt in dieser Arbeit war die Optimierung und das Verständnis des Kalorimetertriggers für Ereignisse des geladenen Stroms. Aufgrund umfangreicher Änderungen in der Triggerelektronik vor der Datennahme 1994 war eine Neueinstellung des Triggers erforderlich geworden. Die Einstellung des Triggers wurde nach Untersuchungen am Rauschverhalten und mit Hilfe von Effizienzberechnungen an Hand von Monte Carlo Ereignissen gefunden. Ziel der Untersuchungen war es, bei vorgegebener Triggerrate die größte Effizienz für die Erfassung von Ereignissen des geladenen Stroms zu finden. Von den im Abschnitt 3.5 erwähnten vier Schwellen konnten im Wesentlichen zwei frei gewählt werden (zur Orientierung sei auf die Abbildungen 3.3 sowie 3.4 hingewiesen):

- Die AGM-Schwelle beeinflußt auch andere Trigger und konnte daher nur in Absprache mit anderen Arbeitsgruppen geändert werden. Außerdem war zu Beginn des Jahres 1994 die AGM-Schwelle, die in das Analogsignal schneidet, nicht genau verstanden und daher schlecht im Monte Carlo zu simulieren. Daher wurde diese Schwelle relativ niedrig angesetzt.
- Die FADC-Schwelle beeinflußt ebenfalls andere Trigger.
- Die Triggerblock-(BT)-Schwelle, die vor der Summenbildung der Energie ansetzt, und die $V_{Trigger}$-Schwelle, die nach der Summenbildung ansetzt, konnten für die Optimierung des Triggers variiert werden. Im Prinzip kann die BT-Schwelle jedes Triggerblocks einzeln eingestellt werden. Unterschiedlich eingestellt wurden die BT-Schwellen in drei Teilen des Kalorimeters: Der innere Vorwärtsteil (*BT-Schwelle inner forward, IF*), der vordere Teil (*BT-Schwelle forward barrel, FB*) und der zentrale Teil (*BT-Schwelle central barrel, CB*).

Für die Untersuchungen standen zur Verfügung:

- Daten mit kosmischen Myonen. Es liefen keine Teilchen im Strahlrohr um. Hier wurde sehr wenig Energie von kosmischen Myonen im Kalorimeter deponiert. Diese Daten dienten dazu, das Rauschsignal des Triggerkalorimeters zu verstehen.

- Ereignisse aus einer Datennahme, bei der nur Protonen im Strahlrohr umliefen. Anhand dieser Daten konnte man den Einfluß des Strahluntergrundes (Strahl-Gas-Ereignisse, Abschnitt 4.2) auf die Triggerrate studieren.
- Monte-Carlo Ereignisse des geladenen Stroms

Zunächst stellte sich heraus, daß die Triggerblöcke in extremer Vorwärtsrichtung ausgeschlossen werden mußten ($\theta - Index = 0, 1$), weil diese aufgrund ihrer Lage dicht am Strahlrohr eine zu hohe Rate des Triggers verursachten.

Ergebnisse der Untersuchung des Rauschverhaltens des Triggers zeigt Figur 5.1, links. Hier wurde festgestellt, welche Einstellungen des Triggers mit einer vorgegebenen Triggerrate verträglich waren. Ziel war es, zu verstehen, welche Schwellen im Trigger das elektronische Rauschen am wirkungsvollsten unterdrückten. Dargestellt ist, wie die $V_{Trigger}$-Schwelle geändert werden muß, wenn die BT-Schwelle im zentralen Barrel (CB) variiert wird, die BT-Schwellen im Vorwärtsbereich konstant bleiben und die Rate des Triggers auf $10^5 sec^{-1}$) festgehalten wird. [1] Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der $V_{Trigger}$- und der BT-Schwelle bis zu einer BT-Schwelle von etwa 40 Einheiten. Unterhalb dieser Grenze gilt: Wird die BT-Schwelle im CB erhöht, kann die $V_{Trigger}$-Schwelle um den gleichen Betrag gesenkt werden. Die Triggerrate bleibt hierbei konstant. Oberhalb von 40 Einheiten hat ein weiteres Anheben der BT-Schwelle im CB keinen Einfluß mehr auf die mögliche Einstellung der $V_{Trigger}$-Schwelle. Das Rauschsignal im CB ist bei dieser Schwelle bereits soweit unterdrückt, daß das Rauschen aus dem Vorwärtsbarrel (FB) dominiert. Nur durch Anheben der BT-Schwelle im FB könnte eine weitere Senkung der $V_{Trigger}$-Schwelle erreicht werden.

Bis hierher wurde nur untersucht, welche Einstellungen des Triggers möglich sind, nicht jedoch, welche von diesen Einstellungen die größte Effizienz ergibt. Dies läßt sich graphisch so darstellen: Der Hauptanteil des elektronischen Rauschens stammt aus dem Vorwärts- und Zentralbereich des Kalorimeters (FB, CB), der Anteil des inneren Vorwärtskalorimeters am Rauschen ist vernachlässigbar. Die BT-Schwellen im CB und FB sind die zwei wesentlichen Paramter, die zur Optimierung des Triggers variiert werden können, sowie die $V_{Trigger}$-Schwelle. Diese drei Parameter bestimmen die Triggerrate und die Effizienz des Triggers. Die Nebenbedingung, daß die Triggerrate einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf, reduziert die Zahl der freien Parameter von drei auf zwei. Die Effizienz des Triggers ist damit bei einer Wahl von zwei der obigen Parameter festgelegt. Diese Effizienz des Triggers ergibt sich aus Figur 5.1, rechts. Hier wurde unter Hinzunahme der Monte-Carlo-Ereignisse geladenen Stroms folgendes dargestellt: In jedem Punkt auf der Oberfläche des Histogramms gibt die vertikale Achse die Effizienz an, die der Trigger für Ereignisse geladenen Stroms hat. Die beiden anderen Achsen geben die zugehörige

---

[1] Diese Rate wurde aus technischen Gründen angesetzt. Für ein qualitatives Verständnis reicht dies aus. Im späteren Betrieb des Triggers muß die Triggerrate niedriger sein.

Höhe der BT-Schwellen im Vorwärts- und im zentralen Barrel an. Die $V_{Trigger}$-Schwelle ergibt sich implizit aus der Forderung, daß die Rate des Triggers wiederum $10^5 sec^{-1}$ betragen soll. Bei niedrigen BT-Schwellen begrenzt die $V_{Trigger}$-Schwelle die Effizienz, die in diesem Bereich sehr hoch gewählt werden muß. Bei hohen BT-Schwellen wird die Effizienz durch die BT-Schwellen bestimmt. Das Maximum dazwischen stellt den optimalen Arbeitsbereich des Triggers dar.

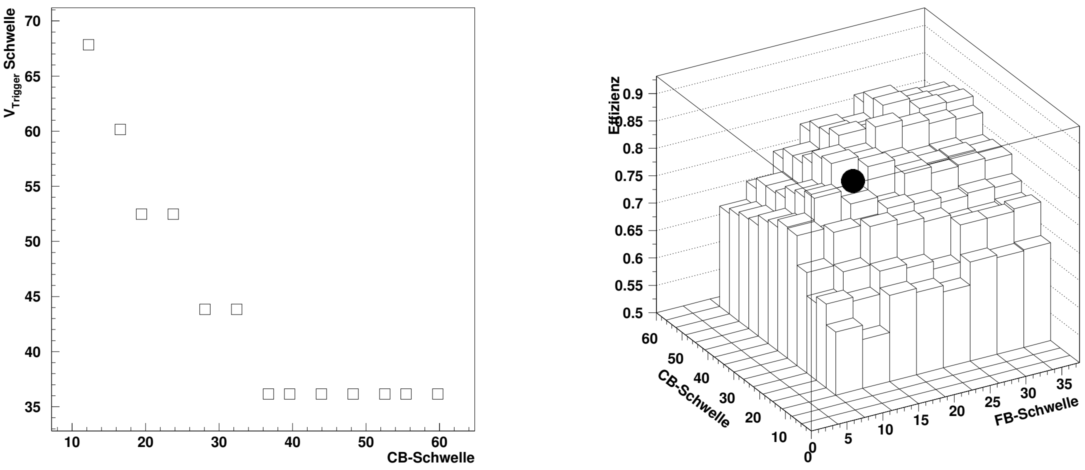


Abbildung 5.1: *Links: Einstellung der* $V_{Trigger}$*-Schwelle des Triggers gegen die BT-Schwelle im zentralen Barrelbereich (CB) bei konstant gehaltener Triggerrate; BT-Schwelle im IF (FB)* $= 8(16)$ *Einheiten.*
Rechts: Effizienz des Triggers gegen BT-Schwellen im FB und CB bei konstanter Triggerrate für Ereignisse geladenen Stroms mit einem V_{had} *zwischen 15 und 25* GeV*. Die BT-Schwelle im IF ist hier unwesentlich, sie betrug 8* *Einheiten. Alle Schwellen in FADC-Einheiten,*
1 $FACD - Einheit = 125\ MeV$*. Der ausgefüllte Kreis kennzeichnet die Einstellung des Triggers.*

Folgende Einstellung wurde schließlich gewählt: Die Energie eines Triggerblocks muß 8 (inneres Vorwärtskalorimeter), 16 (vorderes Barrel) beziehungsweise 30 (zentrales Barrel) Einheiten erreichen, um in die Summation einzugehen. Die $V_{Trigger}$-Schwelle wurde auf 48 *Einheiten* festgesetzt. Dies entspricht nominal 6 GeV.

Kapitel 6

Die Bestimmung der Selektionseffizienz der Ereignisse geladenen Stroms mit Hilfe von Pseudo-CCs

Soweit es möglich war, wurde bei der Bestimmung der Effzienz der vorangehend beschriebenen Selektionsschritte auf Monte-Carlo-Simulationen verzichtet. Für diese Berechnungen stand die Datenmenge neutralen Stroms zur Verfügung. Ereignisse neutralen Stroms mit hohen Impulsüberträgen werden mit sehr hoher Effizienz selektiert. Entfernt man aus diesen Ereignissen neutralen Stroms die im Detektor deponierten Energiecluster und Drahttreffer des gestreuten Elektrons, so zeigen diese Ereignisse alle Eigenschaften von Ereignissen geladenen Stroms. Mit Hilfe einer solchen manipulierten Datenmenge ist es möglich, die Schritte der Selektion für Ereignisse geladenen Stroms nachzuvollziehen und die Effizienzen zu berechnen. Um aus Ereignissen neutralen Stroms Pseudo-CC-Ereignisse zu erzeugen, wurden diese folgendem Verfahren unterworfen:

- Die Daten wurden selektiert entsprechend der Auswahl von Ereignissen neutralen Stroms.
- Die Kriterien für einen Kandidaten des neutralen Stroms mußten gegeben sein.
- Die Ereignisse durften vom Untergrundfilter nicht verworfen werden.
- Es mußte ein Ereignisvertex in der zentralen Jetkammer rekonstruiert sein
- Ein Elektronkandidat mußte gefunden sein.
- Nur Ereignisse neutralen Stroms mit mehr als 25 GeV Transversalimpuls des hadronischen Systems wurden verwendet.
- Es wurde ein Zylinder von 25 cm um den Elektronkandidaten gelegt. Die Energiedeposition innerhalb dieses Zylinders im LAr-Kalorimeter wurde beseitigt.

- Die Energiedeposition im Trigger (Triggerblock, BT) in einem Kegel von 30^0 um die Elektronrichtung wurde gelöscht. Die Triggerentscheidung des Triggers für Ereignisse geladenen Stroms ($V_{Trigger}$) wurde aus dem verbleibenden hadronischen System neu berechnet.

- Z-Vertex-T0-Trigger: Die Signale der zentralen inneren und äußeren Proportionalkammern wurden in einem Bereich von $\pm 14^0$ in ϕ und $\pm 20\ cm$ in der z-Richtung um die Elektronspur gelöscht. Der Zvtx-T0-Trigger wurde aus den verbleibenden Signalen, die nur von Spuren von Teilchen des hadronischen Endzustands herrührten, simuliert.

- Die CJC-Treffer der zum Vertex gehörenden Elektronspur wurden gelöscht. Der Vertex wurde neu berechnet [28].

- Weil Ereignisse neutralen Stroms eine andere kinematische Verteilung als Ereignisse geladenen Stroms aufweisen, wurde zu jedem Ereignis ein Wichtungsfaktor bestimmt $W^i = \sigma_{NC}(x^i, Q^{2,i})/\sigma_{CC}(x^i, Q^{2,i})$. Hierbei wurde die Bornsche Näherung verwendet. x und Q^2 wurden aus der Elektronkinematik bestimmt.

- Die Effizienzen ergeben sich aus der Formel

  $$\epsilon = \sum_j W^j / \sum_i Wi, \tag{6.1}$$

  wobei die Summe über i alle Ereignisse, die Summe über j nur die Ereignisse beinhaltet, die das entsprechende Selektionskriterium erfüllen.

Diese Pseudo-CC-Ereignisse stellen bei Anwendung der Gewichtsfaktoren eine Menge dar, die alle Eigenschaften von Ereignissen geladenen Stroms besitzt, aber – abgesehen vom Bereich $V_{had} < 25\ GeV$ – vollständig ist. Sie beinhaltet die Ereignisse, die die Selektionskriterien für Ereignisse geladenen Stroms erfüllen ebenso wie jene Ereignisse, die die Kriterien nicht erfüllen. Bei Bestimmung der Effizienzen der einzelnen Selektionsschnitte ist folgendes zu beachten:

- Bei der Bestimmung der Triggereffizienz wurde ein Teil der Daten nicht verwendet. Es handelt sich um die Zeit vom 9.8.94 bis zum 25.8.94, in der ein Auslesefehler in der Elektronik auftrat, wodurch eine verläßliche Simulation des Triggers nicht möglich war.

- Voraussetzung für die Bestimmung der Effizienzen aus Pseudo-CCs ist die hinreichend korrekte Beschreibung der Gewichtsfaktoren $\sigma_{NC}(x, Q2)/\sigma_{CC}(x, Q2)$ durch die Theorie. Der Einfluß dieser Gewichtsfaktoren auf die Effizienzbestimmung ist jedoch nicht sehr groß. Bei der Bestimmung der Triggereffizienz wurde dieser Einfluß abgeschätzt, indem ein anderes Verfahren zusätzlich angewandt wurde: Es wurden zweidimensional in x und Q^2 Bins ausgewählt. Die Triggereffizienz wurde zu jedem x, Q^2-Bin anhand von Pseudo-CCs bestimmt. Diese ergab sich durch die Zahl der Pseudo-CCs, die den CC-Trigger gesetzt hatten, dividiert durch die Gesamtanzahl Pseudo-CCs in dem jeweiligen Bin. Anhand dieser differentiellen Triggereffizienz ließ sich zu jedem Ereignis geladenen Stroms mit Hilfe des gemessenen x und Q^2-Wertes die individuelle Triggereffizienz ermitteln. Letztendlich ergibt sich die gesamte Triggereffizienz durch

$$\epsilon^{Trig}(V_{had} > 25\ GeV) \quad = \quad 1/N_{CC} \cdot \sum_{CC-Ereign.} \epsilon'^{Trig}(x, Q^2), \qquad (6.2)$$

wobei N_{CC} die Anzahl der Ereignisse geladenen Stroms bedeutet sowie $\epsilon'^{Trig}(x, Q^2)$ die differentielle Effizienz. Innerhalb der Fehler ergaben sich bei beiden Verfahren übereinstimmende Ergebnisse.

- Um den Einfluß der Gewichtsfaktoren, insbesondere der Nicht-Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen, bei der Berechnung der Vertexeffizienz abzuschätzen, wurde die Pseudo-CC-Methode auf einen Monte-Carlo-Datensatz geladenen Stroms angewendet. Das Ergebnis dieser Effizienzberechnung wurde mit derjenigen verglichen, die mit Hilfe eines Monte-Carlo-Datensatzes von Ereignissen geladenen Stroms erstellt wurde. Die ermittelten Abweichungen liegen innerhalb des angegebenen Fehlers von 3% an der Vertexeffizienz [28].

- Speziell zur Ermittlung der Effizienz des Myonfilters wurde eine etwas andere Selektion vorgenommen: Die Ereignismenge neutralen Stroms wurde nicht mit Hilfe des Filters vom Untergrund befreit, da sich hierdurch ein schwer abschätzbarer Einfluß auf die berechneten Effizienzen ergeben hätte. Der Myonuntergrund (ein Untergrundereignis) wurde mit Hilfe von manueller Durchsicht verworfen. Dann wurde das Elektron eliminiert und der Filteralgorithmus auf diese Pseudo-CCs angewendet.

Kapitel 7

Systematische Effekte

In diesem Kapitel werden die Selektionskriterien begründet, die im Kapitel 4 vorgestellt wurden. Weiterhin wird auf die systematischen Effekte eingegangen, die in der Analyse in Betracht gezogen werden müssen. Zuletzt wird eine Abschätzung der verschiedenen Untergrundquellen vorgenommen. Ereignisse geladenen Stroms und Ereignisse neutralen Stroms werden getrennt betrachtet.

7.1 Ereignisse geladenen Stroms

7.1.1 Der Kalorimetertrigger für Ereignisse geladenen Stroms

Der Kalorimetertrigger für Ereignisse geladenen Stroms wird, wie erwähnt, gesetzt, wenn der im Trigger errechnete gemessene Transversalimpuls einen Wert von 6 GeV überschreitet. Obwohl dieser Wert weit unter dem Analyseschnitt von 25 GeV liegt, gehen hier dennoch Ereignisse geladenen Stroms verloren. Der Grund liegt in hohen internen Schwellen bei der Berechnung der Triggerenergie, die zur Bekämpfung des elektronischen Rauschens notwendig waren, siehe auch Kapitel 5.

Abbildungen 7.1 zeigen das Verhalten des Triggers, aufgetragen gegen verschiedene kinematische Größen. Die relativ geringe Effizienz bei einem Jetwinkel von $\theta_q \geq\sim 90^0$, das heißt im zentralen Teil des Kalorimeters, kommt durch das ungünstige Verhältnis von Signal zu Rauschen zustande:

Das elektronische Rauschen ist am stärksten im zentralen Bereich des Kalorimeters, weil die Triggerblöcke (BT) dort am größten sind. Die niedrige Effizienz des Triggers im extremen Vorwärtsbereich ist auf die abgeschalteten Triggerblöcke in diesem Bereich zurückzuführen. Eine Unterscheidung zwischen Ereignissen mit Transversalimpuls V_{had} und Strahl-Gas-Ereignissen war auf Triggerniveau nicht möglich, dieser Bereich des Triggers mußte stillgelegt werden, um die Rate zu begrenzen.

Aus mehreren Gründen kann im Kalorimeter deponierte Energie bei der Berechnung von $V_{Trigger}$ unsichtbar bleiben. Ladungen, die unterhalb der Schwellen sind, werden nicht berücksichtigt, einige Triggerblöcke sind in der Regel wegen schlechten Rauschverhaltens abgeschaltet. Der Trigger berücksichtigt nur

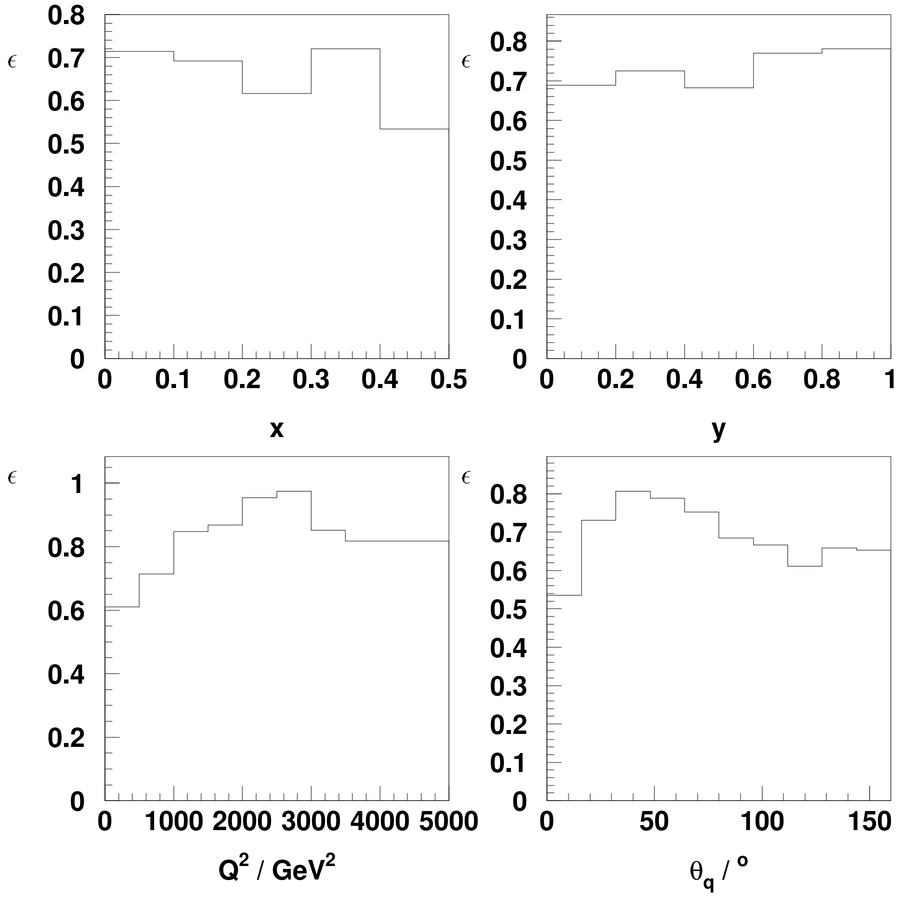


Abbildung 7.1: *Effizienz des Triggers vs. x, y,* Q^2, θ_{Quark}, *aus Pseudo-CC-Daten berechnet, erniedrigter Schnitt* $V_{had} > 15\ GeV$ *verlangt*

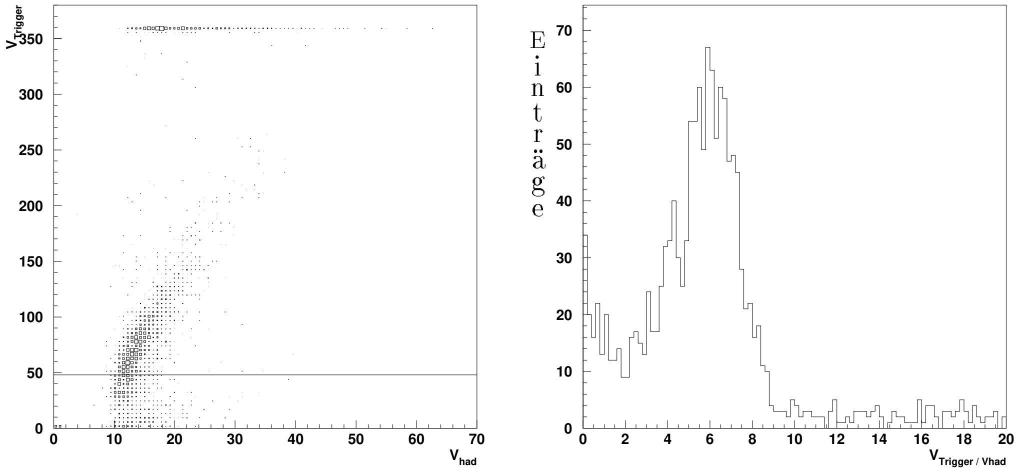


Abbildung 7.2: *Links: Korrelation des vom Trigger gemessenen* $V_{Trigger}$ *und des im Kalorimeter deponierten* V_{had} *(ohne hadronische Wichtung),* V_{had} *in* GeV, $V_{Trigger}$ *in* $FADC-Einheiten$, *acht* $FADC-Einheiten$ *entsprechen nominell einem* GeV. *Rechts: Das Verhältnis der gleichen Größen*

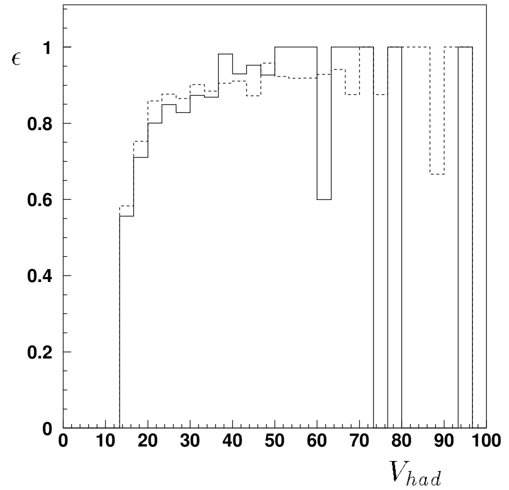


Abbildung 7.3: *Triggereffizienz vs.* V_{had}, *durchgezogene Linie aus Pseudo-CC-Daten berechnet, gestrichelte Linie Monte-Carlo*

die elektromagnetische Energie. Eine Wichtung zu hadronischer Energie wird aufgrund des Rechenzeitaufwandes nicht vorgenommen.

Abbildungen 7.2 zeigen die Korrelation zwischen dem Transversalimpuls $V_{Trigger}$, der vom Trigger geliefert wurde, und dem im Kalorimeter deponierten V_{had}, sowie das Verhältnis beider Größen. Die Berechnung des Transversalimpulses V_{had} wurde hier ohne hadronische Wichtung vorgenommen (sogenannte 0-Skala). Es zeigt sich, daß 1 GeV Energie im Kalorimeter rund 6 $FADC-Einheiten$ entspricht mit einer Auflösung von ± 1 $FADC-Einheit$,wobei es allerdings Ausläufer gibt: Auch hohe im Kalorimeter deponierte Energien erzeugen gelegentlich nur ein geringes Signal im Trigger. Dieser Fall tritt beispielsweise dann ein, wenn der hadronische Endzustand unter kleinem Winkel erzeugt wird.

Abbildung 7.3 zeigt das Schwellenverhalten des Triggers. Für diese Analyse wurden Pseudo-CC-Ereignisse verwendet.

Figur 7.4 zeigt die Effizienz des Triggers aufgetragen gegen die „Run"-Nummer. Als „Run" bezeichnet man eine Periode der Datennahme, während derer die Bedingungen sich nicht wesentlich änderten. Eine Änderung der Triggereffizienz kann innerhalb der statistischen Fehler nicht festgestellt werden. Zur Bestimmung der Triggereffizienz wurden die Pseudo-CC-Daten der Elektron-Proton- und der Positron-Proton-Streuung zusammengenommen und gemittelt.

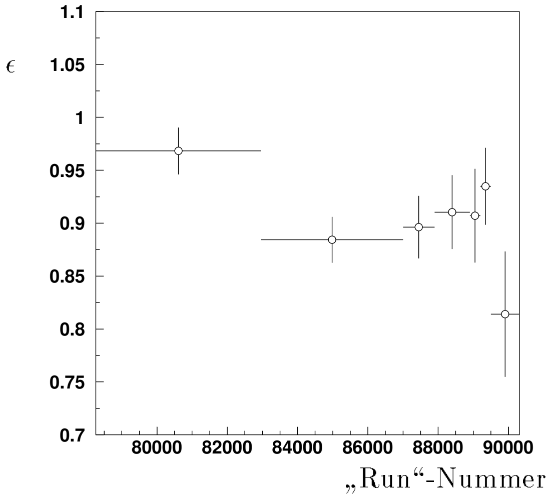


Abbildung 7.4: *Effizienz des CC-Triggers, aufgetragen gegen die „Run"-Nummer. Darstellung nullunterdrückt.*

7.1.2 Die Spurbedingung

Für die Analyse wurden nur Ereignisse verwendet, die ein Z-Vertex-T0 aufwiesen. Diese Spurbedingung weist eine sehr hohe Effizienz auf. In Abbildung 7.5 sieht man jedoch, daß auch bei hohen Spurmultiplizitäten Verluste auftreten.

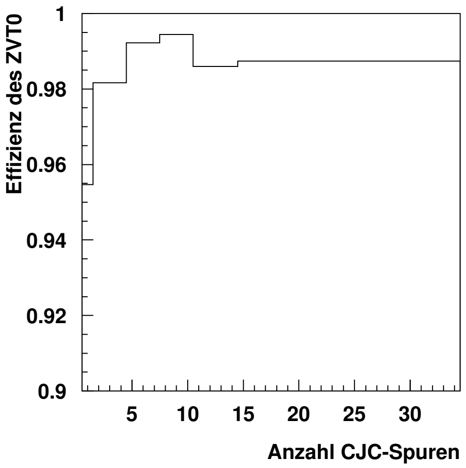


Abbildung 7.5: *Effizienz der Spurbedingung bei Ereignissen neutralen Stroms, aufgetragen gegen die Anzahl zum Vertex führender Spuren in der zentralen Jetkammer. Darstellung nullunterdrückt*

Dies ist auf das Zeitsignal des Driftkammertriggers (Dcrϕ-T0) zurückzuführen. Dieses Dcϕ-T0 kommt bei Ereignissen mit vielen Spuren gelegentlich zu früh, wodurch das nominelle T0 des Ereignisses (also der Zeitpunkt, der dem Ereignis vom Trigger zugeordnet wird) zu einer späteren Zeit verschoben wurde. Wenn diese Zeitverschiebung mehr als eine Zeitscheibe betrug, wurde das Ereignis verworfen, weil dann weder die Spurrekonstruktion noch die Energiemessung des Kalorimeters verläßlich war. Dieses Verhalten des Triggers ist auf einen Fehler in der Triggerelektronik zurückzuführen, der mittlerweile behoben wurde.

Die kombinierte Effizienz des Kalorimeter- und Spurtriggers beträgt 90±2%. Ermittelt wurde sie aus Pseudo-CC-Daten. Diese Effizienz ist bei e^+ und e^--Daten gleich.

7.1.3 Die Ereignisselektion

Die Effizienz der Ereignis-(DST-)Selektion wurde aus Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt. Sie beträgt 100%.

7.1.4 Der Untergrundfilter

Der Untergrundfilter wurde anhand einer Menge von Monte-Carlo-Ereignissen geladenen Stroms erstellt. Um auch hier die Analyse unabhängig vom Monte-Carlo zu machen, wurden zur Bestimmung der Effizienz der Algorithmen Pseudo-CC-Daten verwendet. Tabelle 7.1 gibt eine Übersicht. Die Rate verworfener Ereignisse ist auf die Ereignisse bezogen, die der DST-Selektion genügten. Verlangt wurde außerdem $V_{had} > 25\,GeV$ und die Erfüllung der Triggerbedingung. Zusätzlich mußte das Ereignis aus einer Zeitscheibe stammen, in der $e-p$-Kollisionen stattfanden. Die gleichen Kriterien wurden bei der Bestimmung der Effizienzen aus dem Monte-Carlo angewandt. Aus technischen Gründen waren

Filter	verworfene Ereignisse Rate in %	Effizienz aus MC in %	Effizienz aus Pseudo-CCs in %
Myonkammer-verfahren	36	100	100
Spur-Cluster-verfahren	21	100	100
Clusterachsen-verfahren	75	99	97
Energievert.-verfahren	50	100	100
Halofilter	24	100	100
alle	95	99	97

Tabelle 7.1: Effizienz und Untergrundunterdrückungsrate des Untergrundfilters

bei der Bestimmung aus Pseudo-CC-Daten die Schnitte etwas anders, siehe auch Abschnitt 6.

Der Fehler bei der Bestimmung der Filtereffizienz wurde so gewählt, daß er die Werte aus Monte-Carlo und Daten umfaßt. Abbildung 7.6 zeigt ein Ereignis neutralen Stroms, das vom Filter verworfen wurde.

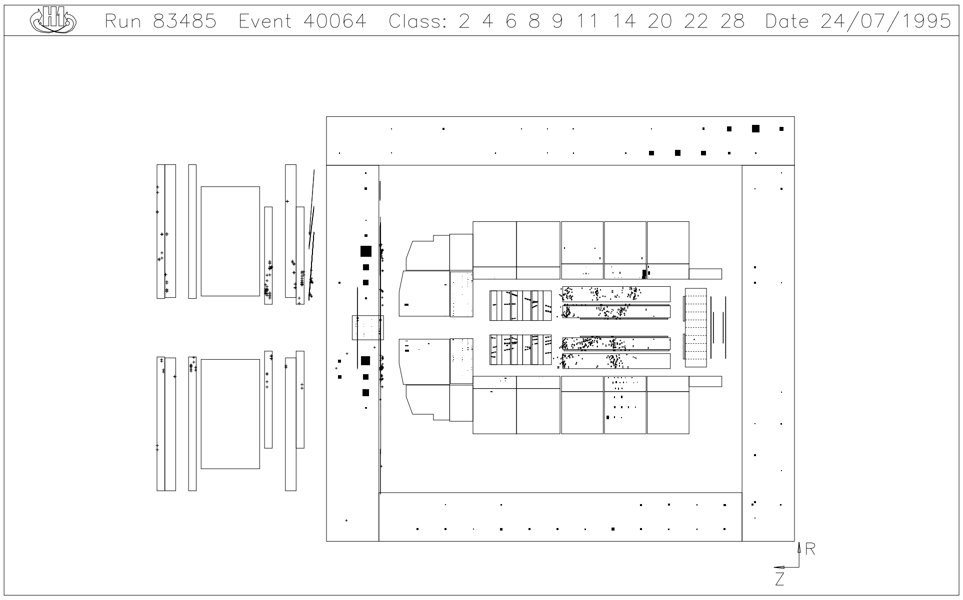


Abbildung 7.6: *Vom Untergrundfilter verworfenes Ereignis neutralen Stroms. Spur und Energiedeposition des Elektrons wurden entfernt, bevor der Untergrundfilter angewandt wurde (Pseudo-CC-Ereignis). Die Energiedeposition im Tailcatcher führte zur Klassifizierung als Untergrundereignis. Das digitale Myonsystem zeigt keine Aktivität. Möglicherweise handelt es sich um die Überlagerung eines Ereignisses neutralen Stroms mit einem nicht exakt gleichzeitig auftretenden kosmischen Schauer, dessen Energiedeposition aufgrund der langen Integrationszeit des Tailcatcher-Kalorimeters sichtbar ist.*

7.1.5 Das Spursystem

Die zentrale Jetkammer weist eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen auf. Akzeptanzverluste treten durch die Bedingung eines rekonstruierten zentralen Vertex naturgemäß bei Ereignissen auf, die nur einen Jet im Vorwärtsbereich, außerhalb des von der zentralen Jetkammer abgedeckten Bereichs, aufweisen. Abbildung 7.7 zeigt diesen Effekt.

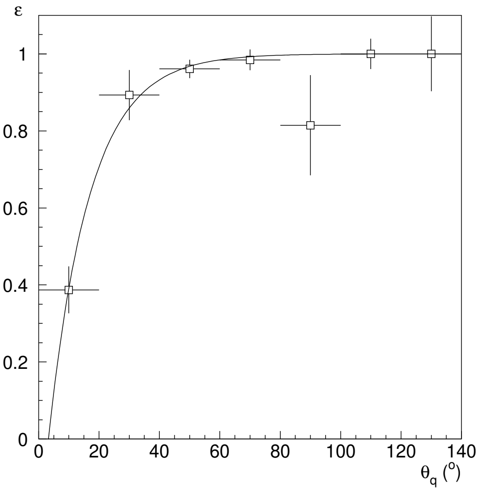


Abbildung 7.7: *Effizienz der Vertexrekonstruktion vs.* θ_{had} *aus Pseudo-CC-Daten berechnet, aus [11]*

Die Effizienz der Vertexbedingung betrug $86 \pm 3\%$ beziehungsweise $87 \pm 3\%$ bei e^- und e^+-Streuung [28].

7.1.6 Die Bestimmung des Transversalimpulses

Ziel der Analyse ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für Ereignisse geladenen Stroms, bei denen der Transversalimpuls des Neutrinos $P_{t,\nu}$ 25 GeV übersteigt. Da $P_{t,\nu}$ experimentell nicht zugänglich ist, sondern nur der gemessene Transversalimpuls des hadronischen Systems V_{had}, muß ein Korrekturfaktor bestimmt werden, der den Übergang vom im Detektor gemessenen V_{had} zum Transversalimpuls des Neutrinos berücksichtigt. Dieser Faktor wird im folgenden Korrekturfaktor für die Migrationen genannt, weil hiermit Migrationseffekte korrigiert werden: Ereignisse, die *aus* der gemessenen Ereignismenge herausfallen ($P_{t,\nu} > 25\ GeV$, $V_{had} < 25\ GeV$) gehen ebenso ein wie Ereignisse, die *in* die gemessene Ereignismenge hineinwandern ($P_{t,\nu} < 25\ GeV$, $V_{had} > 25\ GeV$). In den Korrekturfaktor für die Migrationen geht zum einen die geometrische Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters ein, zum andern werden die Fluktuationen der Energiemessung im Kalorimeter berücksichtigt. Der Korrekturfaktor ist von der hadronischen Energieskala abhängig. Die Korrekturfaktoren lauten 0.94 ± 0.05 für e^- und 0.91 ± 0.07 für e^+ [29]. Der Fehler entsteht durch die 5%-Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters. Dieser Fehler stellt den dominierenden systematischen Fehler bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von Ereignissen geladenen Stroms dar.

Figur 7.8 zeigt die Migrationen für Ereignisse des geladenen Stroms bei e^+ - p - Streuung.

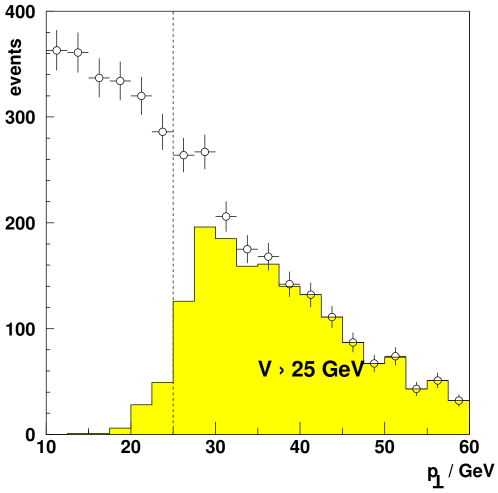


Abbildung 7.8: *Verteilung des Transversalimpulses des Neutrinos aus einer* $e^+ -$ *p-Monte-Carlo-Simulation. Die Kreuze stellen die Verteilung alle Ereignisse dar, die schraffierte Fläche die Verteilung der Ereignisse, für die* $V_{had} > 25\ GeV$ *gilt. Die gestrichelte Linie deutet den Analyseschnitt an, aus [11]*

Ein Vergleich des V_{had}-Spektrums mit dem aus der Doppelwinkelmethode berechneten Transversalimpuls in Ereignissen neutralen Stroms wird später (Abbildung 7.19) gegeben.

Der Einfluß des Tailcatchers

Bei Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen ist eine Verbesserung der Energiemessung durch den Tailcatcher zu erwarten. Untersuchungen der Balance des Transversalimpulses von Elektron und hadronischem System bei Ereignissen neutralen Stroms ergaben folgendes:

Es wurde eine Kontrollmenge mit Ereignissen neutralen Stroms verwendet, deren hadronisches System mehr als 20 GeV Transversalimpuls aufwies. Der Transversalimpuls wurde entsprechend Gleichung 2.23 mit beziehungsweise ohne Hinzunahme der Energiedeposition im Tailcatcher-Kalorimeter berechnet. Bilder 7.9 zeigen den Einfluß des Tailcatchers auf die Energiemessung, aufgetragen gegen verschiedene Größen.

Der Tailcatcher nimmt im Rückwärtsbereich und insbesondere im Vorwärtsbereich des Detektors bis zu 3% des Transversalimpulses auf, weil der Jet in diesen Bereichen an die Ränder des LAr-Kalorimeters kommt. In diesem Bereich ist das LAr-Kalorimeter dünner, weshalb mehr Energie im Tailcatcher deponiert wird.

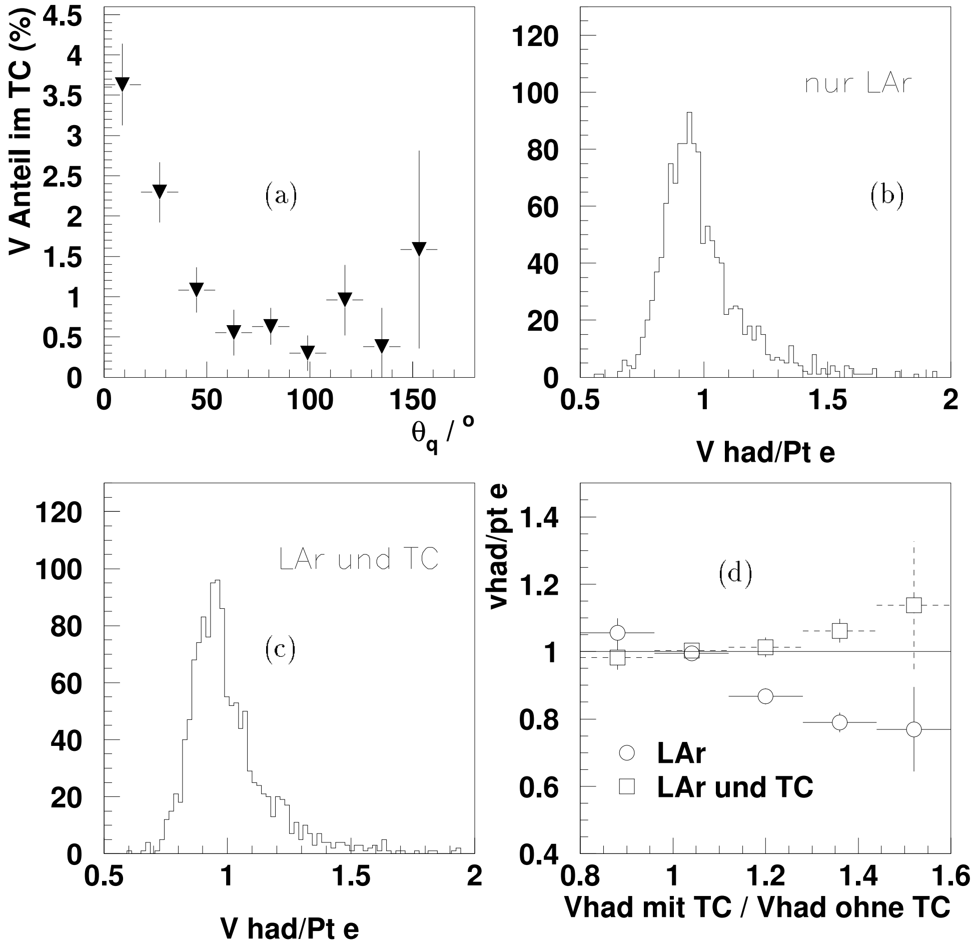


Abbildung 7.9: *Einfluß des Tailcatchers auf die V_{had}-Bestimmung. (a) relativer Anteil des im Eisen gemessenen Transversalimpulses versus θ_{Quark}, (b) Impulsbalance der Elektron- und Hadronmessung ohne Tailcatcher, (c) Impulsbalance mit Tailcatcher, (d) Mittelwert der Impulsbalance, aufgetragen gegen den relativen Anteil des Transversalimpulses im Eisen. Bestimmung aus Daten. Kriterien: NC-Selektion (siehe Abschnitt 7.2) mit erniedrigtem V_{had}-Schnitt, $V_{had} > 20\ GeV$.*

Bild 7.9 zeigt auch, daß die Energiemessung durch Hinzunahme des Tailcatchers bei hohem Energieanteil im Tailcatcher deutlich verbessert wird. Eine mögliche Überkompensation bei sehr hohen Energien im Eisen ist nicht signifikant nachweisbar. Blickt man auf die Balance des Transversalimpulses von Elektron und hadronischem System, so wird eine Verbesserung der Impulsmessung durch die Hinzunahme des Tailcatchers sichtbar, ein Gaußfit ergibt eine Verringerung der Breite der Verteilung von 11 % auf 10 %. Das bedeutet eine relative Verbesserung der Auflösung um etwa 10 %. Der Mittelwert des Spektrums verschiebt sich um etwa 1 %.
Interessanterweise existiert ein Ereignis neutralen Stroms, das ohne die Hinzunahme des Tailcatchers einen gemessenen Transversalimpuls von mehr als 25 *GeV* zeigt und das deshalb formal die Bedingungen für ein Ereignis geladenen Stroms erfüllt (Bild 7.10).

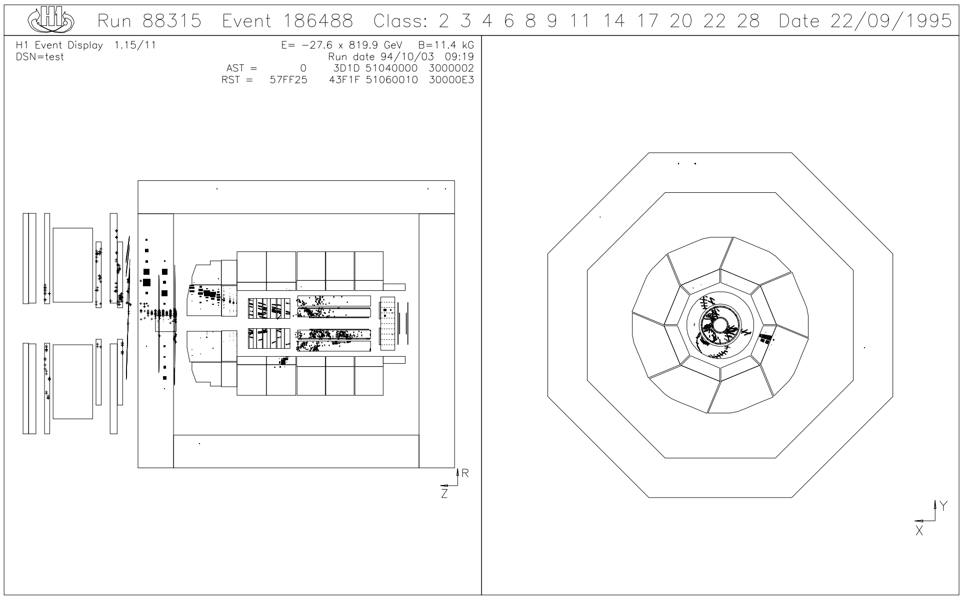


Abbildung 7.10: *Ereignis neutralen Stroms mit hohem Anteil an Energie im Tailcatcher. Der Transversalimpuls des Elektrons beträgt 86 GeV, der Transversalimpuls des hadronischen Systems 49 GeV, wenn nur das Flüssig-Argon-Kalorimeter verwendet wird, und 73 GeV, wenn die Energie im Tailcatcher mit einbezogen wird.*

Das Tailcatcher-Kalorimeter wurde in dieser Analyse noch nicht verwendet. Die Verbesserung der Messung spielt im Rahmen der jetzigen Statistik noch keine Rolle. Außerdem wurde zum Zeitpunkt dieser Analyse das Verhalten des Tailcatchers von der Simulation nicht optimal beschrieben. Langfristig sollte der Tailcatcher jedoch eingeschlossen werden.

7.1.7 Untergrund in der Ereignismenge geladenen Stroms

Mögliche Untergrundquellen in der Datenmenge der Ereignisse geladenen Stroms (siehe Abschnitt 4.2) sind

- kosmische und Halo-Myonen
- Strahl-Gas(Wand)-Ereignisse. Die Überlagerung von Strahl-Gas-Ereignissen mit Myonen tritt dabei besonders häufig auf: Das Myon erzeugt einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter, der die Bedingung des gemessenen Transversalimpulses erfüllt, das Strahl-Gas-Ereignis erzeugt einen Ereignisvertex.
- Photoproduktionsereignisse
- Ereignisse neutralen Stroms mit hohem Transversalimpuls, bei denen das Elektron in extremer Vorwärtsrichtung, außerhalb des Akzeptanzbereichs des Kalorimeters, den Detektor verläßt und daher nicht nachgewiesen wird.
- Ereignisse neutralen Stroms mit hohem Transversalimpuls, bei denen durch eine falsche Energiemessung ein gemessener Transversalimpuls V_{had} vorgetäuscht wird. Dieser Fall kann insbesondere dann eintreten, wenn das Elektron eine Spalte des Kalorimeters trifft oder eine sonstige tote Zone des Kalorimeters.

Myoninduzierter Untergrund

Die Datenmenge besteht nach der beschriebenen Selektion aus 88 Ereignissen. Von diesen wurden 26 als Myonereignisse identifiziert und verworfen. Alle diese Ereignisse haben eine klare Signatur, die eine eindeutige Unterscheidung von Ereignissen geladenen Stroms ermöglicht. Eine quantitative Abschätzung dieses Untergrundes findet sich im Anhang B.

Photoproduktionsuntergrund

Zwei Fälle sind bei der Untergrundbetrachtung zu unterscheiden:

- Kommt der gemessene Transversalimpuls durch eine Fehlmessung der Energie im Kalorimeter zustande, so sind die Ereignisse aufgrund ihrer Signatur von Ereignissen geladenen Stroms zu unterscheiden: Photoproduktionsereignisse dieser Art zeigen typischerweise zwei Jets, die sich in ϕ gegenüberliegen. Solche Ereignisse weisen eine hohe skalare Summe der Transversalimpulse S_{had} auf. Abbildungen 7.11 zeigen die S_{had}-V_{had}-Verteilung verschiedener Prozesse. Die Ereignisse geladenen Stroms weisen die vom Monte-Carlo vorhergesagte Verteilung auf.

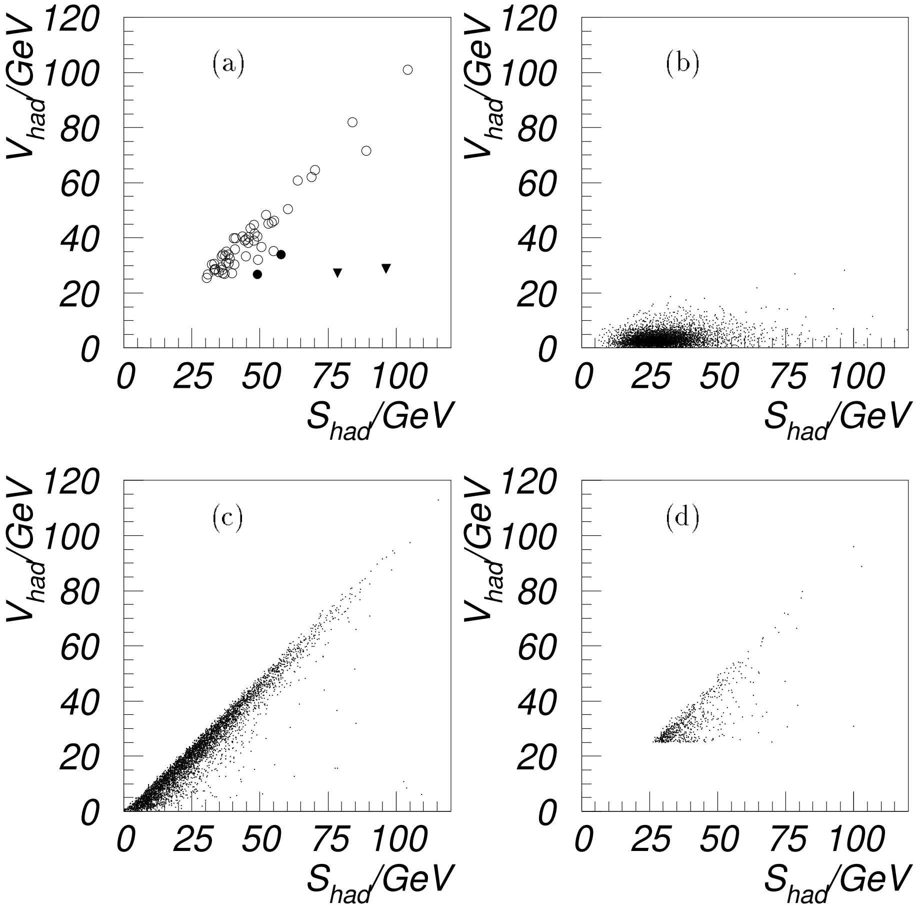


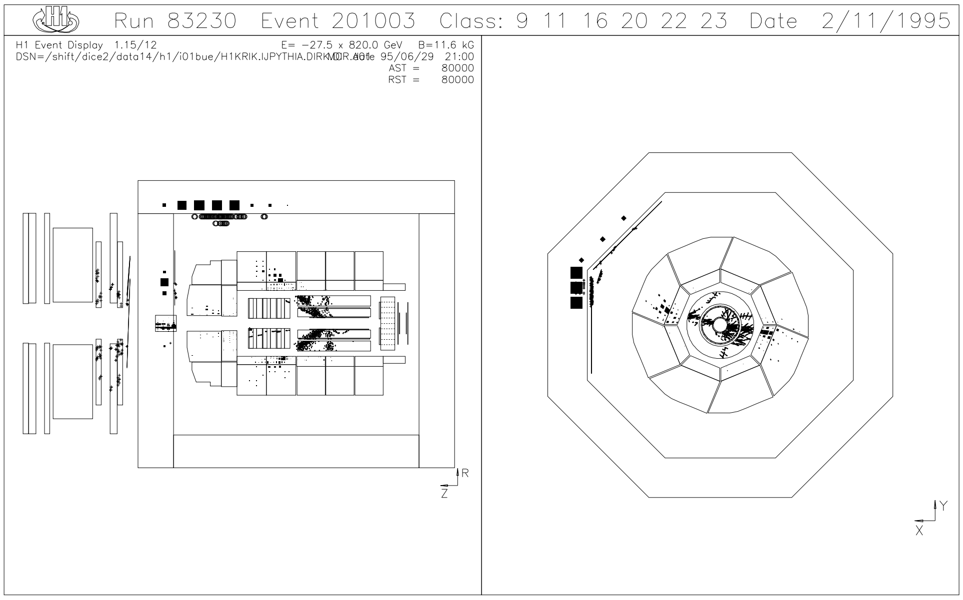
Abbildung 7.11: $S_{had} - V_{had}$-Verteilung für verschiedene Prozesse. (a) Ereignisse geladenen Stroms (offene Kreise) und mögliche Photoproduktionsereignisse (ausgefüllte Kreise). Die Dreiecke stellen Ereignisse des Photoproduktions-Monte-Carlos dar, für die gilt: $V_{had} > 25\ GeV$. (b) Photoproduktions-Monte-Carlo. (c) Monte-Carlo-Vorhersage für Ereignisse geladenen Stroms. (d) Ereignisse neutralen Stroms. Die Energiedeposition des Elektrons wurde bei der Berechnung von S_{had} und V_{had} entfernt. Schnitt: NC-Selektion (siehe Abschnitt 7.2)

Die Vorhersagekraft des Photoproduktions-Monte-Carlo ist aufgrund der Statistik limitiert, siehe Abschnitt 3.7. Es wurden in der Monte-Carlo-Ereignismenge zwei Photoproduktionsereignisse gefunden, die der Bedingung $V_{had} > 25\ GeV$ genügten (Abbildung 7.12). Diese Ereignisse sind im $S_{had} - V_{had}$ – Diagramm deutlich separiert von Ereignissen geladenen Stroms. Beide Ereignisse erfüllen die Kriterien der visuellen Inspektion nicht: Ein Ereignis zeigt ein hochenergetisches Myon im Endzustand in der erwarteten Flugrichtung des Neutrinos. Das andere Ereignis zeigt eine hohe Energiedeposition im Tailcatcher in der ϕ-Richtung, in der fehlender Transversalimpuls festgestellt wurde. Damit führten eindeutig technische Probleme zur Klassifizierung als Ereignis geladenen Stroms.

Die visuelle Inspektion der Kandidaten geladenen Stroms zeigt bei zwei Ereignissen eine Signatur, die möglicherweise auf fehlklassifizierte Photoproduktionsereignisse hindeutet. Diese liegen bei einem Wert von $V_{had}/S_{had} < 0.6$. Abbildungen 7.13 zeigen drei weitere Kandidaten geladenen Stroms, die ein Verhältnis V_{had}/S_{had} kleiner als 0.7 aufwiesen. Es handelt um Ereignisse mit zwei Jets. Der Winkel zwischen den Jets weicht deutlich von 180^0 ab, die Signatur ist also deutlich anders als bei Photoproduktionsereignissen erwartet.

- Es gibt eine zweite Klasse von Photoproduktionsereignissen, die einen Untergrund in der Ereignismenge geladenen Stroms bilden können. Gemessener Transversalimpuls kann entstehen, wenn nur ein Jet im Kalorimeter nachgewiesen wird und der andere im Strahlrohr verschwindet. Dieser Untergrund ist prinzipiell von Ereignissen geladenen Stroms nicht zu unterscheiden. Hier wurde ein Abschätzung mit Hilfe des Generators Pythia [21] vorgenommen [37]: Die hadronische Energie wurde mit einer Gaußverteilung mit einem σ von $50\%/\sqrt(E/GeV)$ verschmiert. Die Akzeptanzgrenzen des Kalorimeters wurden berücksichtigt bei der Berechnung von V_{had}. Das Ergebnis zeigt die Monte-Carlo-Kurve in Abbildung 7.14. Außerdem wurde in dieser Abbildung eine Abschätzung des Photoproduktionsuntergrundes aus den Daten vorgenommen. Der V_{had}-Schnitt wurde auf $10\ GeV$ gesenkt. In diesem Bereich dominiert die Photoproduktion. Durch eine Kurvenanpassung an die gemessene V_{had}-Verteilung, in der ein exponentieller Abfall des Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion angenommen wurde, wurde eine Extrapolation in den Bereich $V_{had} > 25\ GeV$ vorgenommen. Es ergibt sich ein Untergrund von 0.3 Ereignissen.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß der Photoproduktionsuntergrund bei der gegenwärtigen Statistik noch keine Rolle spielt. In Zukunft werden jedoch Maßnahmen gegen diesen Untergrund notwendig sein – insbesondere wenn der V_{had}-Schnitt gesenkt wird.



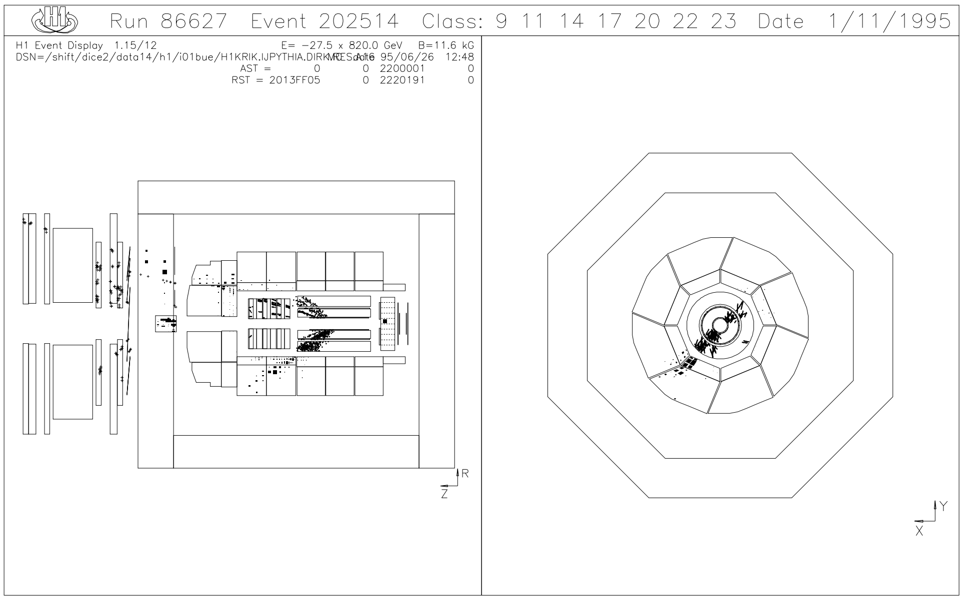


Abbildung 7.12: *Photoproduktionsereignisse, die die Bedingung* $V_{had} > 25\,GeV$ *erfüllen (Monte-Carlo).*

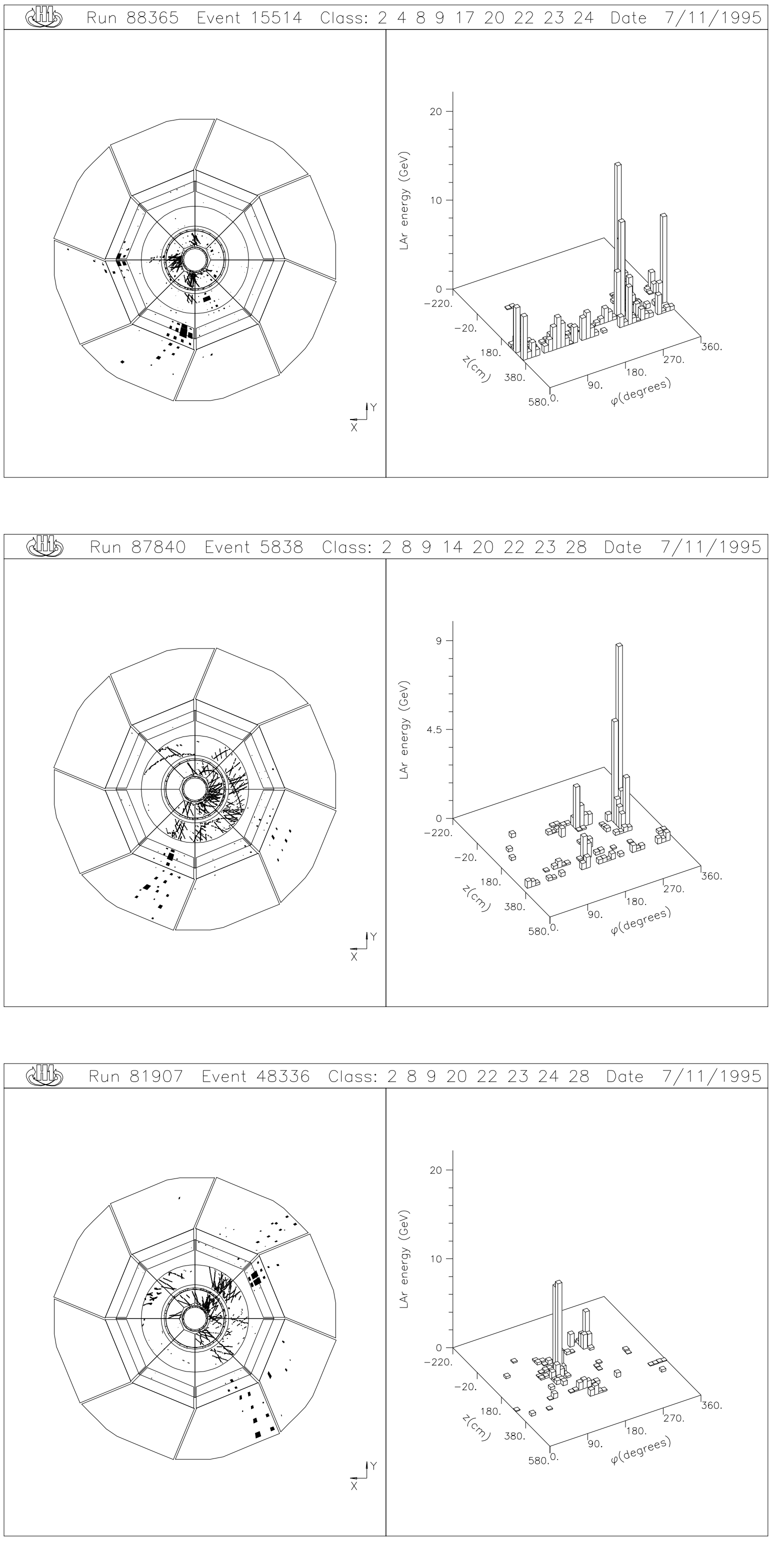


Abbildung 7.13: *Kandidaten geladenen Stroms, die der Bedingung $V_{had}/S_{had} < 0.7$ genügen. Jeweils rechts die Verteilung der Transversalenergien im Kalorimeter. Es handelt sich um H1-Daten. Siehe Text*

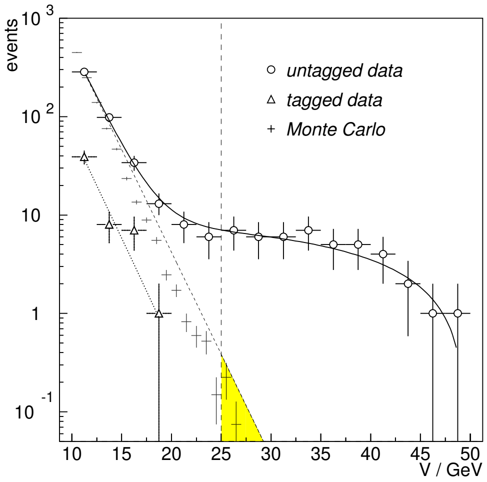


Abbildung 7.14: V_{had}*-Verteilung des Photoproduktionsuntergrundes in der Ereignismenge geladenen Stroms. Die Kreise stellen die Daten dar, wobei hier eine weniger restriktive Selektion vorgenommen wurde. Die Dreiecke zeigen die Verteilung von Daten, die ein Signal im Elektron-Nachweisgerät in Rückwärtsrichtung (Elektron-Tagger) aufweisen. Die durchgezogene Linie wurde anhand einer Kurvenanpassung gewonnen, bei der ein exponentieller Abfall des Photoproduktionsuntergrundes und die erwartete Verteilung des CC-Signals zu Grunde gelegt wurden. Die graue Fläche gibt den abgeschätzten Photoproduktionsuntergrund im Bereich* $V_{had} > 25\ GeV$ *an. Sie entspricht 0.3 Ereignissen. Die Kreuze geben die Verteilung aus einem vereinfachten Photoproduktions-Monte-Carlo an (siehe Text). Die Produktion von Myonen (und Neutrinos) ist in diesem vereinfachten Monte-Carlo nicht enthalten, ebensowenig Energieverlust aus dem Kalorimeter in den Tailcatcher [11] .*

Untergrund an Ereignissen neutralen Stroms

Ereignisse neutralen Stroms, bei denen das gestreute Elektron in extremer Vorwärtsrichtung den Detektor verläßt, sind kinematisch stark unterdrückt. Voraussetzung ist ein großer x-Wert und eine hohe Energie des Elektrons, da das Elektron einen Transversalimpuls von rund 25 GeV davontragen muß. Abbildung 7.15 zeigt eine Abschätzung, basierend auf der Parametrisierung der Strukturfunktion gemäß MRSH und der Born'schen Näherung.

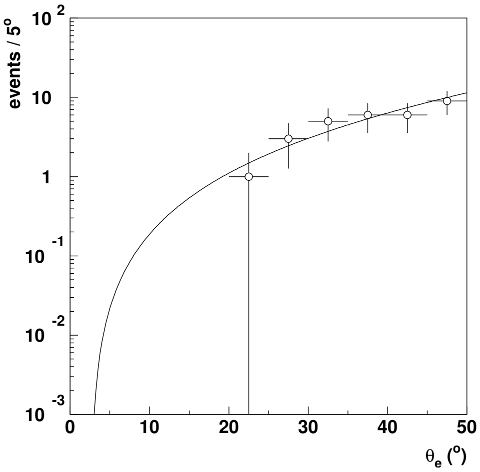


Abbildung 7.15: *Verteilung des Polarwinkels θ des gestreuten Elektrons. Die Kreise stammen aus einer Referenzmenge von Ereignissen neutralen Stroms mit einem Transversalimpuls V_{had} von mindestens 25 GeV. Die durchgezogene Linie zeigt die theoretische Erwartung. Das Grenze des Kalorimeters liegt bei* 4^0.

Ergebnis der visuellen Inspektion

In der Ereignismenge geladenen Stroms finden sich, abgesehen von den schon erwähnten 26 Myonereignissen, sechs Ereignisse neutralen Stroms mit gemessenem Transversalimpuls, der durch Fehlmessung der Energie zustande kommt. In allen Fällen ist eine Identifizierung des Elektrons durch einen Algorithmus und visuell möglich. Hilfreich ist hier die isolierte, hochenergetische Spur in der zentralen Spurkammer. Ein Ereignis weist ein Rauschsignal im Kalorimeter auf. Ein Ereignis zeigt ein hochenergetisches Myon im Endzustand, ein weiteres ein Elektron. Diese Ereignisse wurden aus der Datenmenge entfernt.

Überprüfung der visuellen Inspektion

Eine Möglichkeit, die Qualität der Daten zu überprüfen, ergibt sich durch die Verwendung der Impulsmessung der Spurkammer. Ein gemessener Transversalimpuls V_{had} läßt sich anhand von Gleichung 2.23 berechnen, indem die Impulse aus den Krümmungsradien der Spuren in der Spurkammer bestimmt werden.

Die Messung der Impulse der Spuren anhand der Krümmungsradien ist bei hohen Energien allerdings relativ ungenau. Ferner bleiben neutrale Teilchen unberücksichtigt. Der Azimuthstreuwinkel des hadronischen Endzustandes läßt sich dagegen mit größerer Genauigkeit bestimmen. Dieser Winkel läßt sich aus der vektoriellen Addition der Transversalimpulse der einzelnen Spuren zum resultierenden Impulsvektor bestimmen. Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen einen Vergleich des aus den Spuren bestimmten Azimuthwinkels mit dem, der aus der Kalorimeterinformation bestimmt wurde. Es ergibt sich eine gute Korrelation für Ereignisse des geladenen Stroms. Myoninduzierte Ereignisse, die visuell verworfen wurden, sind über die ganze Ebene verteilt, wie es der Erwartung entspricht:

Angenommen, das Untergrundereignis ist rein myoninduziert. Das Myon schauert im Kalorimeter auf und erzeugt beim Durchqueren der Spurkammer einen Spurvertex (siehe Abbildung 4.3). In diesem Fall durchqueren Teilchen, die das Strahlrohr treffen, dieses in der Regel und erzeugen eine Spur gleichen Transversalimpulses auf der gegenüberliegenden Seite. Wenn vom geringfügigen Energieverlust der Teilchen bei Durchquerung des Strahlrohres abgesehen wird, so ergäbe eine Bestimmung des gemessenen Transversalimpulses aus den Spuren bei idealer Messung den Wert Null, der Azimuthwinkel ist damit nicht definiert. Dies bedeutet in der Realität eine zufällige Verteilung. Ein solches Ereignis weist kaum eine gute Korrelation zwischen dem aus Spuren und Kalorimeter berechneten Azimuthwinkel des hadronischen Endzustands auf.

Im Falle von Überlagerungsereignissen, in denen ein myoninduzierter Schauer im Kalorimeter Energie deponiert und gleichzeitig ein Strahl-Gas-Ereignis einen Spurvertex erzeugt, ergibt sich natürlicherweise keine ϕ-Korrelation, weil die Informationen aus beiden Detektorteilen zu zwei verschiedenen Ereignissen gehören.

Auch in Photoproduktionsereignissen, die die typische Zwei-Jet-Konfiguration aufweisen, ist eine eindeutige ϕ-Korrelation nicht zu erwarten.

Diese Methode ist sensitiv darauf, ob der gemessene Transversalimpuls eines Ereignisses aus dem Strahlrohr stammt oder von außen induziert wird. Sie eignet sich dazu, den Untergrund an Ereignissen statistisch abzuschätzen, die durch die Überlagerung eines Myonereignisses und eines strahlinduzierten Ereignisses entstehen. Die Zahl der reinen myoninduzierten Untergrundereignisse läßt sich durch die Verwendung der Zeitinformation der zentralen Jetkammer abschätzen.

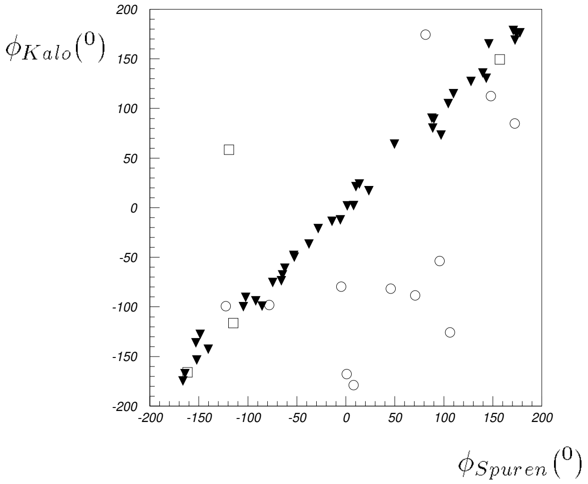


Abbildung 7.16: *Korrelation des Azimuthwinkels des hadronischen Endzustands, der aus der Spurkammer bestimmt wurde, mit dem aus dem Kalorimeter berechneten Azimuthwinkel. Zur Bestimmung des Winkels aus den Spuren wurden Spuren aus der Vorwärtskammer und der zentralen Jetkammer verwendet, die zum Vertex führten. Gezeigt sind die Ereignisse der CC-Selektion ohne visuelle Entfernung von Daten, nur e^+p-Daten.* **Dreiecke:** *Ereignisse geladenen Stroms nach visueller Inspektion,* **Quadrate:** *andere $e^+ - p$-Reaktionen,* **Kreise:** *sonstiger, visuell verworfener Untergrund*

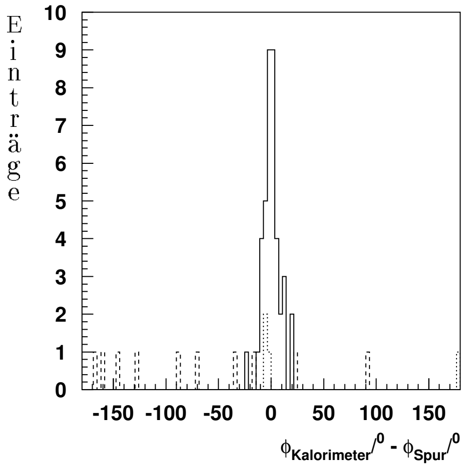


Abbildung 7.17: *Differenz zwischen dem Azimuthwinkel des hadronischen Endzustands, der aus der Spurkammer bestimmt wurde, und dem aus dem Kalorimeter berechneten Azimuthwinkel. Definition der Winkel und Selektionskriterien wie in Abbildung 7.16. Das unschattierte Histogramm zeigt Ereignisse geladenen Stroms nach visueller Inspektion. Die gepunkteten Einträge stellen andere $e-p$-Reaktionen dar, die gestrichelten Einträge zeigen sonstigen, visuell verworfenen Untergrund (insbesondere myoninduziert)*

Analyseschritt	Korrekturfaktor e^-	Korrekturfaktor e^+
Untergrundfilter	0.97 ± 0.02	0.97 ± 0.02
Vertex	0.86 ± 0.03	0.87 ± 0.03
Trigger	0.90 ± 0.02	0.90 ± 0.02
V_{had}-Schnitt	0.94 ± 0.05	0.91 ± 0.07
Total	0.71 ± 0.05	0.69 ± 0.06

Tabelle 7.2: CC-Selektion: Effizienz der einzelnen Analyseschritte

7.1.8 Selektion von Ereignissen geladenen Stroms: Zusammenstellung der Effizienzen

Tabelle 7.2 zeigt die Effizienz der Selektion von Ereignissen geladenen Stroms, aufgeteilt nach den einzelnen Analyseschritten. Wird ein Ereignis geladenen Stroms mehr als einmal verworfen, so darf dieser Fall bei der Berechnung der Gesamteffizienz nur einmal berücksichtigt werden. Um ein Doppeltzählen von Ineffizienzen bei der Berechnung der Gesamteffizienz aus der Effizienz der Einzelschritte zu vermeiden, wurde daher wie folgt vorgegangen:

Die Triggereffizienz bezieht sich auf eine Menge von Ereignissen geladenen Stroms, die der Bedingung $V_{had} > 25\ GeV$ genügt. Die Vertexeffizienz gilt für eine Menge von Ereignissen geladenen Stroms, die zusätzlich zur Bedingung $V_{had} > 25\ GeV$ die Triggerbedingung erfüllt. Der Korrekturfaktor des V_{had}-Schnittes schließlich wird aus dem Monte-Carlo berechnet als das Verhältnis der Ereignisse geladenen Stroms, die die Bedingung $V_{had} > 25\ GeV$ erfüllen, und der Anzahl der Ereignisse geladenen Stroms, die einen generierten Transversalimpuls des Neutrinos von mehr als $25\ GeV$ aufweisen. Die Gesamteffizienz ergibt sich dann als das Produkt der Einzeleffizienzen.

Bei der Berechnung der Filtereffizienz wurde etwas anders vorgegangen, siehe Abschnitt 6. Aufgrund der hohen Effizienz des Filters spielen Korrelationen hier eine untergeordnete Rolle.

7.2 Ereignisse neutralen Stroms

7.2.1 Der Trigger

Die Effizienz des Kalorimetertriggers beträgt bei Ereignissen neutralen Stroms 100%. Eine visuelle Inspektion erbrachte keinen Hinweis auf eine etwaige Ineffizienz des Kalorimetertriggers. So wurden keine Ereignisse neutralen Stroms gefunden, die zum Beispiel die Bedingung eines Spurtriggers erfüllt hätten und bei denen der Kalorimetertrigger nicht angesprochen hätte.

Die Spur-T0-Bedingung zeigt eine Ineffizienz von 3% aufgrund der schon bei der Selektion von Ereignissen geladenen Stroms angesprochenen gelegentlichen Verschiebung des Ereignis-T0s um mehr als eine Zeitscheibe.

7.2.2 Die Ereignisselektion

Die Effizienz der Ereignisselektion wurde aus Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt. Sie beträgt wie bei der Selektion von Ereignissen geladenen Stroms 100%.

7.2.3 Der Untergrundfilter

Die Effizienz des Untergrundfilters wurde anhand von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Sie beträgt $98 \pm 2\%$.

7.2.4 Die Vertexbedingung

Der Vertex hat verglichen mit Ereignissen geladenen Stroms aufgrund der zusätzlich vorhandenen Elektronspur eine wesentlich höhere Effizienz. Aus der Monte-Carlo-Ereignismenge ergibt sich 99.5% für e^+. Eine visuelle Inspektion ergab keinen Hinweis auf eine Ineffizienz der Vertexrekonstruktion für Ereignisse neutralen Stroms oberhalb von $V_{had} = 25\ GeV$.

7.2.5 Bestimmung der Effizienz des Elektronsuchalgorithmus

Es ist insbesondere wichtig, zu wissen, ob die Güte eines bestimmten Elektronsuchalgorithmus vom Monte-Carlo richtig beschrieben wird. Um diese Effizienz aus den vorliegenden Daten zu bestimmen, wurde der Elektronspuralgorithmus verwendet, der allein auf der Spurinformation der zentralen Driftkammer basiert und damit vollkommen unabhängig von der Form des Elektronclusters im Kalorimeter ist. Anhand dieses Elektronspuralgorithmus kann man eine Menge von Ereignissen neutralen Stroms erzeugen, die dazu dient, den verwendeten Elektron-Cluster-Algorithmus zu überprüfen, da man beide Elektronsuchalgorithmen in guter Näherung als unabhängig voneinander ansehen kann. Die Effizienz des Elektronclusteralgorithmus wurde bestimmt, indem mit Hilfe der bisher beschriebenen Selektion von Ereignissen neutralen Stroms eine Menge von Ereignissen neutralen Stroms erzeugt wurde. Anstelle des Elektron-Cluster-Algorithmus wurde hierbei der Elektron-Spur-Algorithmus verwendet. Bei der Berechnung von V_{had} wurde im Kalorimeter ein Zylinder von 25 cm um die Richtung des Elektronkandidaten ausgeschlossen. Ereignisse neutralen Stroms aus dieser Menge, die das Elektron-Cluster-Kriterium nicht erfüllten, wurden visuell inspiziert. Figur 7.18 zeigt die so bestimmte Effizienz des Elektronclusteralgorithmus für verschiedene V_{had}-Schnitte und in mehreren θ-Bereichen. Die Effizienz wird vom Monte-Carlo gut beschrieben. Die (allerdings nicht signifikant nachweisbare) Abnahme der Effizienz bei hohen Transversalimpulsen wäre dadurch erklärbar, daß bei hohen Elektronenergien der Elektronschauer manchmal in das hadronische Kalorimeter eindringt und mit Hilfe eines Elektronsuchalgorithmus schwer von einem Hadron zu unterscheiden ist.

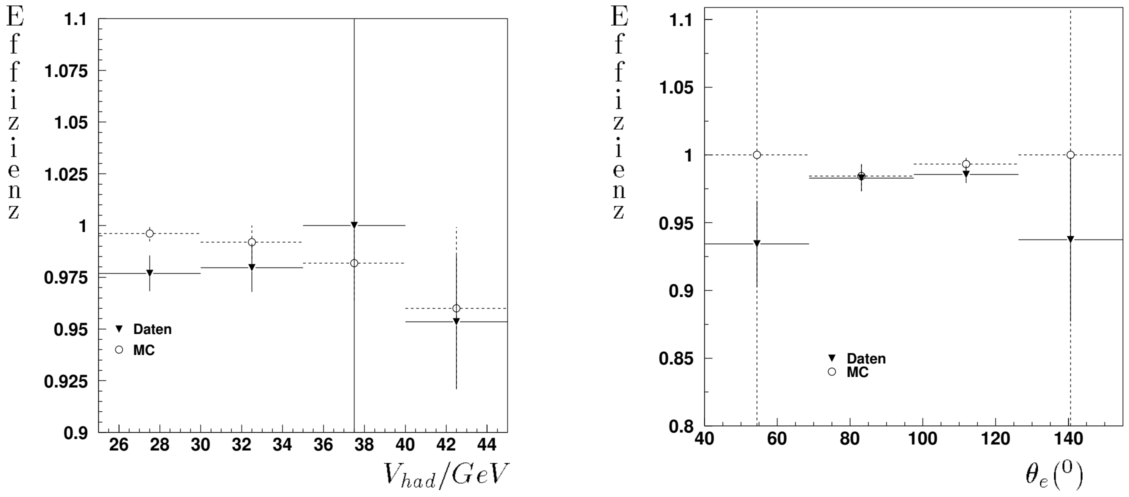


Abbildung 7.18: *Effizienz des Elektronclusteralgorithmus, aufgetragen gegen* V_{had} *und* θ_e

Es ergibt sich eine Effizienz von 98% aus dem Monte-Carlo und eine Effizienz von $97 \pm 1\%$ aus den Daten, wobei nur der statistische Fehler in den Daten angegeben wurde. Ein signifikanter Unterschied ist damit nicht festzustellen.

7.2.6 Die Bestimmung des Transversalimpulses

Die Bestimmung aus dem hadronischen Endzustand

Der Korrekturfaktor der Migrationen wurde analog zur Analyse der Ereignisse geladenen Stroms bestimmt. Es ergibt sich 0.83 ± 0.15 für e^+p-Streuung. Der Fehler an diesem Korrekturfaktor wurde ermittelt, indem die hadronische Energieskala bei Ermittlung des Korrekturfaktors um ±5% verschoben wurde. Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala führt hier aufgrund des steileren Abfalls des P_t-Spektrums bei Ereignissen neutralen Stroms zu einem größeren Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt.

Abbildung 7.19 zeigt das Verhältnis von V_{had} zu $P_{t,da}$, dem aus der Doppelwinkelmethode berechneten Transversalimpuls. Der Vergleich zwischen dem Ergebnis aus dem Monte-Carlo und den Daten zeigt eine Übereinstimmung innerhalb von rund einem Prozent, wobei die Daten niedriger liegen. Abbildung 7.20 zeigt dieses Verhältnis für verschiedene Bereiche des Polarwinkels.

Die Bestimmung nach der Doppelwinkelmethode

Aus Abbildung 7.21 wird ersichtlich, daß durch die Doppelwinkelmethode eine deutlich bessere Auflösung des Transversalimpulses erreicht wird als durch die hadronische Methode. Sichtbar ist auch eine Verschiebung des gemessenen hadronischen Transversalimpulses im Vergleich zum generierten aufgrund des Energieverlustes im Vorwärtsbereich. Sowohl der Polarwinkel des hadronischen

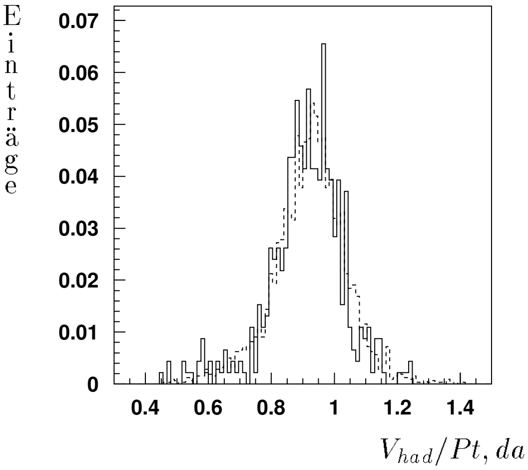


Abbildung 7.19: *Verhältnis der Messung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand und der Messung nach der Doppelwinkelmethode. Die durchgezogene Linie gibt die Daten an, die gestrichelte die Vorhersage aus dem Monte-Carlo. Schnitte: Die im Text beschriebene NC-Selektion außer einem niedrigeren V_{had}-Schnitt, $V_{had} > 15\ GeV$, und $y < 0.6$, y aus der Elektron-Methode berechnet. Aus der Doppelwinkelmethode berechneter Transversalimpuls größer als 25 GeV. $y_{JB} > 0.1$*

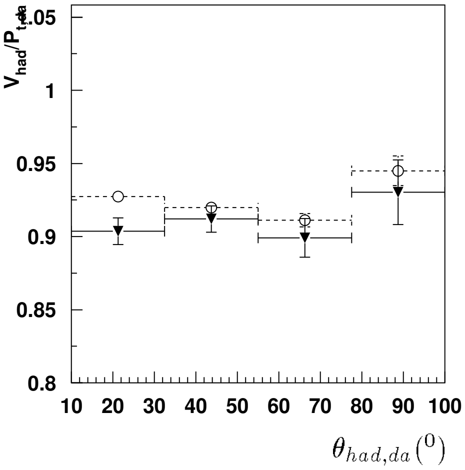


Abbildung 7.20: *Verhältnis der Messung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand und der Messung nach der Doppelwinkelmethode. Aufgetragen ist der Mittelwert gegen den Polarwinkel des hadronischen Endzustands. Die Dreiecke geben die Daten an, die Kreise die Vorhersage aus dem Monte-Carlo. Selektion: Wie Abbildung 7.19. Die Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler wieder.*

Systems als auch der des Elektrons sind experimentell gut zu messen. Abbildung 7.22 zeigt die Differenz zwischen dem Azimuthwinkel des hadronischen Endzustands und dem Azimuthwinkel des Elektrons. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Hier geht die Winkelauflösung des Kalorimeters ein sowie die Fragmentation. Die Monte-Carlo-Simulation gibt den Verlauf der Kurve gut wieder. Die Winkelauflösung des gestreuten Elektrons ist wesentlich besser als die des hadronischen Systems und spielt hier keine Rolle. Abbildung 7.23 zeigt die Rekonstruktion des Polarwinkels des hadronischen Systems, verglichen mit dem generierten Winkel aus der Monte-Carlo-Ereignismenge. Die Auflösung beträgt rund 2^0. Zur Fehlerabschätzung wurde eine maximale totale Verschiebung dieses Winkels um $\pm 2^0$ im Mittel angenommen.

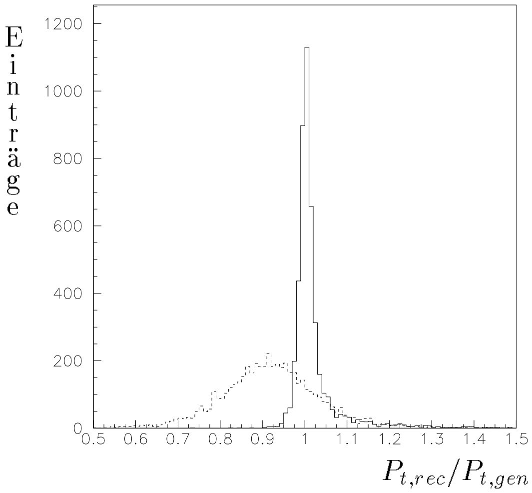


Abbildung 7.21: *Die gestrichelte Linie gibt das Verhältnis der Messung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand und dem generierten Transversalimpuls an. Die durchgezogene Linie zeigt das Verhältnis für die Berechnung nach der Doppelwinkelmethode und den generierten Transversalimpuls. Vorhersagen aus dem Monte-Carlo. Als Schnitte wurden gewählt: NC-Selektion außer einem niedrigeren* V_{had}*-Schnitt,* $V_{had} > 15\ GeV$*, generierter Transversalimpuls größer als* $25\ GeV$*. Nur bei der Doppelwinkelmethode:* $y < 0.6$*,* y *aus der Elektron-Methode berechnet*

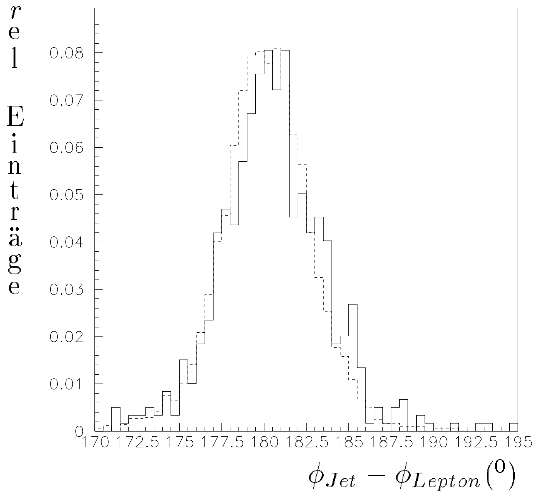


Abbildung 7.22: *Differenz der Azimuthwinkel des hadronischen Endzustands und des Elektrons. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Daten, die gestrichelte das Monte-Carlo. Als Schnitte wurden gewählt: NC-Selektion,* $V_{had} > 25\ GeV$

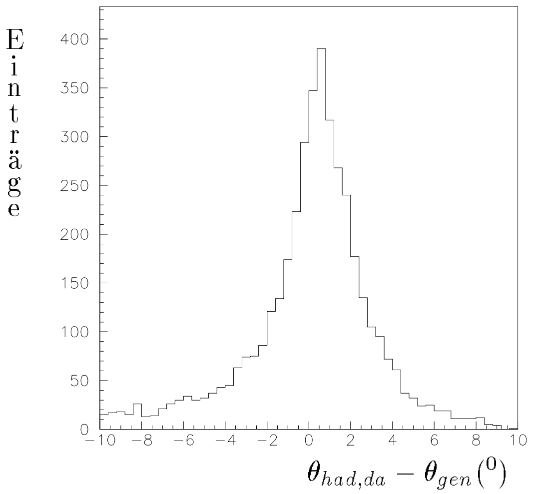


Abbildung 7.23: *Differenz des mit Hilfe des Kalorimeters gemessenen Polarwinkels des hadronischen Endzustands und des generierten Polarwinkels des hadronischen Endzustands. Vorhersage aus dem Monte-Carlo. Als Schnitte wurden gewählt: NC-Selektion,* $V_{had} > 25\ GeV$

Die Energieverteilung des hadronischen Endzustands im Vorwärtsbereich ist bei $e-p$-Streuung im Monte-Carlo nicht vollkommen richtig beschrieben. Die Modelle, die im Monte-Carlo Verwendung finden, sind phänomenologisch aufgebaut. Dieser Effekt spielt bei hohen Transversalimpulsen allerdings eine untergeordnete Rolle. Außerdem ist die Bestimmung des Polarwinkels $\theta_{had,da}$ relativ unempfindlich gegen nicht erfaßte Energie im Vorwärtsbereich, weil sie auf Jacquet-Blondel-Meßgrößen beruht, die so konstruiert sind, daß sie von Strahlrohrverlusten kaum beeinflußt werden. Eine kleine Diskrepanz ist jedoch beim Vergleich der y-Verteilungen zwischen Monte-Carlo und Daten im Bereich kleiner y-Werte beziehungsweise kleiner Polarwinkel $\theta_{had,da}$ erkennbar. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von Ereignissen neutralen Stroms aus der Doppelwinkelmethode wurde der Bereich kleiner y-Werte, $y_{JB} < 0.1$, herausgenommen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo ist insbesondere an der Akzeptanzkante des Kalorimeters wichtig, wo eine Verschiebung beispielsweise des Streuwinkels der Hadronen im Gradbereich darüber entscheidet, ob Energie nachgewiesen wird oder nicht. Es ist hier sicherer, einen definierten Schnitt vorzunehmen und Ereignisse zu verwerfen, bei denen zu viel Energie im Strahlrohr verloren geht. Abbildung 7.24 zeigt die y-Verteilung nach der Doppelwinkelmethode im Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo.

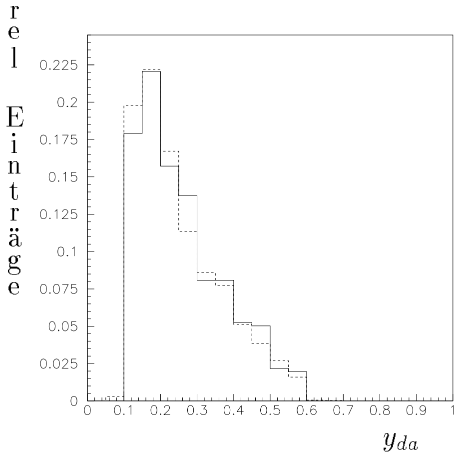


Abbildung 7.24: *y-Verteilung nach der Doppelwinkelmethode berechnet. Die durchgezogene Linie stellt die Daten dar, die gestrichelte die Vorhersage des Monte-Carlo. Als Schnitte wurden gewählt: NC-Selektion, $P_{t,da} > 25$ GeV, $y_{JB} > 0.1$, $y_e < 0.6$*

Die Einführung einer Einschränkung des Winkels $\theta_{had,da}$ des hadronischen Systems, $\theta_{had,da} > \theta^{min}_{had,da}$, wobei $\theta^{min}_{had,da}$ zwischen 0^0 und 30^0 variiert wurde, zeigte keinen signifikanten Einfluß auf den totalen Wirkungsquerschnitt. Dies ist ein sehr hartes Kriterium, das auf Diskrepanzen in der Beschreibung des hadronischen Endzustandes im Vorwärtsbereich zwischen Daten und dem Monte-Carlo sensitiv ist. Bei der Bestimmung dieses Einflusses wurde der $\theta^{min}_{had,da}$-Schnitt bei Daten und Monte-Carlo gleichzeitig vorgenommen.
Abbildung 7.25 veranschaulicht die Güte der Messung des Elektronpolarwinkels. Dargestellt ist die Differenz der θ-Messung aus Kalorimeter und Spursystem.

Die mittlere Abweichung zwischen Monte-Carlo und Daten beträgt rund 0.5^0. Um den Fehler abzuschätzen, wurde eine mittlere Verschiebung um $\pm 1^0$ angenommen.

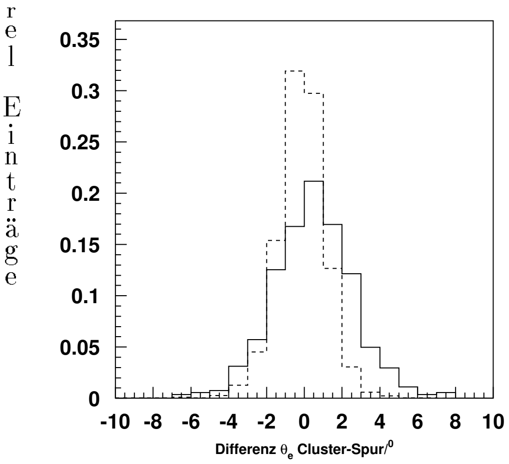


Abbildung 7.25: *Differenz zwischen Spur und Cluster des Elektronpolarwinkels. Die durchgezogene Linie stellt die Daten dar, die gestrichelte die Vorhersage aus dem Monte-Carlo. Als Schnitte wurden gewählt: NC-Selektion,* $V_{had} > 25\,GeV$

Um den Einfluß von Strahlungskorrekturen abzuschätzen, wurde ein Schnitt auf die Gesamtenergie abzüglich der z-Komponente des Gesamtimpulses vorgenommen, $E_{total} - P_z > 45\,GeV$. Diese Meßgröße hat bei nicht-strahlenden Ereignissen neutralen Stroms den Wert der doppelten Energie des einlaufenden Elektrons. Dies ergibt sich, wenn in den Gleichungen 2.16 und 2.20 y_e und y_{JB} gleichgesetzt werden. Bei strahlenden Ereignissen neutralen Stroms vermindert sich diese Größe näherungsweise um die zweifache Energie des abgestrahlten Photons. Es wurde kein signifikanter Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt festgestellt. Diese Einschränkung wurde bei Daten und Monte Carlo gleichzeitig vorgenommen.

Doppelwinkelmethode: Fehlerabschätzung bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes

- Der Beschränkung auf den Bereich $y_e < 0.6$ führt zu einer Fehlerabschätzung von 3%. Dabei wurde eine Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala von 3% angesetzt.

- Der Schnitt $y_{JB} > 0.1$ führt zu einer Unsicherheit von ebenfalls 3%, wobei eine Unsicherheit der hadronischen Energieskala von 5% angenommen wurde.

- Die angenommene Unsicherheit bei der Messung des Hadronwinkels von 2^0 ergibt eine Fehlerabschätzung von 1.5% am Wirkungsquerschnitt.

- Die Meßunsicherheit des Elektronpolarwinkels von 1^0 ergibt eine Fehlerabschätzung von 2.5%.

Analyseschritt	Korrekturfaktor e^+
Untergrundfilter	0.98 ± 0.02
Vertex	0.995 ± 0.01
Trigger	0.97 ± 0.02
V_{had}-Schnitt	0.83 ± 0.15
Schnitt nach der Doppelwinkelmethode: $P_{t,da} > 25\ GeV$,$y_{JB} > 0.1$,$y_e < 0.6$	0.64 ± 0.03
Total(V_{had}-Methode)	0.79 ± 0.14
Total($P_{t,da}$-Methode)	0.61 ± 0.03

Tabelle 7.3: NC-Selektion: Effizienz der einzelnen Analyseschritte

Die Filter-, Trigger- und Vertexeffizienz sind beim Schnitt mit Hilfe der Doppelwinkelmethode und beim Schnitt mit der Hadronmethode gleich.

7.2.7 Untergrund in der Ereignismenge neutralen Stroms

Die visuelle Inspektion erbrachte keinen Hinweis auf Untergrundereignisse. Die Fehlerkennung eines hochenergetischen Hadrons als Elektron kann zu einer Verunreinigung der Ereignismenge neutralen Stroms mit Photoproduktionsereignissen führen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür nimmt jedoch bei hohen Transversalimpulsen rasch ab. Dieser Untergrund wurde zusätzlich an Hand von Monte-Carlo-Ereignissen abgeschätzt. Ein Hinweis auf Untergrund dieser Art ergab sich dabei nicht.

7.2.8 Selektion von Ereignissen neutralen Stroms: Zusammenstellung der Effizienzen

Bei der Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte R ist der relative Korrekturfaktor $\epsilon_R = \epsilon_{NC}/\epsilon_{CC}$ entscheidend. Bei der Bestimmung dieses relativen Korrekturfaktors kürzt sich die Unsicherheit der hadronischen Energieskala teilweise heraus: Man erhält $\epsilon_R = 1.14 \pm 0.14$ bei Berechnung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand, und $\epsilon_R = 0.88 \pm 0.09$ bei Verwendung der Doppelwinkelmethode. Die systematischen Fehler der relativen Korrekturfaktoren sind daher, im Gegensatz zu den Korrekturfaktoren in der Tabelle 7.3 bei Doppelwinkel- und hadronischer Methode ähnlich.

Kapitel 8

Die Ereignismenge

8.1 Die Eigenschaften der Ereignisse geladenen und neutralen Stroms

Die Anzahl der Ereignisse geladenen Stroms nach allen Selektionsschritten beträgt 12 bei e^-p-Kollisionen und 41 bei e^+p-Kollisionen.

Abbildungen 8.1, 8.2 zeigen für die Ereignisse geladenen Stroms die gemessenen kinematischen Verteilungen x, y, Q^2 sowie V_{had}, berechnet mit der Jacquet-Blondel Methode. Bei der Darstellung der Verteilungen wurden keine Korrekturen der Daten auf Detektorakzeptanz und Migrationen vorgenommen. Statt dessen wurden bei den zum Vergleich gezeigten Monte-Carlo Verteilungen die gleichen Schnitte wie in den Daten angebracht. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo ist im Rahmen der Fehler gut. Abbildung 8.3 zeigt die Verteilung der generierten kinematischen Variablen für e^-p und e^+p-Streuung.

Die Anzahl der Ereignisse neutralen Stroms beträgt nach allen Selektionsschnitten 575 (e^+p-Streuung) bei Berechnung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand. Bei Berechnung des Transversalimpulses nach der Doppelwinkelmethode ergeben sich 444 Ereignisse (e^+p-Streuung). Die Abbildungen 8.4 zeigen für die Ereignisse neutralen Stroms die gemessenen Verteilungen der kinematischen Variablen, berechnet nach Jacquet und Blondel aus dem hadronischen Endzustand. Im Monte-Carlo wurden wieder die gleichen Schnitte wie in den Daten angewandt.

Diese Verteilungen zeigen, daß das Monte-Carlo die vorliegenden Daten gut beschreibt, wobei sowohl die zu Grunde liegende Theorie als auch Detektoreffekte eingehen. Damit eignet sich das Monte-Carlo dazu, beispielsweise Korrekturfaktoren für Migrationen zu bestimmen. Die Binweiten wurden relativ klein gewählt, um in diesem Zusammenhang ein Maximum an Information zu behalten, siehe beispielsweise den steilen Abfall der y-Verteilung der Ereignisse neutralen Stroms bei kleinen y-Werten.

Es ist möglich, aus der Übereinstimmung der unkorrigierten Verteilungen

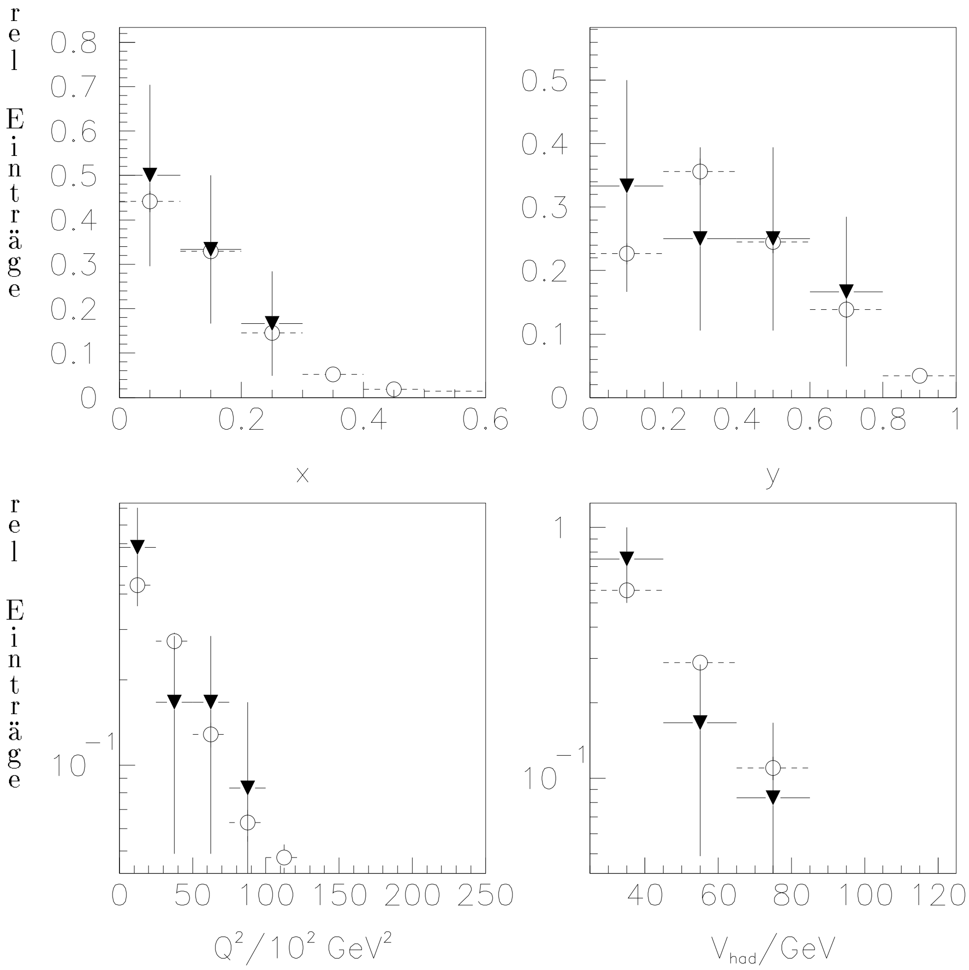


Abbildung 8.1: *gemessene kinematische Verteilungen der Ereignisse geladenen Stroms bei e^-p - Streuung. Die Dreiecke stellen die Daten dar, die Kreise die Vorhersage des Monte-Carlo. Angegeben sind nur die statistischen Fehler. Auf der y-Achse sind relative Einheiten aufgetragen, die Verteilungen der Daten und des Monte-Carlo wurden einzeln auf die Fläche normiert.*

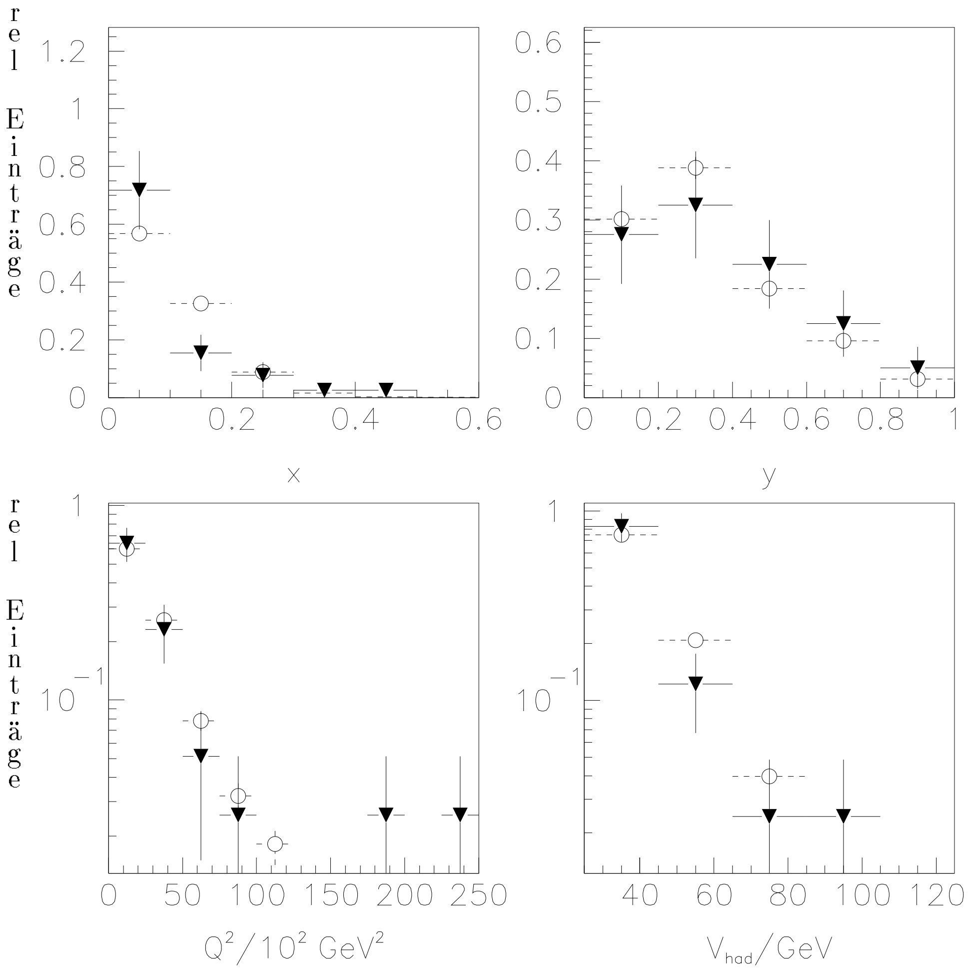


Abbildung 8.2: *gemessene kinematische Verteilungen der Ereignisse geladenen Stroms bei e^+p - Streuung. Die Dreiecke stellen die Daten dar, die Kreise die Vorhersage des Monte-Carlo. Angegeben sind nur die statistischen Fehler. Auf der y-Achse sind relative Einheiten aufgetragen, die Verteilungen der Daten und des Monte-Carlo wurden einzeln auf die Fläche normiert.*

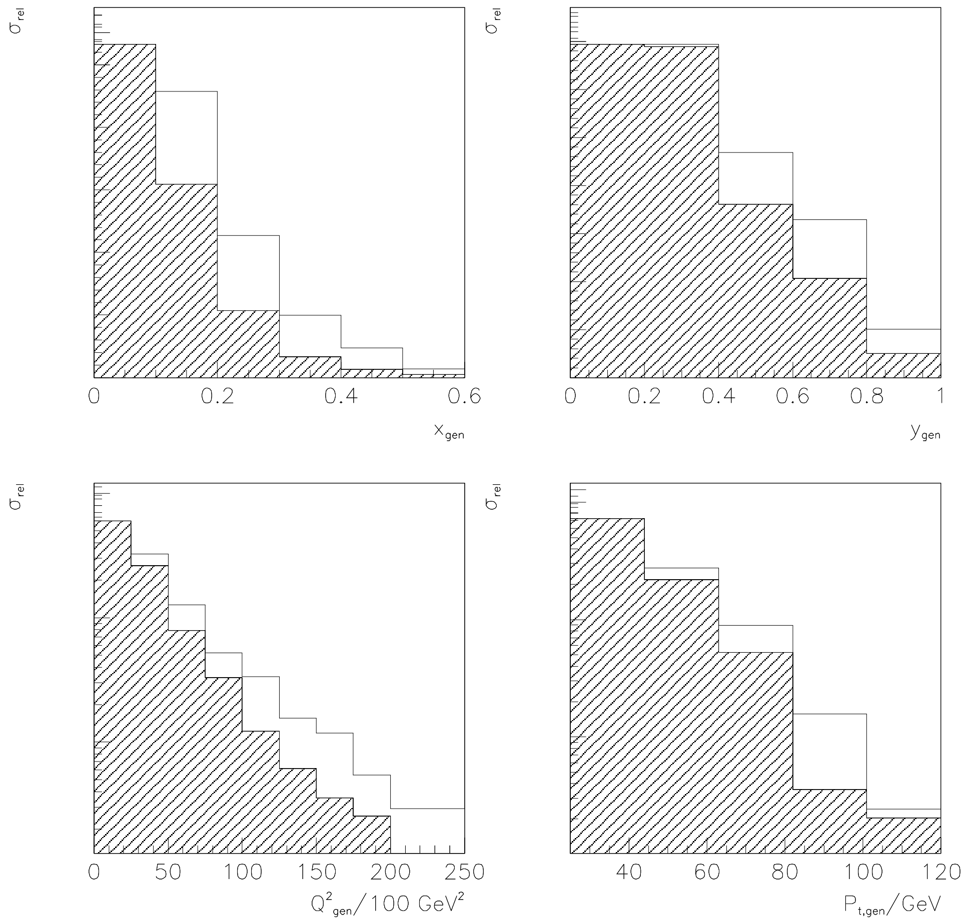


Abbildung 8.3: *generierte kinematische Verteilungen der Ereignisse geladenen Stroms. Einfaches Histogramm:* e^-p*-Streuung, schattiertes Histogramm:* e^+p*-Streuung. Verlangt wurde ein generierter Transversalimpuls des Leptons von mindestens 25 GeV. Auf der* y*-Achse sind relative Einheiten aufgetragen, die Verteilungen sind auf die Fläche normiert.*

mit dem Monte-Carlo Rückschlüsse auf die generierten Verteilungen vorzunehmen. Dies ist jedoch nur sinnvoll, wenn die Binbreiten nicht kleiner als die Detektorauflösung sind. Dies ist bei den gezeigten kinematischen Verteilungen der Ereignisse geladenen Stroms erfüllt für die y-Verteilung, die x-Verteilung bei $x < 0.3$ sowie für die Q^2-Verteilung bei $Q^2 < 7500\ GeV^2$.

Korrigierte Verteilungen sowie eine theoretische Interpretation werden im nächsten Kapitel für die Größe $P_{t,Lepton}$ gezeigt. Eine modellunabhängige Entfaltung der kinematischen Variablen wird hier nicht vorgenommen. Der Vorteil einer Entfaltung liegt insbesondere in der Erstellung von Verteilungen, die weitgehend unabhängig sind von der Theorie, die zur Erzeugung des Monte-Carlo verwendet wurde. Auf der anderen Seite hat eine Entfaltung auch Nachteile: So gilt beispielsweise für die Entfaltung mit der Matrixmethode, daß die entfaltete Verteilung größere statistische Fehler sowie Bin-zu-Bin-Korrelationen dieser Fehler aufweist, die in der unkorrigierten Verteilung nicht vorhanden sind. Der Grund liegt darin, daß die Entfaltung die gemessene Verteilung zur Bestimmung der Migrationseffekte verwendet. Ist die gemessene Verteilung aufgrund mangelnder Statistik nicht hinreichend glatt, so wirkt sich dies über die Korrekturen für die Migrationen auf die entfaltete Verteilung aus [9].

Angesichts der hier vorliegenden Statistik wird im Hinblick auf die theoretische Interpretation in dieser Arbeit anders vorgegangen: Es wird das Standardmodell als gültig angenommen, wobei die Propagatormasse der Reaktion geladenen Stroms als freier Parameter angesehen wird. Aus einem Vergleich der gemessenen V_{had}-Verteilung mit der aus der Theorie erwarteten Verteilung werden Grenzen auf die Masse des Propagators angegeben. Dies gewährleistet eine optimale Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Information. Die Einzelheiten werden im nächsten Kapitel beschrieben.

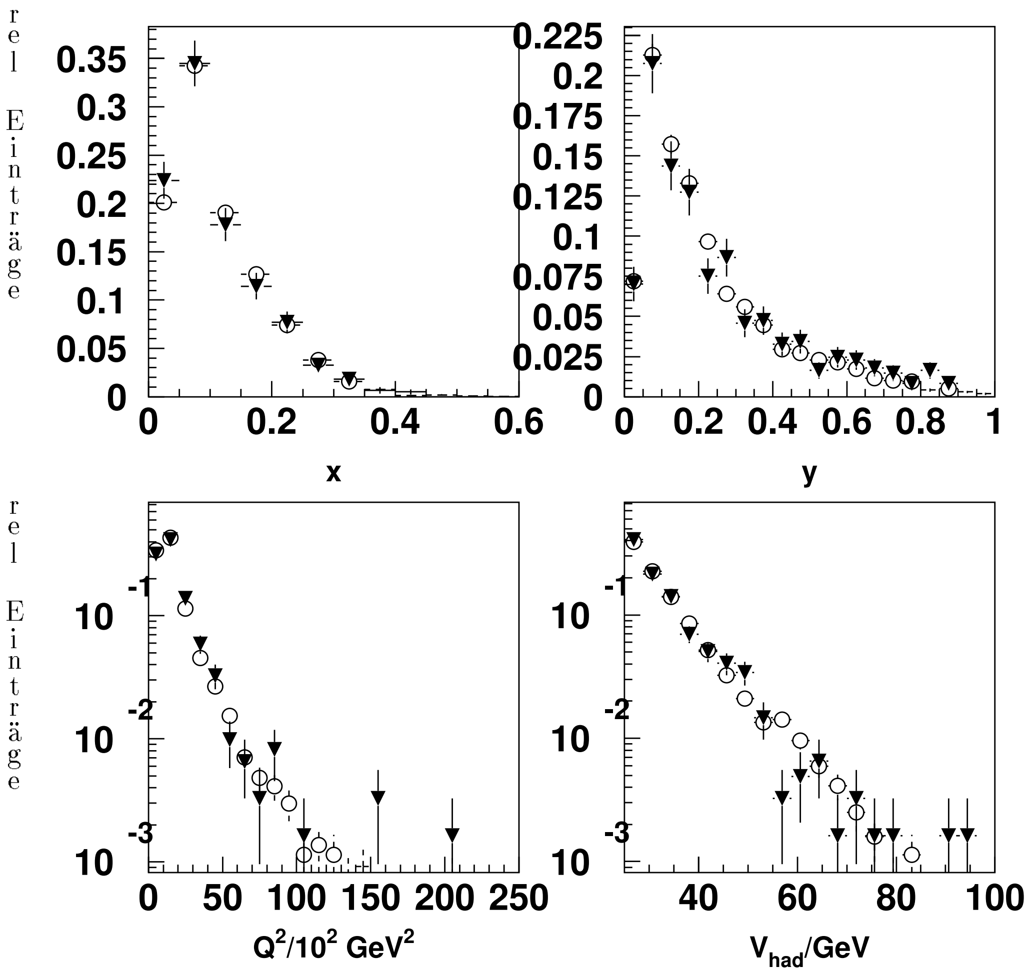


Abbildung 8.4: *gemessene kinematische Verteilungen der Ereignisse neutralen Stroms bei e^+p - Streuung. Die Dreiecke stellen die Daten dar, die Kreise die Vorhersage des Monte-Carlo. Angegeben sind nur die statistischen Fehler. Die Berechnung der kinematischen Variablen erfolgte nach der Jaquet-Blondel-Methode. Auf der y-Achse sind relative Einheiten aufgetragen, die Verteilungen der Daten und des Monte-Carlo wurden einzeln auf die Fläche normiert.*

Kapitel 9

Ergebnisse

9.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion geladenen Stroms erfolgt nach der Formel

$$\sigma_{CC}(P_t^{\nu} > 25\ GeV) \quad = \quad \frac{N_{CC}}{\epsilon_{CC} \cdot L}, \tag{9.1}$$

wobei N_{CC} die Anzahl der Ereignisse geladenen Stroms, ϵ_{CC} die Selektionseffizienz und L die Luminosität angeben.

Die Zahlen, die hier einzusetzen sind, sind in Tabelle 9.1 aufgeführt.

	e^-	e^+
N_{CC}	12	41
ϵ_{CC}	0.71 ± 0.05	0.69 ± 0.06
Luminosität	$0.36 \pm 0.01 pb^{-1}$	$2.70 \pm 0.05 pb^{-1}$

Tabelle 9.1: CC-Selektion: Übersicht über Größen, die zur Berechnung von σ_{CC} benötigt werden

Damit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms:

$$\begin{aligned} \sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^{\nu} > 25\ GeV) &= 46.6 \pm 13.5 \pm 3.5\ pb, \\ \sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^{\nu} > 25\ GeV) &= 21.9 \pm 3.4 \pm 2.0\ pb. \end{aligned}$$

Der erster Fehler gibt den statistischen, der zweite den systematischen Fehler an. Die theoretische Erwartung liefert

$$\begin{aligned} \sigma_{CC}^{theor}(e^-p, P_t^{\nu} > 25\ GeV) &= 42.1\ pb \\ \sigma_{CC}^{theor}(e^+p, P_t^{\nu} > 25\ GeV) &= 17.2\ pb \end{aligned}$$

Unter Einschluß der früher publizierten H1-Ergebnisse [10] ergibt sich

$$\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\,GeV) \quad = \quad 50.6 \pm 10.9\,pb.$$

Hierbei wurde der gemeinsame systematische Fehler mit einer Korrelation von 0.7 berücksichtigt sowie die geänderte Strahlenergie. Der Fehler enthält die statistischen und systematischen Unsicherheiten. Das Ergebnis stimmt gut mit den vom ZEUS-Experiment ermittelten Werten überein [38].

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte geladenen Stroms bei e^-p– und bei e^+p–Streuung beträgt

$$\frac{\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\,GeV)}{\sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV)} \quad = \quad 0.43 \pm 0.11.$$

Zur Berechnung des Verhältnisses R der Reaktion neutralen Stroms zu derjenigen geladenen Stroms lautet die Formel

$$R_{NC/CC}(P_t^{Lepton} > 25\,GeV) = \frac{N_{NC}/N_{CC}}{\epsilon_{NC}/\epsilon_{CC}} = \frac{N_{NC}/N_{CC}}{\epsilon_R}. \qquad (9.2)$$

Die Zahlen, die hier einzusetzen sind, finden sich in Tabelle 9.2.

	e^+, Jacquet-Blondel	e^+, Doppelwinkelmethode
N_{NC}	575	444
ϵ_R	1.14 ± 0.14	0.88 ± 0.09

Tabelle 9.2: NC-Selektion: Übersicht über Größen, die zur Berechnung von R benötigt werden

Es ergibt sich für R:

$$R_{NC/CC}^{e+}(P_t^{Lepton} > 25\,GeV) \quad = \quad 12.3^{+2.3}_{-1.7} \pm 1.5$$

für die Hadronmethode und

$$R_{NC/CC}^{e+}(P_t^{Lepton} > 25\,GeV) \quad = \quad 12.3^{+2.3}_{-1.8} \pm 1.2$$

für die Doppelwinkelmethode. Hierbei geben die ersten zwei Zahlen die untere und obere Grenze des statistischen Fehlers an. Dieser Fehler ist aufgrund des großen statistischen Fehlers der Ereignismenge geladenen Stroms, der im Nenner auftritt, unsymmetrisch. Die letzte Zahl gibt den systematischen Fehler an. Die Asymmetrie wurde hier vernachlässigt. Der systematische Fehler wird dominiert von der Unsicherheit der Energieskala. Diese Unsicherheit wird in Zukunft mit zunehmender Größe der Ereignismengen gesenkt werden können, weil dann detailliertere Studien am Kalorimeter unter anderem mit Hilfe der Ereignisse neutralen Stroms möglich sein werden.

Diese Ergebnisse sind gut verträglich mit dem Standardmodell. Die theoretische Erwartung liefert:

$$R^{theor}(e^+p, P_t^{Lepton} > 25\ GeV) \quad = \quad 15.5$$

Die Theoriewerte wurden mit Hilfe des Generators HERACLES ermittelt unter Verwendung der Strukturfunktion MRSH. Sie enthalten alle elektroschwachen und radiativen Korrekturen.
Sowohl die Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion geladenen Stroms als auch die Bestimmung von R sind ein Test des Standardmodells im Bereich hoher Energien. Aus diesen Werten läßt sich die Masse des W-Bosons als virtuelles Austauschteilchen ermitteln.

Abbildung 9.1 zeigt die Eingrenzung der Propagatormasse, die durch die hier vorgestellte Messung des Wirkungsquerschnittes geladener Ströme möglich ist.

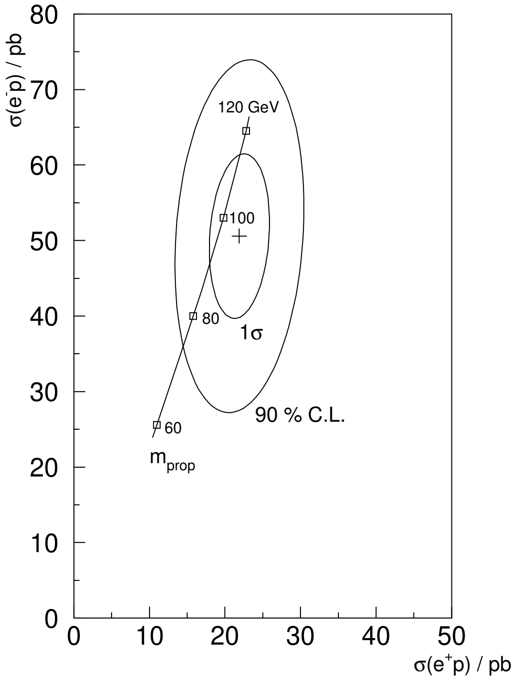


Abbildung 9.1: *Gemessenene e^- und e^+-induzierte Wirkungsquerschnitte geladenen Stroms. Die Ellipsen deuten die 1 σ und die 90 %-Konfidenzlinie an. Die Ellipsen sind leicht geneigt aufgrund des gemeinsamen systematischen Fehlers. Die durchgezogene Linie gibt die theoretische Erwartung bei einer Variation der W-Masse (m_{Prop}) an, aus [11].*

In Abbildung 9.2 ist der mit den Daten der Jahre 1993 und 1994 gemessene Wirkungsquerschnitt geladenen Stroms der $e^- - p$–Streuung in denjenigen der Neutrino-Nukleon-Streuung umgerechnet worden, wobei in den Bereich $P_{t,\nu} = 0$ extrapoliert wurde. Hierdurch ist ein Vergleich mit den Ergebnissen der $\nu - N$–Streuung möglich, siehe auch Kapitel 2. Ohne die Existenz des Propagatorterms wäre ein lineares Ansteigen des Wirkungsquerschnittes mit der Energie des einlaufenden Leptons zu erwarten. Dies kann mit einer Signifikanz von 8 σ ausgeschlossen werden. Damit ist die Signifikanz für die Existenz des Propagatorterms weiter verbessert worden.

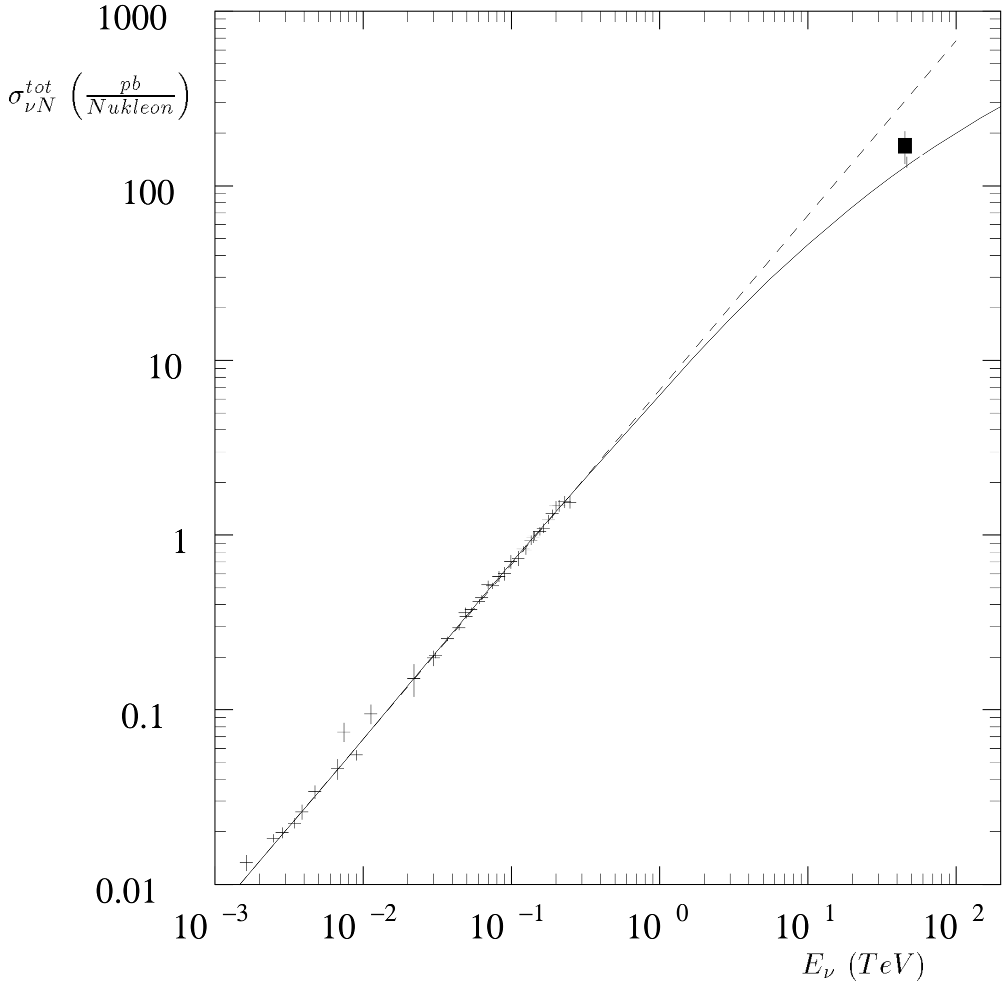


Abbildung 9.2: *Die Energieabhängigkeit des $\nu - N$–Wirkungsquerschnittes. Die Kreuze stellen die Resultate der Neutrinoexperimente dar. Das Quadrat deutet das Ergebnis der hier vorgenommenen Messung des Wirkungsquerschnittes geladenen Stroms bei $e^- - p$ - Streuung am HERA - Ringbeschleuniger an, der für diesen Vergleich in einen $\nu - N$-Wirkungsquerschnitt umgerechnet wurde. Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes unter dem Einfluß des Propagators dar, die gestrichelte Linie eine lineare Extrapolation.*

9.2 Verteilung der Wirkungsquerschnitte in P_t^ν

Es läßt sich aus den Daten noch mehr Information gewinnen, indem die Form der P_t-Verteilung verwendet wird. Abbildungen 9.3 zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt bei vier verschiedenen Schnitten am Transversalimpuls für Ereignisse geladenen Stroms, Ereignisse neutralen Stroms und das Verhältnis R. Die Filter- Trigger- und Vertexeffizienz wurde aus Pseudo-CC-Ereignissen gewonnen. In Tabelle 9.3 ist die Anzahl der Ereignisse geladenen Stroms in den einzelnen Bins aufgeführt. Es wurde hier eine neuere Rekonstruktion der Daten verwendet. Daher ergeben sich minimale, in der Abbildung nicht sichtbare Änderungen der Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den oben angegebenen Werten.

$P_t^\nu > 25\ GeV$	$P_t^\nu > 30\ GeV$	$P_t^\nu > 35\ GeV$	$P_t^\nu > 40\ GeV$
40	28	19	11

Tabelle 9.3: Integrale $P_{t,\nu}$-Verteilung: Anzahl von Ereignissen geladenen Stroms

Die Übereinstimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion geladenen Stroms mit der Theorie wird bei hohen P_t-Schnitten besser. Die Diskrepanz zwischen Theorie und Daten bei niedrigen P_t-Schnitten zeigt sich bei R in gleicher Weise wie beim Wirkungsquerschnitt der Reaktion geladenen Stroms.

Sowohl die systematischen als auch die statistischen Fehler sind in der gezeigten Darstellung korreliert. Der systematische Fehler an der R-Messung sinkt deutlich ab bei hohen P_t-Schnitten. Der Grund ist die Angleichung der (differentiellen) Wirkungsquerschnitte für Reaktionen geladenen und neutralen Stroms bei hohen Transversalimpulsen. Eine Verschiebung der Energieskala hat in diesem Bereich kaum noch einen Einfluß auf das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, weil Zähler und Nenner in gleicher Weise von der Skala abhängen. Dieser Effekt ist insofern besonders interessant, als die Sensitivität des Wirkungsquerschnitts auf die W-Masse im Bereich hoher Transversalimpulse größer ist als bei kleinen Transversalimpulsen, siehe auch Abbildung 9.3.

Aus der P_t-Verteilung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion geladenen Stroms ergibt sich eine weitere Möglichkeit, die Masse des W-Bosons zu bestimmen. Wird die Masse M_{Prop}, die im Propagatorterm steht (siehe Kapitel 2) als freier Parameter angesehen, so läßt sich aus einer Anpassung der resultierenden Theoriekurve an die Daten die Propagatormasse experimentell bestimmen. Diese Methode hat den Vorteil, daß sowohl der Wirkungsquerschnitt als auch der Verlauf der Kurve eingeht. Insbesondere wird der Bereich hoher Transversalimpulse besser berücksichtigt als bei der Berechnung der Propagatormasse aus dem totalen Wirkungsquerschnitt. Eine noch größere Empfindlichkeit auf die Propagatormasse zeigt zwar die direkte Verwendung der Variablen Q^2, die im

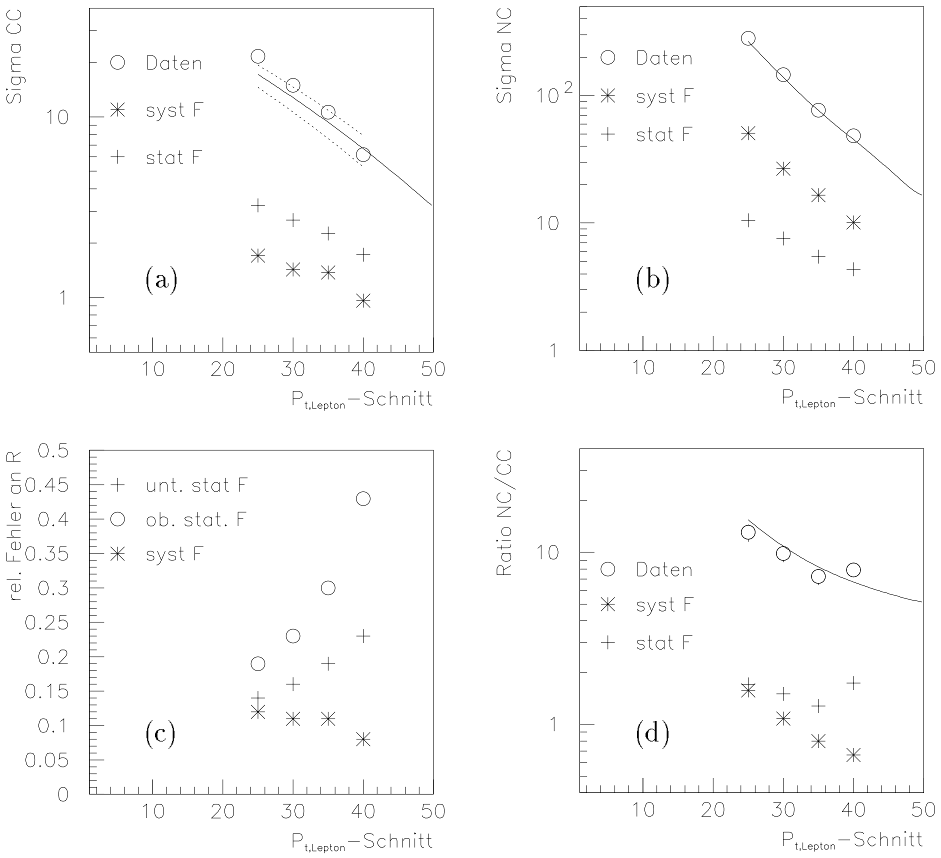


Abbildung 9.3: *σ_{NC},σ_{CC},$R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$ mit vier verschiedenen Schnitten am Transversalimpuls des Neutrinos (integrale Verteilung). Die durchgezogene Linie deutet die theoretische Erwartung an. Hierbei wurde der Generator HERACLES [17] verwendet. Die Berechnung des Transversalimpulses erfolgte aus dem hadronischen Endzustand. Die statistischen und systematischen Fehler sind nicht als Fehlerbalken, sondern als Absolutwerte dargestellt. (a) Wirkungsquerschnitte geladenen Stroms, zur theoretischen Erwartung sind zusätzlich die Kurven bei einer Verschiebung der W-Masse um ± 10 GeV dargestellt (gestrichelte Linien); (b) Wirkungsquerschnitte neutralen Stroms; (c) und (d) $R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$. In (c) sind die relativen Fehler an R angegeben , die Asymmetrie des systematischen Fehlers ist vernachlässigt. In (d) sind das Verhältnis R sowie untere Fehlergrenzen dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte sind in Picobarn angegeben.*

Propagator auftritt, anstelle des Transversalimpulses. Es fällt jedoch bei Verwendung des experimentell gemessenen Transversalimpulses V_{had} leichter, die Systematik zu verstehen und zu kontrollieren, als bei Verwendung der abgeleiteten Variablen Q^2 (siehe auch Anhang A.1).

Experimentell ist es vorteilhaft, abweichend vom oben beschriebenen Verfahren die gemessene, unkorrigierte V_{had}-Verteilung mit der Erwartung aus dem Monte-Carlo zu vergleichen. Es wurden nur die Ereignisse geladenen Stroms der Positron-Proton-Streuung verwendet. Folgende Schritte wurden im Einzelnen durchgeführt:

- Für die gemessene V_{had}-Verteilung wurden 4 Bins mit den Bingrenzen $25, 30, 35, 40, \infty$ gewählt.
- Um die Anzahl der in jedem Bin theoretisch erwarteten Ereignisse zu ermitteln, wurde zunächst die Zahl der Ereignisse geladenen Stroms mit $P_t^\nu > 25\,GeV$, $N_{CC}^{theor}(P_t^\nu > 25\,GeV)$, bei der Luminosität der e^+p-Datennahme von 1994 (L_{1994}) nach Formel 9.1 berechnet ($\epsilon_{CC} = 1$):

  $$N_{CC}^{theor} \quad = \quad \sigma_{CC}^{theor}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV)L_{1994}. \tag{9.3}$$

  $\sigma_{CC}^{theor}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV)$ wurde hier mit einer Masse des W-Bosons von $80.3\,GeV$ berechnet. Jedes Monte-Carlo-Ereignis wurde nun mit einem Gewichtsfaktor K_{Lumi} multipliziert:

  $$K_{Lumi} \quad = \quad N_{CC}^{theor}/N_{CC}^{MC}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV), \tag{9.4}$$

  wobei $N_{CC}^{MC}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV)$ die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse geladenen Stroms angibt, die die Bedingung $P_t^\nu > 25\,GeV$ erfüllen.
- Um den Einfluß des freien Parameters M_{Prop} zu berücksichtigen, wurde jedes Monte-Carlo-Ereignis i entsprechend seinem Impulsübertrag Q_i mit einem zweiten Gewichtsfaktor K_{Prop}^i multipliziert, der sich durch Umwichten des Propagatorterms ergab (siehe auch [16]):

  $$K_{Prop}^i \quad = \quad \left(\frac{\left(\frac{M_{Prop}^2}{(Q_i^2 + M_{Prop}^2)}\right)^2}{\left(\frac{M_W^2}{(Q_i^2 + M_W^2)}\right)^2} \right). \tag{9.5}$$

  Für M_W wurde $80.3\,GeV$ eingesetzt. Jedes Monte-Carlo-Ereignis erhielt damit ein Gewicht entsprechend dem veränderten Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Variation der Propagatormasse ergab.
- Die so gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse wurden entsprechend der Effizienz korrigiert und auf die gleichen V_{had}-Bins wie die Daten verteilt.
- Es wurde ein χ^2-Anpassungstest der theoretisch erwarteten V_{had}-Verteilung an die Daten vorgenommen. Die Formel lautet

  $$\chi^2 \quad = \quad \sum_{Bins\ j} \frac{\left(N_{CC}^{theor,j} - N^{Daten,j}\right)^2}{N^{Daten,j}}, \tag{9.6}$$

mit den gemessenen Ereigniszahlen $N^{Daten,j}$ und der theoretischen, von M_{Prop} abhängigen Erwartung $N_{CC}^{theor,j}$ in Bin j sowie dem statistischen Fehler $\sigma^2_{stat,j} = N^{Daten,j}$.

- Der dominierende systematische Fehler stammt aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala. Dieser Fehler wurde abgeschätzt, indem die Skala der Monte-Carlo-Ereignisse um ±5% verschoben wurde. Der χ^2-Test liefert dann zwei Werte für die W-Masse, die die untere und obere Grenze angeben. Der so bestimmte Fehler beträgt $^{+8}_{-9}$ GeV.
- Um den Einfluß der relativ kleinen Fehler aus der Effizienz- und Luminositätsbestimmung abzuschätzen (ohne den V_{had}-Schnitt), wurde eine vollständige Korrelation angenommen. Es handelt sich hier um eine obere Abschätzung des Fehlers, da alle Punkte der gemessenen Verteilung bei Variation von M_{Prop} in die gleiche Richtung wandern. Eine nur teilweise positive Korrelation der Fehler, wie sie in der Tat vorliegt, hat daher einen kleineren Einfluß auf die W-Massenberechnung als die hier angenommene totale Korrelation der Fehler. Es ergibt sich eine obere Fehlerabschätzung von ±3 GeV, wobei eine Unsicherheit der Effizienz von 4.5 % angenommen wurde.

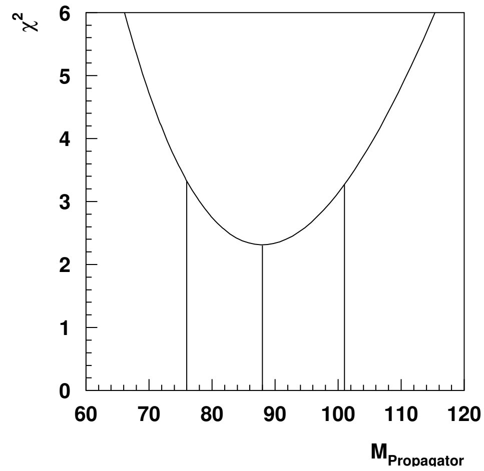


Abbildung 9.4: χ^2-*Kurvenanpassung der theoretisch erwarteten V_{had}-Verteilung an die differentielle, experimentell gemessene V_{had}-Verteilung der Reaktion geladenen Stroms mit M_{Prop} als freiem Parameter. Die senkrechten Linien geben das Minimum und die 1 σ-Grenzen an. Der χ^2-Fit liefert nur die statistischen Fehler. Das Minimum der Kurve liegt bei $M_{Prop} = 88\ GeV$*

Abbildung 9.4 zeigt das Ergebnis des χ^2-Fits. Die Größe von χ^2 im Minimum der Kurve liegt nahe am Wert von 3, der Anzahl der Freiheitsgrade (der Bins in diesem Fall) minus eins. Die Meßpunkte sind somit statistisch entsprechend der Erwartung verteilt. Die senkrechten Linien geben die 1 σ-Grenze an. Der χ^2-Fit liefert nur die statistischen Fehler. Für die Propagatormasse ergibt sich damit

$$M_{Prop} = 88\ ^{+13}_{-12}\ ^{+9}_{-10}\ GeV.$$

Die erste Zahl gibt den statistischen, die zweite den gesamten systematischen Fehler an. Der Fehler, der aus der Energieskala resultiert sowie der Fehler aus der Effizienz- und Luminositätsbestimmung wurden hierbei quadratisch addiert. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Masse des Propagatorterms mit dem Standardmodell. Die Masse des W-Bosons, die aus der direkten Erzeugung bestimmt wurde, beträgt $M_W = 80.22 \pm 0.26\ GeV$ [6].

Kapitel 10

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Reaktion geladenen Stroms in tiefunelastischer Elektron-Proton- beziehungsweise Positron-Proton-Streuung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Analysen zur Optimierung der Datennahme durchgeführt. Es wurden Untersuchungen vorgenommen, die dem Verständnis und der Optimierung des Triggers dienten. Zur Reduzierung des myoninduzierten Untergrundes, der die Hauptuntergrundquelle darstellt, wurden Algorithmen erstellt.

Die Methoden zur Bestimmung der Selektionseffizienz für Ereignisse geladenen Stroms mit Hilfe der Daten, unter Verwendung der Ereignisse neutralen Stroms, wurden weiterentwickelt.

Es wurden die Wirkungsquerschnitte der Reaktion geladenen Stroms bei Elektron-Protron- sowie bei Positron-Proton-Streuung oberhalb eines Transversalimpulses des Neutrinos von 25 GeV bestimmt. Beide Resultate stimmen gut mit der Vorhersage des Standardmodells überein. Die Signifikanz für die Existenz des Propagatorterms wurde weiter verbessert. Es ergab sich

$$\begin{aligned}\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\,GeV) &= 46.6 \pm 13.5 \pm 3.5pb,\\ \sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV) &= 21.9 \pm 3.4 \pm 2.0pb,\end{aligned}$$

sowie für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei Elektron-Protron- und bei Positron-Proton-Streuung

$$\frac{\sigma_{CC}^{exp}(e^-p, P_t^\nu > 25\,GeV)}{\sigma_{CC}^{exp}(e^+p, P_t^\nu > 25\,GeV)} = 0.43 \pm 0.11.$$

Weiterhin wurde das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts der Reaktion neutralen Stroms zu demjenigen geladenen Stroms bei Positron-Proton-Streuung oberhalb eines Transversalimpulses des getreuten Leptons von 25 GeV bestimmt. Auch hier ergaben sich, bei anderen systematischen Effekten, konsistente Ergebnisse:

$$R_{NC/CC}^{e+}(P_t^{Lepton} > 25\,GeV) = 12.3^{+2.3}_{-1.7} \pm 1.5$$

Zudem wurde die P_t^{Lepton}-Verteilung dieser Wirkungsquerschnitte gezeigt und mit der theoretischen Erwartung verglichen.

Unter Verwendung der differentiellen Transversalimpulsverteilung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion geladenen Stroms wurden Grenzen für die Masse des W-Bosons als virtuelles Austauschteilchen angegeben. Es ergab sich

$$M_{Prop} \quad = \quad 88\ {}^{+13}_{-12}\ {}^{+9}_{-10}\ GeV$$

in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der direkten Erzeugung des W-Bosons.

Anhang A

Anhang

A.1 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Abbildungen A.1 zeigen das Verhältnis der mit der Jaquet-Blondel-Methode rekonstruierten kinematischen Variablen und der generierten Variablen für Monte-Carlo-Ereignisse des geladenen Stroms. Die Rekonstruktion der Größen y und P_t, in die nur Energien und Winkel eingehen, ist deutlich besser als die Rekonstruktion der abgeleiteten Variablen x und Q^2. In Abbildung A.2 wird sogar deutlich, daß die Meßgröße V_{had} – wenn die quadratische Abweichung vom generierten Impulsübertragsquadrat betrachtet wird – die gleiche Q^2-Auflösung zeigt wie die „richtige“ Größe Q_{JB}. In Bezug auf den Impulsübertrag gilt somit: Der Informationsgewinn durch die Verwendung der Variablen Q^2_{JB} anstelle von V^2_{had} wird durch den Einfluß der y_{JB}-Meßungenauigkeit auf die Berechnung von Q^2_{JB} wieder zunichte gemacht. Kritisch ist hier insbesondere die Divergenz von Q^2_{JB} bei $y_{JB} \to 1$. Ein Gaußfit liefert allerdings eine bessere Auflösung von Q^2_{JB}, weil hier die langreichweitigen Fluktuationen kaum eingehen.

A.2 Anmerkung zu Migrationen

Im Kapitel 9 wurde die integrale P_t^ν-Verteilung des Wirkungsquerschnittes für Ereignisse des geladenen Stroms gezeigt. Die Größe der Bins wurde dabei so gewählt, daß sie in etwa der experimentellen Auflösung entsprach. Tabelle A.1 zeigt die Migrationen von Bin zu Bin zu der *differentiellen* P_t^ν-Verteilung. Jede Spalte gibt an, wie sich Ereignisse, die in einem bestimmten P_t^ν-Bereich generiert wurden, auf die verschiedenen Bins bezüglich des rekonstruierten Transversalimpulses V_{had} verteilen. Betrachtet wurden nur die Migrationen, die Selektionseffizienz wurde auf 1 gesetzt. Um die Matrix diagonal zu machen, wurde – abweichend von der in Kapitel 9 verwendeten Verteilung – V_{had} um $+6\%$ verschoben. Dies trägt unter anderem der Tatsache Rechnung, daß ein bestimmter Anteil des Transversalimpulses im Strahlrohr verschwindet. Eine solche Multiplikation mit einen konstanten Faktor minimiert bei einer Entfaltung die Migrationen.

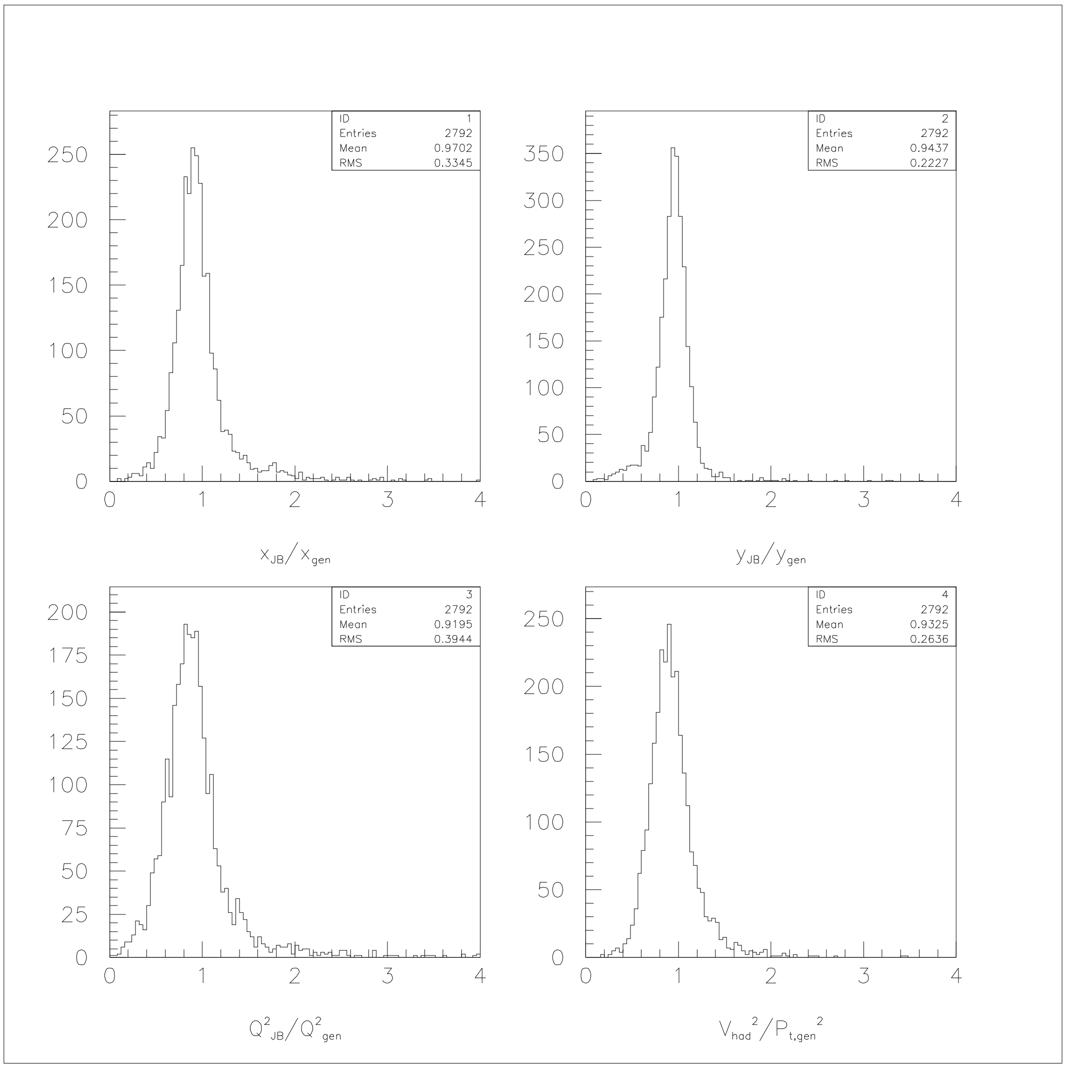


Abbildung A.1: *Rekonstruktion der kinematischen Variablen. Vorhersage einer Monte-Carlo-Ereignismenge geladenen Stroms. Schnitte:* $V_{had} > 15\,GeV, 0.05 < y_{JB} < 0.9$.

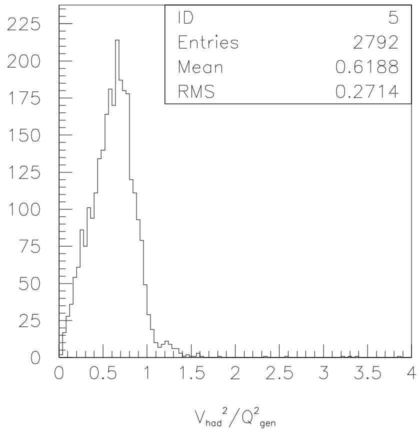


Abbildung A.2: *Verhältnis des gemessenen Transversalimpulsquadrats zum generierten Impulsübertragsquadrat. Siehe Text. Vorhersage eines Monte-Carlo-Datensatzes geladenen Stroms. Schnitte:* $V_{had} > 15\ GeV, 0.05 < y_{JB} < 0.9$.

$[GeV]$	$0 < P_t^\nu < 25$	$25 < P_t^\nu < 30$	$30 < P_t^\nu < 35$	$35 < P_t^\nu < 40$	$P_t^\nu > 40$
$0 < V_{had} < 25$	0.96	0.27	0.05	0.03	0.00
$25 < V_{had} < 30$	0.04	0.50	0.26	0.05	0.00
$30 < V_{had} < 35$	0.01	0.20	0.46	0.22	0.03
$35 < V_{had} < 40$	0.00	0.03	0.17	0.48	0.09
$V_{had} > 40$	0.00	0.01	0.06	0.23	0.88

Tabelle A.1: Migrationen in der P_t^ν-Verteilung. Angegeben sind Wahrscheinlichkeiten. Vorhersage des Monte-Carlo. Siehe Text.

Anhang B

Abschätzung des myoninduzierten Untergrundes

Die hier beschriebene Abschätzung wurde aus [11] entnommen. Wird die Selektion der Ereignisse geladenen Stroms unter Ausschluß des Untergrundfilters durchgeführt (Abschnitt 4.3.5), so erhält man 1133 Ereignisse. Diese Ereignisse teilen sich wie folgt auf:

- 509 durch die Halofilter erkannte Halomyonen,
- 536 kosmische Myonereignisse, die durch die entsprechenden Filter erkannt wurden, aber nicht durch die Halofilter,
- 88 vom Filter nicht verworfenen Ereignisse. Diese im weiteren „Kandidaten geladenen Stroms“ genannten Ereignisse setzen sich zusammen aus den Ereignissen geladenen Stroms sowie aus Untergrundereignissen, die vom Filter nicht erkannt wurden.

Es ist jetzt interessant, sich die Zeitstruktur dieser Ereignisse anzusehen. Dazu steht die Zeitinformation der zentralen Spurkammer zur Verfügung sowie die Zeitinformation des Kalorimetertriggers. Abbildung B.1 zeigt die Zeitstruktur für alle Ereignisse in Einheiten einer Zeitscheibe. Die Ereignisse erscheinen in zwei Bändern. Die angedeuteten Bänder I_0 und I_1 sind definiert durch $|T_{CJC}| < 0.1$ beziehungsweise $|T_{CJC} - T_{LAR}| < 0.7$. Diese zwei Bänder teilen die Ereignisse danach ein, ob sie mit der HERA-Zeitscheibe korreliert sind oder nicht. Vier Fälle lassen sich unterscheiden:

- 342 Ereignisse liegen in der Schnittfläche von I_0 und I_1, P=Prompt genannt,
- 414 Ereignisse sind unkorreliert (nicht-P Ereignisse in dem Band I_1, genannt U),
- 344 sind Überlagerungsereignisse (S=superimposed), das heißt nicht-P-Ereignisse im Band I_0,

Klassifikation	Alle	P	U	S	N
Alle	1133	342	414	344	33
Halo	509	159	38	287	25
kosm. μ	536	113	366	50	7
CC Kandidaten	88	70	10	7	1

Tabelle B.1: *Ereignisklassifikation nach Topologie und CJC- and LAr- Zeitstruktur. Aus [11].*

Klassifikation	alle	μ korr(gesehen)	P	U	S	N
Halomyon	509	509 (409)	135.7 (109)	34.8(28)	304.9 (245)	33.6 (27)
kosm. Myonen	536	536 (508)	112.9 (107)	364.0(345)	48.5 (46)	10.6 (10)
CC Kandidaten	88	26.3 (23)	11.4 (10)	8.2 (7)	5.7 (5)	1.1 (1)

Tabelle B.2: *Ereignisklassifizierung nach Topologie und CJC- und Myonzeitinformation korrigiert (unkorrigiert) auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonen. Aus [11].*

- 33 Ereignisse gehören zu keinem Band (N).

Die U-, S-, N- Ereignisse enthalten nur Untergrundereignisse.

Die Kombination dieser zwei Klasseneinteilungen führt zu 12 Unterklassen, die in Tabelle B.1 aufgeführt sind. Von den Ereignissen, die aufgrund der Zeitstruktur als Untergrund klassifiziert wurden, wurden 773 vom Untergrundfilter erkannt und 18 nicht erkannt. Hieraus ergibt sich für den Filter ein Verhältnis von nichterkannten zu erkannten Untergrundeignissen von 18/773. Von den Ereignissen, die von der Zeitstruktur her nicht als Untergrund angesehen werden können, sind 272 vom Untergrundfilter als Untergrund erkannt, 70 nicht. Dies erlaubt eine statistische Abschätzung des myoninduzierten Untergrundes von $(272 \times 18)/773 \approx 6 \pm 2$.

Halo Ereignisse bevölkern das Band I_0, wie Abbildung B.1b zeigt. Kosmische Myonen werden von beiden Subdetektoren zur gleichen Zeit registriert, sind aber nicht mit der HERA-Zeitscheibe korreliert, liegen also in Band I_1 in Abbildung B.1c. Die Kandidaten geladenen Stroms in Abbildung B.1d gehören im wesentlichen zur Klasse P, jedoch existiert eine Kontamination mit kosmischen und Halo-Myonen.

Ein weiterer Test wird durch die Verwendung der Zeitinformation des Myontriggers ermöglicht. Unter der Annahme, daß Ereignisse geladenen Stroms in der Regel keine Myonen im Endzustand aufweisen, kann durch die Myonzeitinformation direkt der Myonuntergrund abgeschätzt werden. Die Myonzeitinformation ist für mehrere Zeitscheibe gegeben (siehe Abbildung B.2b). Abbildung

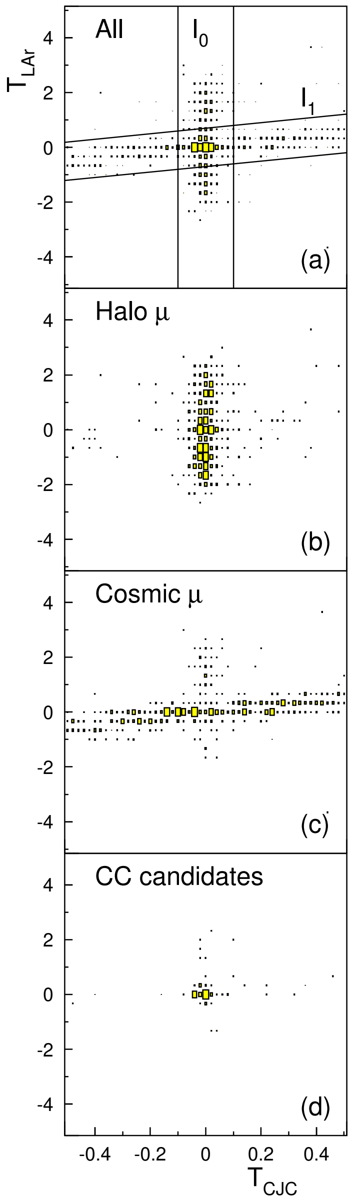


Abbildung B.1: *Die Zeitstruktur von allen Ereignissen (a), Halo Ereignissen (b), Höhenstrahlungsereignissen (c) und CC-Kandidaten (d) als Funktion der Zeitinformation der Spurkammer und des LAr- Kalorimetertriggers. Die Zeiten sind in Einheiten einer HERA-Zeitscheibe (96 ns) angegeben. Die Bänder I_0 and I_1 sind im Text definiert. Aus [11].*

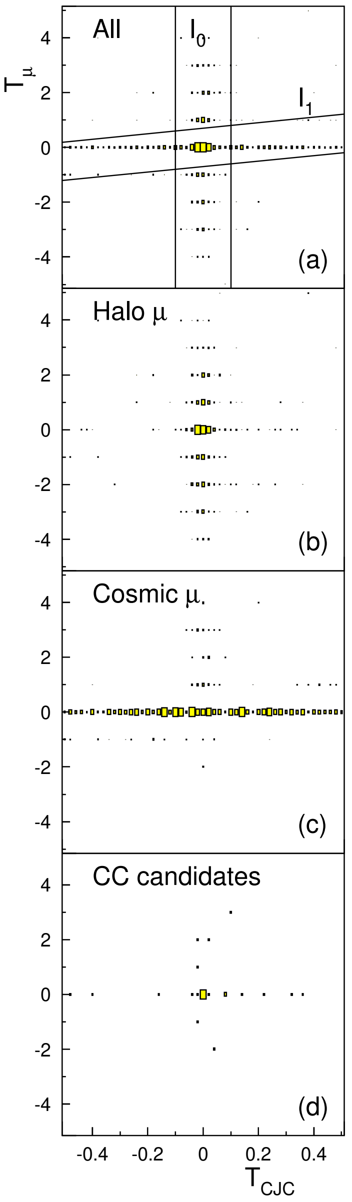


Abbildung B.2: *Die Zeitstruktur von allen Ereignissen mit einem Signal im Myondetektor (a), Halomyonen (b), Höhenstrahlungsereignissen (c) und CC-Kandidaten (d) als Funktion der Zeitinformation der Spurkammer und des Myonsystems. Die Zeiten sind in Einheiten einer HERA-Zeitscheibe (96 ns) angegeben. Die Bänder I_0 and I_1 sind im Text definiert. Aus [11].*

B.2 sowie Tabelle B.2 wiederholen die Darstellung von Abbildung B.1 mit der Ersetzung der LAr-Kalorimeter-Zeitinformation durch die Myonzeitinformation. Die Zahlen in Tabelle B.2 enthalten einen Korrekturfaktor für die Effizienz des Myonnachweises (80% bei Halomyonen und 95% für kosmische Myonen). Mit diesen Zahlen ergibt sich ein Untergrund von 5 ± 2 Ereignissen unter den 10 beobachteten P-Ereignissen (11.4 Ereignisse nach Effizienzkorrektur).

Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen des H1-Experiments entstanden. Ohne die unermüdliche Tätigkeit aller Mitglieder dieser Kollaboration wäre sie nicht möglich gewesen. Ihnen allen möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. Ebenfalls danken möchte ich den Technikern und Ingenieuren der HERA-Maschinengruppe.

Mein spezieller Dank geht an Herrn Büßer für die Ermöglichung dieser Arbeit und die rege Anteilnahme sowie an die Mitglieder der elektroschwachen Gruppe – insbesondere Rolf Beyer, Achim Braemer, Eckhard Elsen, Michael Flieser, Dieter Haidt, Günter Martin, Frieder Niebergall, Karsten Rüter, Stefan Rieß und Andre Schöning – für die anregenden Diskussionen und die angenehme Arbeitsathmosphäre,

Stefan Rieß für die intensive Betreuung der Arbeit

sowie Arndt Boris Fahr und Rolf Beyer für das sorgfältige Korrekturlesen.

Herrn Büßer und Herrn Schmidt-Parzefall danke ich für die Bereitschaft, als Gutachter der Dissertation zur Verfügung zu stehen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579

[2] S. Weinberg, Phys. Rew. Lett. 19 (1967) 1264

[3] A. Salam, in: N. Svartholm (edt.), Proc. 8th Nobel Symposium (1968)

[4] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B 35 (1971) 167

[5] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652

[6] *Review of Particle Properties*, Physical Review **D50**, Part 1 (August 1994)

[7] Ludwig Gerland: *Determination of the Electroweak Mixing Angle in Neutrino-Electron-Scattering*, Dissertation, Hamburg 1991

[8] Michael Hapke: *Messung des Wirkungsquerschnittes geladener Ströme in tiefinelastischer Elektron Proton Streuung* Dissertation, Hamburg 1994, DESY FH1K-94-05

[9] G. Zech: *Comparing Statistical Data to Monte Carlo Simulation – Parameter Fitting and Unfolding* DESY 95-113, June 1995

[10] H1-Kollaboration *First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA* DESY 94-012, January 1994 Physics Letters B 324 (1994) 241

[11] H1-Kollaboration *Measurement of the e^+ and e^- induced Charged Current Cross Sections at HERA* DESY 95-102, May 1995

[12] S. Bentvelsen et al.: *Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 1

[13] W. Hollik et al.: *Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 2

[14] B. H. Wiik: *HERA Status*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 1

[15] V. Brisson et al.: *The Measurement of Electroweak Paramters at HERA*, Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 2

[16] W. Hollik et al.: *Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects*, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 2, Gleichung (40), Seite 936

[17] G. A. Schuler et al.: *DJANGO 1.0 - the Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO*, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 3, Seite 1419; sowie neuere Versionsbeschreibungen (unveröffentlicht)

[18] A. Kwiatkowski et al.: *HERACLES: An Event Generator for e p Interactions at HERA Energies Including Radiative Processes*, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 3, Seite 1294; sowie neuere Versionsbeschreibungen (unveröffentlicht)

[19] G. A. Schuler, *Theoretical Aspects of low-Q^2 Physics at HERA*, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg 1991, Vol. 1, Seite 461

[20] Leif Lonnblad: *Ariadne Version 4: A Program for Simulation of QCD Cascades Implementing the Color Dipole Model*, DESY-92-046, Feb 1992.

[21] Torbjorn Sjostrand: *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and Manual*, CERN-TH-6488-92, May 1992.

[22] R. Brun et al.: *GEANT Long Writeup*, CERN Program Library, W5103, 1989

[23] S. Eichenberger et al.: Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1993), 532.

[24] W. Buchmüller: *Weak and Superweak Processes at HERA* DESY 93-129

[25] S. Riess, *Halo Muon Rejection*, Programmdokumentation, unveröffentlicht

[26] K. Rüter, *Descrpition of the KTR-Finder to Identify Muons*, Programmdokumentation, unveröffentlicht

[27] A. Schöning, *ASCOSM, Cosmic Finder auf der Basis topologischer Energieverteilungen*, Programmdokumentation, unveröffentlicht

[28] A. Schöning, persönliche Mitteilung

[29] M. Flieser, persönliche Mitteilung

[30] *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 July 1993

[31] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.): Phys. Lett. B 323 (1994), 241

[32] Michael Flieser, *Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssig-Argon-Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 3.7 - 170 GeV*, Diplomarbeit, MPI Phys. Astrophys. - MPI-PhE-92-08, München 1992

[33] F. Niebergall, *Calibration and Data Correction for the TC Calorimeter*, H1 02/91-163 Hamburg 1991

[34] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.) *A Measurement of the Proton Structure Function F2(x,q2)* DESY-95-006, Jan 1995.

[35] A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, Proc. on the Workshop on Quantum Field Theory, Theor. Aspects of HEP, eds. B. Geyer and E. M. Ilgenfritz (1993), 11-26

[36] R. Prosi, *The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm*, H1-03/95-433

[37] A. Braemer, persönliche Mitteilung

[38] Zeus Collaboration, M. Derrick et al., DESY Preprint 95-053 (March 1995)