INAUGURAL - DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Achim Braemer
aus Köln

Tag der mündl. Prüfung 4.6.1997

Untersuchung von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls bei HERA

Wechselwirkungen über geladene Ströme und Suche nach supersymmetrischen Teilchen

Gutachter: **Prof. Dr. Franz Eisele**
Prof. Dr. Michael G. Schmidt

Zusammenfassung

Mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA wird eine systematische Untersuchung von Ereignissen mit fehlendem Transversalimpuls vorgenommen. Der Analyse liegen Daten mit einer integrierten Luminosität von 6.38 pb^{-1} aus e^+p-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV zugrunde, die in den Jahren 1994 und 1995 aufgenommen wurden. Die gefundenen Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls können gut durch die im Standardmodell der Elementarteilchen vorhergesagten Prozesse erklärt werden.

Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung mit geladenem Strom $e^+p \to \nu X$ wird für einen Transversalimpuls des Neutrinos größer als 25 GeV gemessen zu $\sigma^{CC}(P_{t,\nu} > 25\ \mathrm{GeV}) = 20.6 \pm 2.0\ (stat.) \pm 1.7\ (syst.)$ pb.

Im Rahmen des minimalen supersymmetrischen Modells wird nach Selektronen und Squarks gesucht. Deren Zerfallmodus in Neutralinos führt zu Endzuständen mit einem Elektron und Hadronen sowie fehlender Energie und fehlendem Transversalimpuls. Es wird kein Signal gefunden, so daß nur neue Grenzen für die Existenz solcher Teilchen abgeleitet werden können. Mit einer Vertrauensgrenze von 95% erstreckt sich die ausgeschlossene Region bis zu 65 GeV für die Selektron- und Squarkmasse und bis zu 40 GeV für die Masse des leichtesten supersymmetrischen Teilchens.

Examination of Events with Missing Transverse Momentum at HERA

Interactions with Charged Currents and Search for Supersymmetric Particles

Abstract

Using the H1 detector at the electron-proton collider HERA a systematic study of events with missing transverse momentum is carried out. The analysis is based on data with an integrated luminosity of 6.38 pb^{-1} from e^+p collisions at a center-of-mass energy of 300 GeV taken during 1994 and 1995. The measured events with missing transverse momentum can be explained well by the processes predicted by the standard model of elementary particles.

The cross section of charged current deep inelastic scattering $e^+p \to \nu X$ with a transverse momentum of the neutrino greater than 25 GeV is measured as $\sigma^{CC}(P_{t,\nu} > 25\ \mathrm{GeV}) = 20.6 \pm 2.0\ (stat.) \pm 1.7\ (syst.)$ pb.

Within the framework of the minimal supersymmetric model a search for selectrons and squarks is performed. Their decay mode into neutralinos leads to final states with an electron and hadrons accompanied by large missing energy and transverse momentum. No signal is found thus only new bounds on the existence of these particles can be derived. At 95% confidence level the excluded region extends to 65 GeV for selectron and squark masses, and to 40 GeV for the mass of the lightest supersymmetric particle.

für Petra

Inhalt

1 Einleitung **1**

2 Theoretischer Überblick **3**
2.1 Das Standardmodell . . . 3
2.2 Tiefinelastische Streuung . . . 4
2.2.1 Kinematik . . . 4
2.2.2 Signatur . . . 5
2.2.3 Wirkungsquerschnitte . . . 5
2.3 Photoproduktion . . . 7
2.4 Supersymmetrie . . . 9
2.4.1 Theoretische Motivation . . . 9
2.4.2 Teilchen und Parameter des MSSM . . . 10
2.4.3 Supersymmetrische Prozesse bei HERA . . . 12
2.4.4 Signatur . . . 13
2.5 Monte-Carlo-Simulation . . . 14

3 Das H1-Experiment **16**
3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA . . . 16
3.2 Der H1-Detektor . . . 17
3.2.1 Die Spurkammern . . . 17
3.2.2 Die Kalorimeter . . . 19
3.2.3 Das Luminositätssystem . . . 20
3.2.4 Trigger und Datenauslese . . . 21

4 Datenselektion **23**
4.1 Datenselektion und integrierte Luminosität . . . 23
4.1.1 Technische Vorselektion . . . 23
4.1.2 Luminosität . . . 24
4.1.3 Untergrundunterdrückung . . . 24
4.2 Definition der benutzten Größen . . . 29
4.3 Ereignisse mit gestreutem Elektron . . . 32
4.3.1 Topologische Elektron-Identifikation . . . 32
4.3.2 Schauerformanalyse . . . 32
4.3.3 Elektron-Selektionsschnitte . . . 33
4.4 Ereignisse ohne gestreutes Elektron . . . 36

5 Transversalimpuls in *ep*-Ereignissen **38**
5.1 Energieeichung des H1-Kalorimeters . . . 39
5.1.1 Elektromagnetische Energieskala . . . 39
5.1.2 Hadronische Energieskala . . . 40

5.2 Energieauflösung des H1-Kalorimeters . . . 42
5.2.1 Energieauflösung in der Simulation . . . 43
5.2.2 Energieauflösung mittels Transversalimpulsbalance . . . 44
5.2.3 Auflösungsbedingter Transversalimpuls . . . 48
5.3 Akzeptanzverluste . . . 49
5.4 Transversalimpuls durch Myonen und Neutrinos . . . 51
5.5 Vergleich Daten – Simulation . . . 54
5.5.1 Elektronereignisse . . . 55
5.5.2 Ereignisse ohne Elektron . . . 55
5.6 Zusammenfassung . . . 59

6 Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms 61
6.1 Ereignisselektion . . . 62
6.2 Selektionseffizienz . . . 66
6.2.1 Die Pseudo-CC-Ereignisse . . . 67
6.2.2 Die Vertexbedingung . . . 69
6.2.3 Der CC-Trigger . . . 71
6.2.4 CC-Selektionseffizienz der Untergrundunterdrückung . . . 73
6.2.5 Migrationen in P_t . . . 73
6.2.6 Gesamtkorrektur . . . 76
6.3 Untergrund . . . 77
6.3.1 Untergrund von γp-Ereignissen . . . 77
6.3.2 Untergrund von NC-Ereignissen . . . 79
6.4 Der CC-Wirkungsquerschnitt . . . 79

7 Suche nach supersymmetrischen Teilchen 81
7.1 Datenselektion . . . 82
7.2 Selektionseffizienz . . . 88
7.3 Systematische Unsicherheiten . . . 89
7.4 Ausschließungsgrenzen im SUSY-Parameterraum . . . 90

8 Zusammenfassung und Ausblick 94

Kapitel 1

Einleitung

Alle bisher in der Elementarteilchenphysik beobachteten Phänomene lassen sich im Rahmen des sogenannten „Standardmodells der Elementarteilchenphysik“ (im Folgenden mit SM abgekürzt) beschreiben. Ausführliche Darstellungen dieses Modells sind in jedem neueren Lehrbuch der Elementarteilchenphysik zu finden (z.B. [1]). Es beinhaltet die elektrischen, schwachen und starken Wechselwirkungen aller bekannten Elementarteilchen; die Gravitation ist nicht Teil dieses Modells. Das Teilchenspektrum sowie Massen und Kopplungen werden durch eine große Zahl von Parametern beschrieben, die vom Modell selbst nicht vorhergesagt werden. Ihre Zahl bewegt sich, je nachdem, welche theoretische Annahmen vorausgesetzt werden, in der Größenordnung von ein bis zwei Dutzend. Aus diesen und anderen Gründen, auf die später noch eingegangen wird, ist es unwahrscheinlich, daß das SM die Welt bereits auf fundamentalem Niveau beschreibt – es wird vielmehr erwartet, daß grundlegendere Gesetzmäßigkeiten existieren, die in dem zur Zeit experimentell zugänglichen Energiebereich vom SM gut approximiert werden.

Aus diesem Sachverhalt ergeben sich zwei wichtige Aufgaben der Elementarteilchenphysik: die möglichst genaue Bestimmung der Parameter des SM sowie die Suche nach Phänomenen, die sich durch das SM nicht beschreiben lassen und somit Hinweise auf eine Physik jenseits des SM geben könnten. Diese Suche läßt sich auf zwei Arten durchführen: inklusiv und exklusiv.

Bei einer inklusiven Suche werden globale Ereignisgrößen verwendet, die in teilchenphysikalischen Reaktionen meßbar sind, z.B. Transversalimpulse oder invariante Massen der bei einer Teilchenkollision entstehenden Produkte. Die Verteilung dieser Größen wird dann mit der Vorhersage des SM verglichen. Mögliche Abweichungen könnten auf neue Physik hindeuten.

Dieses Verfahren wird in Kapitel 5 dieser Arbeit verfolgt; die untersuchte Ereignisgröße ist die Transversalimpulsbalance in Ereignissen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung (DIS). Diese Größe eignet sich besonders gut zum Aufspüren von Teilchen, die sich ähnlich verhalten wie das Standardmodell-Neutrino, das ausschließlich schwach wechselwirkt und deshalb den Detektor unnachgewiesen verläßt. Die Ereignissignatur, mit der solche Teilchen nachgewiesen werden, ist also eine unausgewogene Transversalimpulsbalance.

Eine exklusive Suche nach neuen Teilchen geht von den Voraussagen eines bestimmten neuen Modells aus und versucht, die vorhergesagten Teilchen durch geeignete Selektionsschnitte nachzuweisen. Falls keine neuen Teilchen gefunden werden, kann das Modell oder bestimmte Parameterbereiche des Modells mit einer gewissen statistischen Signifikanz ausgeschlossen werden.

In Kapitel 7 dieser Arbeit wird eine Suche nach Produktion und Zerfall von Selektron- und Squark-Teilchen durchgeführt, die im Rahmen der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des SM

(MSSM) vorhergesagt werden. Das supersymmetrische Modell gilt als einer der erfolgversprechendsten Ansätze für eine Theorie jenseits des SM. Auch in dieser Analyse wird eine Ereignissignatur der tiefinelastischen ep-Streuung mit nicht-ausgeglichener Impulsbalance untersucht.

Eine Parametermessung innerhalb des SM rundet diese Arbeit ab: die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von Prozessen mit geladenem Strom in Kapitel 6. In diesem Prozeß wird ein hochenergetisches Neutrino erzeugt; daher zeichnet er sich durch einen sehr hohen unausgeglichenen Transversalimpuls aus.

In dieser Arbeit verwendete Konventionen

Die fundamentalen Naturkonstanten der relativistischen Quantenmechanik sind das Plancksche Wirkungsquantum h und die Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum. Aus Gründen der Übersichtlichkeit (und leichteren Handhabung) werden die Größen $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ und c auf 1 gesetzt. In dem resultierenden sog. „natürlichen Einheitensystem“, das in dieser Arbeit durchgängig verwendet wird, haben die physikalischen Größen des Impulses und der Masse die Einheit der Energie. Energien werden in Einheiten von GeV ($= 10^9$ Elektronvolt) gemessen, was ungefähr der Ruheenergie des Protons entspricht.

Eine weitere Konvention, die in dieser Arbeit verwendet wird, betrifft die Bezeichnung für Elektron und Positron. Der Name „Elektron“ wird allgemein für negativ und positiv geladene Elektronen benutzt, nur in Fällen, in denen eine Unterscheidung zwischen den beiden Ladungszuständen erforderlich ist, wird der Name „Positron“ verwendet.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchen [1] ist eine lokale Eichtheorie und basiert auf der Eichgruppe

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(1)_Y. \tag{2.1}$$

Die starke Wechselwirkung wird durch acht masselose Gluonen vermittelt; ihre Quantenzahl ist die „Color“ c. Diese Eichgruppe ist nichtabelsch. An der schwachen Wechselwirkung nimmt nur das linkshändige Isospin-Dublett L der Fermionen teil. Die Hyperladung Y steht mit der elektrischen Ladung Q in der Beziehung $Q = T_3 + Y/2$, wobei T_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins bezeichnet.

Die Eichsymmetrie ist spontan gebrochen durch den nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert für ein Higgs-Dublett. Drei Freiheitsgrade dieses Dubletts werden verwendet, um den schwachen Eichbosonen $W^{\pm}$ und Z^0 eine Masse zu geben. Das Z^0 und das Photon sind Mischungen der Eichbosonen der $SU(2)_L$ und der $SU(1)_Y$. Der Mischungswinkel Θ_W wird durch das Massenverhältnis $\cos\Theta_W = M_{W^{\pm}}/M_{Z^0}$ gegeben. Der vierte Freiheitsgrad verbleibt als Higgs-Boson H im SM.

Es gibt drei Generationen von Leptonen und Quarks:

Leptonen:	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \mu_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \tau_R$
Quarks:	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, d_R,\ u_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, s_R,\ c_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, b_R,\ t_R$

Linkshändige Fermionen transformieren sich als Dubletts unter $SU(2)_L$ und haben einen schwachen Isospin von $T_3 = \pm\frac{1}{2}$. Rechtshändige Fermionen haben einen schwachen Isospin von $T_3 = 0$. Rechtshändige Neutrinos existieren nicht. Die Massen der Fermionen sind freie Parameter. Neutrinos sind im SM masselos.

Bei Quarks sind Massen-Eigenzustände und schwache Eigenzustände nicht identisch, sondern durch eine unitäre Mischungsmatrix, die sogenannte CKM-Matrix, verknüpft. Eine komplexe Phase in dieser Matrix wird benutzt, um CP-Verletzung zu parametrisieren. Im leptonischen Sektor gibt es im SM keine Mischung.

2.2 Tiefinelastische Streuung

Das Feynmandiagramm der tiefinelastischen Streuung $ep \to lX$ mit dem gestreuten Lepton l und dem hadronischen System X, das aus dem gestreuten Quark hervorgeht, ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

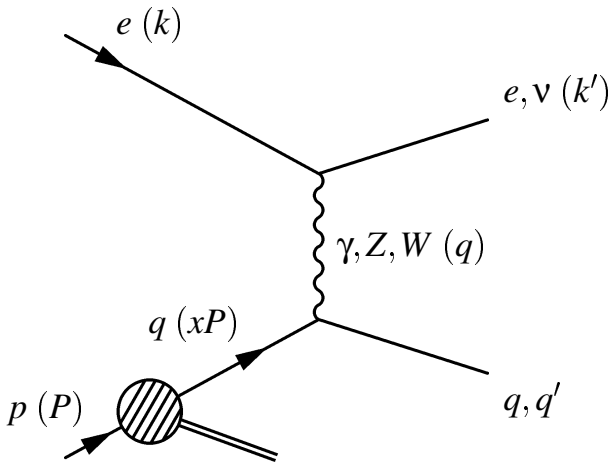

Abbildung 2.1: Feynmandiagramm der tiefinelastischen ep-Streuung. Die 4er-Impulse der beteiligten Teilchen sind in Klammern bezeichnet.

Wird bei der Streuung ein Photon oder Z^0-Boson ausgetauscht, so spricht man von einem Ereignis mit neutralem Strom (NC); das gestreute Lepton ist wieder ein Elektron (sofern es keine „Flavor Changing Neutral Currents“ bei Leptonen gibt). Kommt die Streuung durch Austausch eines W-Bosons zustande, so spricht man von geladenem Strom (CC).

2.2.1 Kinematik

Das einlaufende Elektron trägt den 4er-Impuls k, das auslaufende Lepton den 4er-Impuls k'. Das Austauschteilchen vermittelt den 4er-Impulsübertrag $q = k - k'$. Der Impuls des einlaufenden Protons ist P; das am harten Streuprozeß teilnehmende Quark besitzt hiervon den Impulsbruchteil xP. Die quadrierte Schwerpunktsenergie der einlaufenden Teilchen ist $s = (P + k)^2$. Die Masse des Protons ist M_p. Die Massen der übrigen beteiligten Fermionen werden meist vernachlässigt.

Einige für die Beschreibung der tiefinelastischen Streuprozesse nützliche und gebräuchliche Größen sind:

$$\nu = \frac{q \cdot P}{M_p} \tag{2.2}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.3}$$

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

$$x = \frac{Q^2}{2M_p \nu} = \frac{Q^2}{ys} \tag{2.5}$$

Nur zwei dieser Größen sind voneinander unabhängig. Sie lassen sich bei dem Prozeß mit neutralem Strom (NC) z.B. aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons oder aus den Winkeln des gestreuten Elektrons und des gestreuten Quarks berechnen. Die hierfür verwendeten Formeln sind in Abschnitt 4.2 angegeben. Bei Ereignissen mit geladenem Strom (CC) kann das gestreute Lepton – hier ein Neutrino – nicht beobachtet werden. Daher steht in dieser Ereignisklasse nur das hadronische System zur Bestimmung der Kinematik zur Verfügung.

Eine weitere Größe, die in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielt, ist der Transversalimpuls. Der zweidimensionale Transversalimpulsvektor $\vec{P}_t$ eines Teilchens ist definiert durch $\vec{P}_t \equiv (p_x, p_y)$. Der Transversalimpulsvektor eines ganzen Ereignisses ist die *vektorielle* Summe der Transversalimpulsvektoren aller auslaufenden Teilchen. Der Betrag des Transversalimpulsvektors wird mit P_t bezeichnet:

$$P_t = \sqrt{\left(\sum_i P_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i P_{y,i}\right)^2} \tag{2.6}$$

Die Summe umfaßt alle auslaufenden Teilchen. P_t ist Null, wenn der Transversalimpuls beider einlaufenden Teilchen verschwindet. Der meßbare Transversalimpuls beinhaltet jedoch nur solche Teilchen, die im Detektor nachgewiesen werden können, und ist daher im allgemeinen von Null verschieden.

Die Transversalenergie E_t eines Ereignisses ist dagegen definiert als die *skalare* Summe der Transversalenergien aller auslaufenden Teilchen:

$$E_t = \sum_i E_i \sin\Theta_i \approx \sum_i \sqrt{P_{x,i}^2 + P_{y,i}^2} \tag{2.7}$$

Die ungefähre Gleichheit geht in Gleichheit über, wenn die Massen vernachlässigbar sind. Per Definition ist die Transversalenergie größer als der Transversalimpuls eines Ereignisses; daher sind für die Suche nach Ereignissen mit hohem Transversalimpuls nur solche mit hoher Transversalenergie interessant.

2.2.2 Signatur

Die Signatur von tiefinelastischen NC-Ereignissen mit einem Wert von Q^2, der einige GeV übersteigt, besteht aus einem gestreuten Elektron und dem hadronischen System, die deutlich voneinander separiert im Detektor zu finden sind. Das hadronische System besteht aus einem oder mehreren gebündelten „Jets“ von Teilchen. Die Transversalimpulsvektoren von Elektron und Hadronen kompensieren sich meist ungefähr; man spricht von „balancierten“ Ereignissen.

In CC-Ereignissen kann das gestreute Neutrino nicht nachgewiesen werden, und die Ereignisse bestehen nur aus dem hadronischen System. Sie sind nicht balanciert und weisen meist sehr hohe Werte von P_t in der Größenordnung von 10 bis 100 GeV auf.

2.2.3 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt des NC-Prozesses $(e^{\pm}p \to e^{\pm}X)$ ergibt sich im Quark-Parton-Modell unter Berücksichtigung von γ- und Z^0-Austausch und Verwendung der Callan-Cross-Relation $2xF_1 = F_2$ [2] zu [3]:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}(e^{\pm}p)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}[(1+(1-y)^2)F_2^{ep}(x,Q^2) \mp (1-(1-y)^2)xF_3^{ep}(x,Q^2)] \tag{2.8}$$

α ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante. Die Strukturfunktionen des Protons F_2 und F_3 enthalten die Quarkdichten, die Kopplungskonstanten und die Propagatorterme der schwachen Wechselwirkung (Z^0-Austausch). Der paritätsverletzende Anteil der schwachen Wechselwirkung wird durch die Strukturfunktion F_3 beschrieben; sie läßt sich als Differenz der Dichteverteilungen von Quarks q_f und Antiquarks $\bar{q}_f$ im Proton beschreiben. Es gilt:

$$F_2^{ep}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)]A_f(Q^2) \tag{2.9}$$

$$xF_3^{ep}(x,Q^2) = \sum_f [xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)]B_f(Q^2). \tag{2.10}$$

Die Summe erstreckt sich über alle Quarkflavors f. Die Gewichtsfaktoren A_f und B_f enthalten die Kopplungskonstanten und eine Korrektur für den Austausch des massiven Z^0-Bosons; sie betragen für den Fall von unpolarisierten einlaufenden Teilchen:

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2e_f v_e v_f \Pi_Z + (v_e^2 + a_e^2)\Pi_Z^2 \tag{2.11}$$

$$B_f(Q^2) = -2e_f a_e a_f \Pi_Z + 4v_e a_e v_f a_f \Pi_Z^2. \tag{2.12}$$

Hier ist mit e_f die elektrische Ladung der Quarks bezeichnet. v_e, a_e, v_f und a_f sind die vektoriellen und axialen Kopplungskonstanten von Elektron und Quark f an das Z^0-Boson. Das Verhältnis zwischen Z^0- und γ-Propagator wird berücksichtigt durch den Faktor

$$\Pi_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}. \tag{2.13}$$

Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms ($e^{\pm}p \to \nu X$) besitzt eine wesentlich einfachere Struktur, da nur linkshändige Teilchen wechselwirken und keine Interferenz zwischen verschiedenen Austauschteilchen auftreten kann:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}(e^-p)}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/M_W^2)}\left[\sum_{q=u,c} q(x,Q^2) + (1-y)^2 \sum_{\bar{q}=\bar{d},\bar{s},\bar{b}} \bar{q}(x,Q^2)\right] \tag{2.14}$$

$$\frac{d^2\sigma^{CC}(e^+p)}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/M_W^2)}\left[\sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}} \bar{q}(x,Q^2) + (1-y)^2 \sum_{q=d,s,b} q(x,Q^2)\right] \tag{2.15}$$

Für die Strukturfunktionen sind direkt die Quarkverteilungen eingesetzt worden; G_F ist die Fermische Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung; M_W ist die Masse des W-Bosons.

Die Kopplungen von Quarks und Antiquarks zeigen wegen der $(V-A)$-Struktur der Kopplung ein unterschiedliches Verhalten in Abhängigkeit von y. Bei niedrigen Werten von y tragen Quarks und Antiquarks ungefähr gleich stark zum Wirkungsquerschnitt bei. Bei hohem y tragen in der e^-p-Streuung jedoch nur noch Quarks, in der e^+p-Streuung nur noch Antiquarks bei, was einen beträchtlichen Unterschied der Wirkungsquerschnitte zur Folge hat.

Die NC- und CC-Wirkungsquerschnitte für die e^+p- und e^-p-Streuung sind in Abbildung 2.2 in Abhängigkeit von Q^2 dargestellt. Die Berechnung wurde in niedrigster Ordnung mit dem HERACLES-Programm (s.u.) durchgeführt. Deutlich ist der Effekt der Propagatormasse auf den CC-Wirkungsquerschnitt zu erkennen. Die Z^0-γ-Interferenz führt zu leicht unterschiedlichen NC-Wirkungsquerschnitten bei sehr hohen Werten von Q^2.

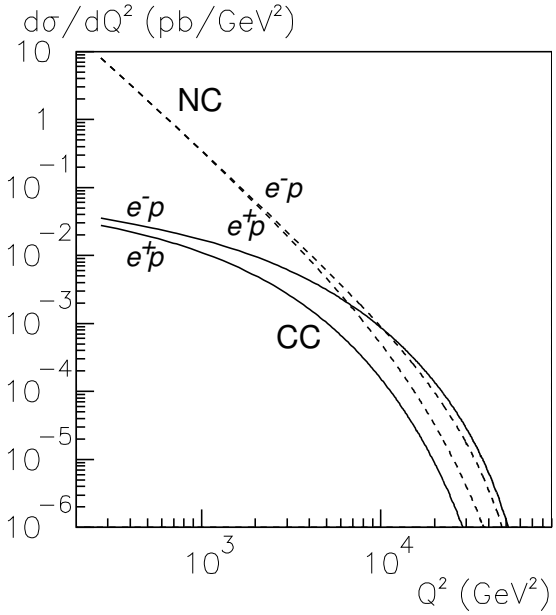

Abbildung 2.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte des neutralen Stroms (NC) und des geladenen Stroms (CC) in Bornscher Näherung für e^-p- und e^+p-Streuung.

2.3 Photoproduktion

Von Photoproduktion spricht man, wenn der Impulsübertrag auf das gestreute Elektron klein ist (etwa $Q^2 < 1$ GeV^2). In diesem Fall wechselwirkt ein quasi-reelles Photon mit dem einlaufenden Proton; daher wird der Prozeß mit dem Kürzel γp bezeichnet.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist mit ca. 150 μb sehr hoch [4]. Die Energie des quasi-reellen Photons fällt jedoch sehr steil ab, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Hier ist die auf die Energie des Elektrons skalierte Energie des Photons $y = E_\gamma/E_e$ gezeigt für eine Virtualität des Photons von $Q^2 = 0.01$ GeV^2 [5]. Da die Energie des einlaufenden Photons die Schwerpunktsenergie und damit den maximalen Transversalimpuls der auslaufenden Teilchen bestimmt, ist klar, daß bei γp-Ereignissen hohe Transversalenergie nur relativ selten vorkommt.

Zwischen Photon und Proton gibt es eine Vielzahl möglicher Wechselwirkungen. Neben „weichen“ Prozessen, die wegen ihrer niedrigen Transversalenergie in dieser Arbeit keine Rolle spielen, sind hier vor allem aufgelöste und direkte „harte“ Prozesse zu unterscheiden. „Hart“ bedeutet, daß der Prozeß als Parton-Parton-Streuung zu verstehen ist, bei dem die auslaufenden Partonen einen Transversalimpuls von mindestens ein bis zwei GeV haben. Solche Ereignisse besitzen meist stark kollimierte Hadronschauer, die als „Jets“ bezeichnet werden. Beispiele sind in den Abbildungen 2.4 und 2.5 zu sehen.

Von aufgelösten Ereignissen spricht man, wenn das Photon sich in hadronische Anteile auflöst, von denen ein Teil mit dem Proton wechselwirkt, der Rest aber als Zuschauer-Partonen nicht am harten Streuprozeß teilnimmt. Es entsteht ein Photon-Rest, der meist in der Richtung des einlaufenden Photons weiterfliegt.

Im Gegensatz dazu nimmt im direkten Prozeß das gesamte Photon punktförmig am harten Streuprozeß teil. Man unterscheidet u.a. zwischen dem „QCD-Compton-Prozeß“, bei dem das Photon an einem Quark aus dem Proton streut, und der „Photon-Gluon-Fusion“, bei der aus dem Photon und einem aus dem Proton stammenden Gluon ein Quark-Antiquark-Paar gebildet wird.

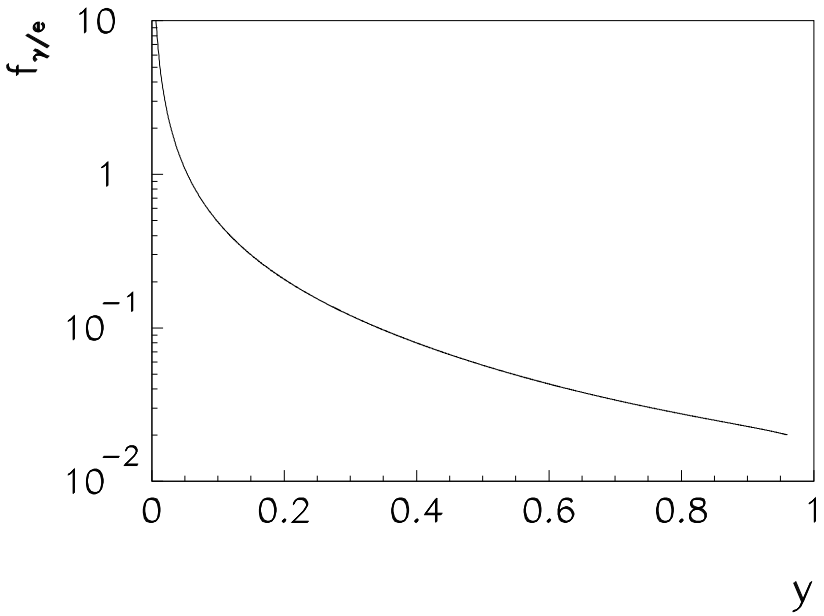

Abbildung 2.3: Das Energiespektrum des vom Elektron abgestrahlten quasi-reellen Photons wird in der skalierten Photonenergie $y = e_\gamma / E_e$ für eine Virtualität des Photons von $Q^2 = 0.01$ GeV^2 gezeigt.

Aus den Diagrammen wird klar, wie die Signatur von γp-Ereignissen aussieht: Der Endzustand, der aus der harten Streuung hervorgeht, besteht aus hadronischen Systemen. Wegen der „Härte“ des Prozesses bei hohen Transversalenergien sind sie meist jetartig. Zusätzlich können sich durch Prozesse, die in höherer Ordnung der QCD vorkommen, weitere Jets ausbilden. Bei aufgelösten Prozessen kommt dazu noch der Photon-Rest, der im HERA-Koordinatensystem (s. Kapitel 3.2) in Rückwärtsrichtung fliegt.

Das gestreute Elektron fliegt naezu geradeaus weiter und kann mit einiger Wahrscheinlichkeit im Elektron-Tagging-Detektor (s. Kapitel 3.2) nachgewiesen werden.

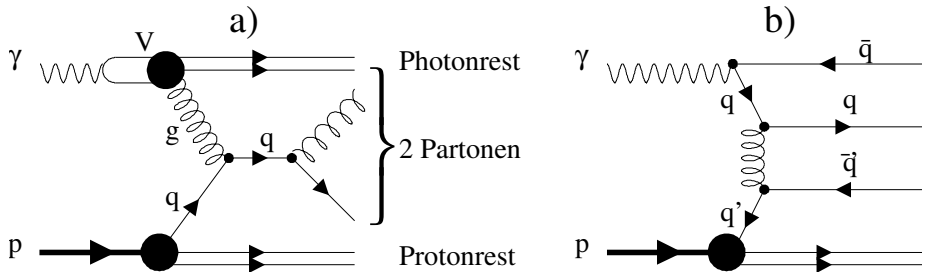

Abbildung 2.4: Beispiele für aufgelöste γp-Prozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) Vektor-Meson-Dominanz, das Photon fluktuiert in ein Vektor-Meson, das hadronisch mit einem Quark aus dem Proton wechselwirkt. b) Das Photon verhält sich wie ein $q\bar{q}$-Paar, und eines der Quarks wechselwirkt mit dem Proton. Dieser Prozeß wird „anormaler Anteil“ genannt.

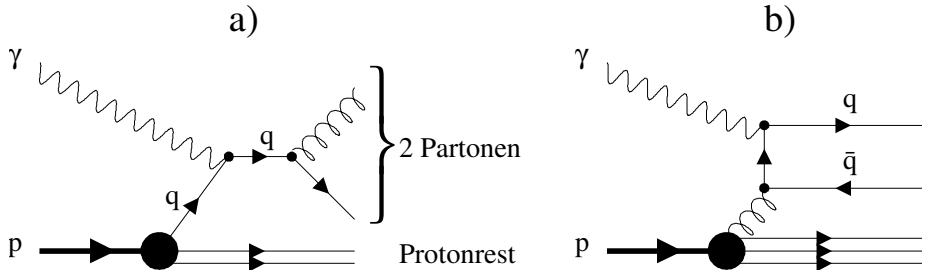

Abbildung 2.5: Direkte γp-Prozesse in niedrigster Ordnung QCD: a) QCD-Compton-Prozeß, b) Photon-Gluon-Fusion.

2.4 Supersymmetrie

2.4.1 Theoretische Motivation

Das SM ist sehr erfolgreich in der Beschreibung aller bisher bekannten Phänomene der Elementarteilchenphysik. Vom theoretischen Standpunkt aus betrachtet weist das Modell jedoch Schwächen auf und läßt einige Fragen unbeantwortet:

- Für die Wahl der Eichgruppe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(1)_Y$ gibt es keine tiefere Begründung. Sie ist das direkte Produkt von drei unabhängigen Kopplungen und beschreibt nicht wirklich eine Vereinheitlichung aller Kräfte.
- Warum ist die elektrische Ladung für Leptonen ganzzahlig und für Quarks drittelzahlig quantisiert?
- Warum gibt es drei Teilchengenerationen?
- Die Gravitation ist im SM nicht enthalten.
- Die Planck-Skala $M_{Planck} \approx 10^{16}$ TeV, bei der die Gravitation von ähnlicher Stärke ist wie die anderen Kräfte, liegt wesentlich höher als die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung. Für diese Hierarchie der Energieskalen gibt es keine Begründung (dies ist das sog. „Hierarchieproblem“).

- Im SM muß das Higgs-Boson H eine Masse von ≤ 1 TeV haben, damit der Mechanismus funktioniert. Da das Higgs-Boson jedoch das einzige fundamentale skalare Teilchen der Theorie ist, sind die radiativen Korrekturen zu seiner Masse sehr groß – sie steigen quadratisch mit der Energieskala, bei der die Masse bestimmt wird. Ab einer Skala von ca. 1 TeV werden die Korrekturen zu M_H größer als M_H selbst. Daher wäre die eigentlich natürliche Higgs-Masse die Planck-Masse, um dem SM bei dieser Energieskala Gültigkeit zu geben, denn Korrekturen, die größer sind als die Masse des Teilchens selbst, sind in der Theorie unnatürlich. Dieses Problem wird allgemein „Natürlichkeitsproblem“ genannt. Es gilt als die größte Schwierigkeit des SM.

- Um eine Higgs-Masse bei 1 TeV in einer Theorie, die bis zur Planck-Masse von 10^{16} TeV gültig ist, zu ermöglichen, müßten die Korrekturen auf 10^{-34} genau abgestimmt sein. Auch dieses „Fine-Tuning“ ist sehr unnatürlich.

- Das Massenspektrum der Fermionen des SM ist nicht begründet, sondern nur durch 20 Parameter beschrieben. Selbst wenn man die Masselosigkeit der Neutrinos als Teil der Theorie ansieht, verbleiben noch 13 freie Parameter. Für die Erhaltung der Baryonenzahl und der Leptonzahl innerhalb jeder Leptonfamilie gibt es keine fundamentale Begründung.

Einige Probleme des SM können durch die Einführung der Supersymmetrie behoben werden. Die Grundidee der Supersymmetrie ist die Verdoppelung des Teilchenspektrums durch eine neue Symmetrie, die den Lagrangian invariant läßt [6]. Dies erfolgt analog zur Einführung von Antiteilchen durch die Forderung nach C-Symmetrie. Und so wie das Problem der Selbstenergie des Elektrons durch die Verdoppelung des Teilchenspektrums gelöst wird, kann die weitere Verdoppelung das Natürlichkeitsproblem des Higgs-Bosons lösen, da das H danach nicht mehr das einzige fundamentale skalare Teilchen ist.

2.4.2 Teilchen und Parameter des MSSM

Supersymmetrie wird durch zwei neue Operatoren eingeführt, die den Spin jeweils um $\frac{1}{2}$ erhöhen oder erniedrigen, also Fermionen in Bosonen verwandeln und umgekehrt. Im MSSM gibt es also zu jedem Teilchen des SM ein weiteres mit um $\frac{1}{2}$ unterschiedlichem Spin. Diese Teilchen werden „Sparticles“ genannt, also z.B. „Squarks“, „Selektronen“ etc. Die supersymmetrischen Partner der Bosonen werden durch Anhängen der Endung „-ino“ gekennzeichnet, also z.B. „Photino“ und „Wino“. Der Teilcheninhalt des MSSM ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Die Subskripte L und R auf der Sfermion-Seite bezeichnen nicht, wie bei den SM-Teilchen, Helizitätszustände, sondern geben an, ob das Teilchen an der schwachen Wechselwirkung teilnimmt oder nicht. $\tilde{e}_R$ und $\tilde{e}_L$ sind zwei verschiedene Teilchen, die im allgemeinen auch unterschiedliche Massen und Zerfälle aufweisen können.

Die Supersymmetrie muß eine gebrochene Symmetrie sein, da im bisher zugänglichen Energiebereich keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet werden. Das Maß der Brechung ist nicht vorhersagbar, sie muß jedoch klein sein, damit die Theorie auch tatsächlich das Natürlichkeitsproblem im Higgs-Sektor lösen kann. Die Massen der supersymmetrischen Teilchen sollten nicht allzuweit vom derzeit zugänglichen Energiebereich entfernt liegen. Die Massenparameter für $\tilde{B}$, $\tilde{W}$ und $\tilde{g}$ werden durch M_1, M_2 und M_3 angegeben. Die Massen der Squarks und Sleptonen werden durch weitere Parameter angegeben, z.B. $M_{\tilde{e}_R}$ und $M_{\tilde{e}_L}$.

Die Masse des Higgs-Dubletts $H_{1,2}$ wird durch den Parameter μ bestimmt. Die Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Felder sind v_1 und v_2. Durch die Masse der schwachen Eichbosonen

Quarks					Squarks				
(spin-$\frac{1}{2}$)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	u_R	d_R		(spin-0)	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{u}_R$	$\tilde{d}_R$	
	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	c_R	s_R			$\begin{pmatrix} \tilde{c} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{c}_R$	$\tilde{s}_R$	
	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	t_R	b_R			$\begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{b} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{t}_R$	$\tilde{b}_R$	$\longrightarrow \quad \tilde{t}_{1,2}\,, \tilde{b}_{1,2}$
Leptons					Sleptons				
(spin-$\frac{1}{2}$)	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	e_R			(spin-0)	$\begin{pmatrix} \tilde{e} \\ \tilde{\nu}_e \end{pmatrix}_L$	$\tilde{e}_R$		
	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	μ_R				$\begin{pmatrix} \tilde{\mu} \\ \tilde{\nu}_\mu \end{pmatrix}_L$	$\tilde{\mu}_R$		
	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	τ_R				$\begin{pmatrix} \tilde{\tau} \\ \tilde{\nu}_\tau \end{pmatrix}_L$	$\tilde{t}_R$		$\longrightarrow \quad \tilde{\tau}_{1,2}$
Gauge bosons					Gauginos				
(spin-1)	g				(spin-$\frac{1}{2}$)	$\tilde{g}$			
	γ					$\tilde{\gamma}$			Neutralinos
	Z					$\widetilde{Z}$			$\longrightarrow \quad \chi^0_{1,2,3,4}$
	$W^\pm$					$\widetilde{W}^\pm$			$\{\tilde{\gamma}, \widetilde{Z}, \widetilde{H}^0_{1,2}\}$
Higgs bosons					Higgsinos				Charginos
(spin-0)	h, H, A				(spin-$\frac{1}{2}$)	$\widetilde{H}^0_{1,2}$			$\longrightarrow \quad \chi^\pm_{1,2}$
	$H^\pm$					$\widetilde{H}^\pm$			$\{\widetilde{W}^\pm, \widetilde{H}^\pm\}$

Abbildung 2.6: Die Teilchen des SM (links) und ihre supersymmetrischen Partnerteilchen (rechts). Durch Mischung der Teilchenfelder, die in geschweiften Klammern dargestellt sind, entstehen die Massen-Eigenzustände; sie sind durch Pfeile gekennzeichnet.

ist der Vakuumerwartungswert v des SM Higgs-Bosons auf $(246\,\mathrm{GeV})^2$ festgelegt. Daher gilt $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246\,\mathrm{GeV})^2$. Das Verhältnis $\tan\beta \equiv v_2/v_1$ ist ein weiterer freier Parameter des MSSM. Durch Symmetriebrechungsargumente kann $\tan\beta$ auf Werte zwischen 1 und $\frac{m_t}{m_b} \approx 35$ eingeschränkt werden.

Die Partner der elektroschwachen Eichbosonen und des Higgs-Dubletts tragen Spin 1/2 und werden Higgsinos und Gauginos genannt. Sie vermischen sich zu neutralen und geladenen Masseneigenzuständen, den Neutralinos $\chi^0_{1,2,3,4}$ und den Charginos $\chi^\pm_{1,2}$. Die relativen Beiträge von $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$, $\tilde{W}$ und $\tilde{H}$ zu den Masseneigenzuständen hängen von den Parametern M_1, M_2, μ und $\tan\beta$ ab. Abbildung 2.7 zeigt, von welchem Beitrag die Zusammensetzung des χ^0_1 in den verschiedenen Regionen der M_2-μ-Ebene dominiert wird. Die anderen Parameter sind bei $\tan\beta = 1.41$ und $M_1 = 5/3 \tan\Theta_W M_2$ festgehalten. Letztere Beziehung ist durch Modelle einer Grand Unified Theory (GUT) inspiriert und wird häufig zur Vereinfachung des hochdimensionalen Parameterraums verwendet.

Die Kopplungen der SM- und der MSSM-Teilchen sind dieselben, abgesehen von Termen, die zur erhöhten Masse der MSSM-Teilchen führen. Zusätzlich sind weitere Yukawa-Kopplungen zwischen Fermionen und Sfermionen möglich, die die Supersymmetrie nicht verletzen. Allerdings wird von solchen Kopplungen die Leptonzahl (L) oder die Baryonenzahl (B) verletzt, was u.U.

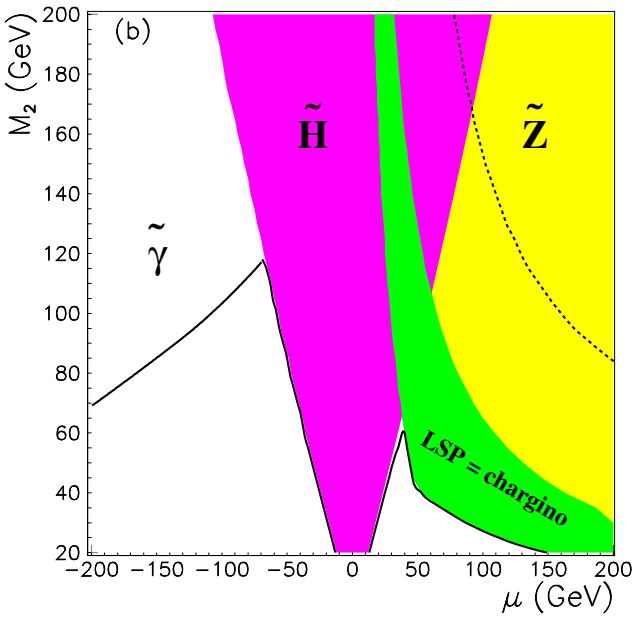

Abbildung 2.7: Regionen in der M_2-μ-Ebene, in denen die dominante Komponente des χ_1^0 entweder ein $\tilde{\gamma}$, $\tilde{Z}$ oder $\tilde{H}$ ist. Gezeigt wird außerdem die Region, in der ein Chargino das leichteste Teilchen der Theorie bildet.

den beobachteten Tatsachen widersprechen könnte. Daher wird im MSSM die Erhaltung einer weiteren multiplikativen Quantenzahl gefordert, der R-Parität R_p; sie ist definiert durch

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S}. \tag{2.16}$$

S bezeichnet den Spin. SM-Teilchen haben $R_p = +1$, ihre supersymmetrischen Partner $R_p = -1$. R_p-verletzende Prozesse werden in dieser Analyse nicht behandelt; sie werden z.B. in [7] untersucht. Die Erhaltung von R_p bedeutet, daß supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden können und daß das „leichteste supersymmetrische Teilchen“ (LSP) stabil sein muß.

In den meisten Regionen des Parameterraums ist das χ_1^0 das LSP. Es gibt jedoch auch Bereiche in denen ein Chargino leichter ist als das leichteste Neutralino (vgl. Abbildung 2.7). Solche Parameterbereiche sind von vornherein ausgeschlossen, da die Kosmologie der Existenz eines geladenen, stabilen und schweren Teilchens widerspricht. Die Existenz eines neutralen, stabilen, massiven und schwach wechselwirkenden Teilchens ist jedoch möglich und auch kosmologisch durchaus interessant – das χ_1^0 könnte als „Kalte Dunkle Materie“ zur Masse des Universums beitragen.

2.4.3 Supersymmetrische Prozesse bei HERA

Für die Produktion supersymmetrischer Teilchen in ep-Kollisionen kommen viele verschiedene Prozesse in Frage, z.B. die $\tilde{q}\tilde{\bar{q}}$-Produktion in der Photon-Gluon-Fusion, die Produktion von Neutralinos oder Charginos am Leptonvertex oder die Produktion von Gluinos am Hadronvertex. Die sogenannte assoziierte Produktion hat jedoch mit einem Abstand von ein bis zwei Größenordnungen den größten Wirkungsquerschnitt [8]. Das Feynmandiagramm dieses Prozesses ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

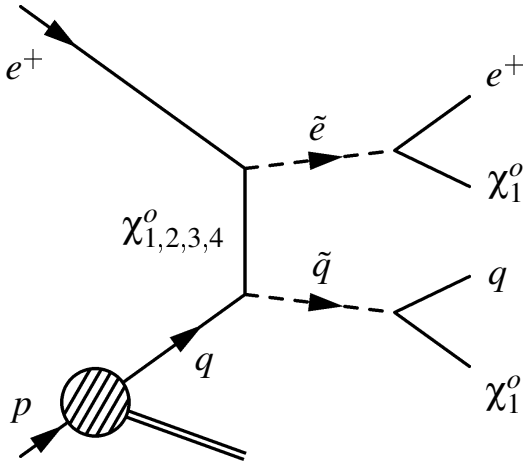

Abbildung 2.8: Feynmandiagramm für die assoziierte Produktion von Sleptonen und Squarks über Neutralinoaustausch.

Es handelt sich im wesentlichen um eine tiefinelastische Streuung. Durch den Austausch eines χ^0_1 wandeln sich das gestreute Quark und das gestreute Elektron jeweils in ihre supersymmetrischen Partnerteilchen um. Die massiven Sfermionen zerfallen sofort wieder in Elektron bzw. Quark und jeweils ein χ^0_1. Je nachdem, wie das Massenspektrum der supersymmetrischen Teilchen beschaffen ist (abhängig von der Wahl der MSSM-Parameter), sind auch andere Zerfälle möglich, z.B. Kaskadenzerfälle oder Zerfälle unter Beteiligung von Charginos. Diese komplizierteren Zerfallsmodi werden in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß in Abhängigkeit von der $\tilde{e}$- und $\tilde{q}$-Masse ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Zur Berechnung wurde das weiter unten beschriebene Monte-Carlo-Simulationsprogramm HERASUSY verwendet. Die Berechnung ist möglich, da im MSSM die Kopplungen aller Teilchen festgelegt sind. Es zeigt sich, daß je nach Parameterbereich Wirkungsquerschnitte bis zu einigen pb zu erwarten sind.

2.4.4 Signatur

Die Signatur solcher supersymmetrischer Ereignisse läßt sich leicht aus dem Feynmandiagramm ableiten. Das Quark als Zerfallsprodukt des Squarks bildet ein ähnliches hadronisches System aus wie das Quark in normalen tiefinelastischen Ereignissen, da die Color-Quantenzahl am Quark-Squark-Vertex erhalten bleibt. Das gestreute Elektron ist wie bei NC-Ereignissen im Detektor zu finden. Die Ereignisse werden relativ weit vorne (in Richtung des einlaufenden Protons) erwartet, da sie wegen der großen Masse von Selektron und Squark nur bei hohen Werten von x stattfinden können und die große Propagatormasse des χ^0_1 hohe Werte von Q^2 bevorzugt.

Die χ^0_1-Teilchen können, weil sie nur schwach wechselwirken, im Detektor nicht nachgewiesen werden. Daher ist zu erwarten, daß das gemessene Ereignis eine unausgeglichene Transversalimpulsbalance aufweist und die Longitudinalimpulssumme $E - P_z$ (Näheres dazu in Abschnitt 4.2) von dem Wert, der für NC-Ereignisse erwartet wird, abweicht. Ein simuliertes Beispielereignis wird in Abbildung 7.2 gezeigt.

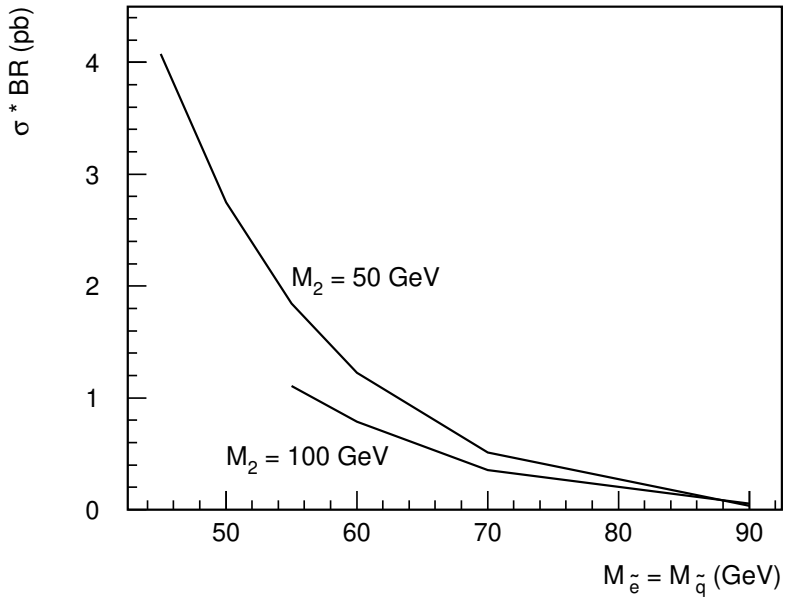

Abbildung 2.9: Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Paares und den anschließenden direkten Zerfall in Elektron und Quark (wie in dem Feynmandiagramm in Abbildung 2.8). Dargestellt ist die Abhängigkeit von den Massen von $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$, die hier als gleich angenommen werden. Zugrunde gelegt wird die ep-Streuung mit einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV. Die MSSM-Parameter sind $\tan\beta = 1.41$ und $\mu = -200$ GeV. Dem Wert von $M_2 = 50$ GeV entspricht eine Masse des χ_1^0 von $M_{\chi_1^0} = 30$ GeV, $M_2 = 100$ GeV entspricht $M_{\chi_1^0} = 55$ GeV.

2.5 Monte-Carlo-Simulation

In dieser Arbeit werden verschiedene Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren verwendet, um Ereignisse mit bekannten Parametern zu erzeugen und die Detektorantwort zu simulieren. Diese simulierten Ereignisse werden gebraucht, um Schnitte festzulegen, Selektionseffizienzen zu bestimmen und einen Vergleich der gemessenen Daten mit den Vorhersagen des SM durchzuführen.

Der DJANGO-Generator [9] wurde zur Erzeugung von tiefinelastischen Ereignissen benutzt. Er verwendet wiederum den HERACLES-Generator [10], der den elektroschwachen Prozeß auf Partonebene generiert. Dabei werden alle Prozesse bis zur Ordnung $O(\alpha)$ berücksichtigt, also insbesondere die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron vor dem harten Streuprozeß (ISR). Die korrekte Beschreibung solcher radiativen Prozesse ist in dieser Analyse besonders wichtig, da die Kinematik der Ereignisse von der seltenen Abstrahlung sehr hochenergetischer Photonen im Anfangszustand stark beeinflußt werden kann. Für die Proton-Struktur wurde die Parametrisierung MRSH [11] benutzt.

QCD-Prozesse höherer Ordnung werden unter Verwendung eines Farbdipolmodells von dem nachgeschalteten ARIADNE-Generator simuliert. Das von diesem Generator benutzte Modell interpretiert ein $q\bar{q}$-Paar als Farbdipol; er wird durch ein abgestrahltes Gluon aufgespalten, so daß sich zwei neue Dipole ergeben. Dieser Prozeß wird bis zu einem bestimmten Mindest-Transversalimpuls fortgesetzt.

Photoproduktionsereignisse wurden mit dem PYTHIA-Generator [12] erzeugt. Vorgeschaltet ist der IJRAY-Generator [13], der die Abstrahlung eines quasi-reellen Photons vom einlaufenden

Elektron berechnet. Von PYTHIA werden direkte und aufgelöste Photon-Proton-Kollisionen generiert. Die Simulation basiert auf der Beschreibung einer harten Parton-Parton-Streuung unter Verwendung von QCD-Matrix-Elementen, die alle Terme führender Ordnung der Störungstheorie beeinhalten. Durch die Verwendung sog. „Partonen-Schauer“ im Anfangs- und Endzustand fließen Korrekturen höherer Ordnung ein. Gluonabstrahlungen vom Quark und $q\bar{q}$-Fluktuationen von Gluonen werden berücksichtigt. Durch Parton-Schauer im Anfangszustand kann das Schwerpunktssystem des harten Streuprozesses bereits Transversalimpuls aufweisen. Durch Monte-Carlo-Integration wird eine Faltung der QCD-Matrix-Elemente mit den Partondichteverteilungen durchgeführt. Für die Proton-Struktur wurde die Partondichte-Parametrisierung GRV-LO [14] verwendet. Die Leading Order Parametrisxierung GRV-LO [15] wurde auch für die Photon-Struktur benutzt.

Zur Simulation von supersymmetrischen Ereignissen des oben genannten Prozesses wurde der Ereignisgenerator HERASUSY [16] entwickelt. Er berechnet alle vier Neutralino-Austauschdiagramme sowie ihre Interferenzen. Auch die möglichen Zerfallskanäle der Sfermionen werden berücksichtigt. Alle nötigen Massen und Kopplungen werden mit Hilfe des ISASUSY-Programms [17] berechnet. Das Programm PYTHIA (s.o.) wird für die Simulation von Parton-Schauern benutzt.

Alle Generatoren verwenden im Anschluß an die Simulation des eigentlichen Streuprozesses das LUND-Fragmentierungsschema für die Beschreibung der Hadronisierung; es ist in dem Programm JETSET [18] realisiert. Dabei wird angenommen, daß Partonen, die Farbladung tragen, durch „Farbstrings“ miteinander verbunden sind. Da die starke Wechselwirkung linear mit dem Abstand ansteigt, ordnet man den Strings eine konstante Energie pro Längeneinheit von ca. 1 GeV/fm zu. Die Strings brechen in zwei neue Stringfragmente auf und erzeugen ein $q\bar{q}$-Paar, wenn ihre Energie dazu ausreicht. Der Prozeß wird sukzessiv fortgesetzt bis zum Erreichen einer Mindestenergie. Anschließend an die Hadronisierung werden die Zerfälle von instabilen Teilchen simuliert.

Die Ereignisgeneratoren generieren die im Streuprozeß entstehenden Teilchen und ihre 4er-Vektoren. Die anschließende Detektorsimulation H1SIM, die auf dem GEANT-Programmpaket [19] beruht, berechnet hieraus eine Detektorantwort. Dies geschieht in zwei Schritten: Zunächst wird in der Geometriephase die Reaktion des Detektormaterials auf die Teilchen simuliert. Es entstehen z.B. Schauer von Sekundärteilchen in den Absorberplatten des Kalorimeters. Anschließend wird in der Signalphase das Antwortverhalten der aktiven Detektorelemente simuliert. So sammelt sich z.B. auf einem Draht der Driftkammern durch die Ionisation des Kammergases eine bestimmte Ladungsmenge. Danach wird die Ausleseelektronik des Detektors einschließlich des Triggers simuliert.

Die so erzeugten Ereignisse enthalten dieselben Datenstrukturen wie registrierte Ereignisse (erweitert um einige Zusatzinformationen des Generators – würden diese entfernt, so wäre kein Unterschied festzustellen). Die simulierten Ereignisse durchlaufen dasselbe Rekonstruktionsprogramm wie die registrierten Ereignisse.

Kapitel 3

Das H1-Experiment

3.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (kurz für „Hadron-Elektron-Ring-Anlage“) ist der größte Beschleuniger des internationalen Labors DESY (kurz für „Deutsches Elektronen-Synchrotron“) in Hamburg. Er ist der erste Speicherring, der Elektron- und Protonstrahlen hoher Energie zur Kollision bringt. Abbildung 3.1 zeigt HERA sowie die Vorbeschleuniger DESY und PETRA.

Zwei getrennte Beschleuniger-Systeme halten Elektronen und Protonen in dem 6.3 km langen Ring. Es existieren vier Experimentierhallen, die von den Experimenten H1 und ZEUS, HERMES und HERA-B genutzt werden.

Elektronen mit einer Energie von 27.5 GeV kollidieren mit Protonen, die eine Energie von 820 GeV haben. Aufgrund der großen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV ist der Zugang zu einem bisher unerforschten kinematischen Bereich der Lepton-Nukleon-Streuung möglich.

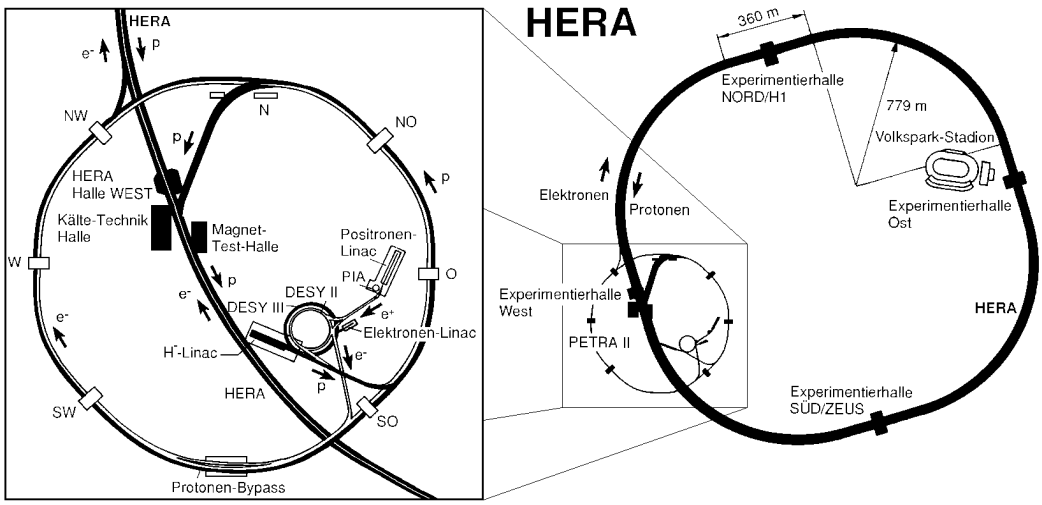

Abbildung 3.1: Der HERA-Speicherring

3.2 Der H1-Detektor

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Zeichnung des H1-Detektors. Er ist in [20] umfassend beschrieben – hier soll kurz auf die wesentlichen Komponenten im Hinblick auf die folgende Datenanalyse eingegangen werden.

Durch die Mitte des Detektors verläuft von rechts oben nach links unten das Strahlrohr 1. Die Protonen kommen von rechts oben, die Elektronen entgegengesetzt von links unten in den Detektor.

Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen und Protonen in HERA besitzt das $e^- p$-Schwerpunktssystem einen Lorentz-Boost in Richtung der Protonen. Deshalb wurde der H1-Detektor asymmetrisch ausgelegt. Die höchste Granularität besitzt der Detektor in Vorwärtsrichtung, die als Richtung des Protonenstrahls definiert ist (nach links unten im Bild). Diese Richtung wird im H1-Koordinatensystem, dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt liegt, als positive z-Richtung definiert. Die y-Achse zeigt nach oben und die x-Achse zum Mittelpunkt des Beschleunigers. Der Polarwinkel Θ wird von der z-Achse aus gemessen, der Azimutalwinkel ϕ wird von der x- zur y-Achse gemessen.

Der H1-Detektor ist in verschiedene Komponenten untergliedert, die sich in Schichten um den Wechselwirkungspunkt gruppieren. Innen befindet sich ein Kammersystem zur Spurerkennung, darauf folgt das Kalorimeter zur Energiemessung und anschließend die supraleitende Magnetspule und ganz außen das Myonsystem. Im Folgenden werden die wesentlichen Komponenten beschrieben.

3.2.1 Die Spurkammern

Das Spurkammersystem dient im Zusammenwirken mit dem Magnetfeld der Messung der Impulse geladener Teilchen im Detektor. Eine detaillierte Darstellung ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Die Hauptkomponenten sind zwei großen zentralen Driftkammern 2 mit den Radien 20 bis 45cm und 53 bis 85 cm, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Sie decken den Polarwinkel $25^\circ < \Theta < 45^\circ$ ab.

Zwischen den beiden zentralen Driftkammern sowie zwischen Vertex und innerer Driftkammer befinden sich je zwei Driftkammern mit Drähten azimutaler Ausrichtung. Sie dienen der genaueren Vertexrekonstruktion. Zur Bestimmung eines schnellen Triggersignals sind zwischen den Driftkammern zusätzliche Proportionalkammern eingebaut.

Das Vorwärtsspurkammersystem 3 besteht aus drei in z-Richtung hintereinander angeordneten Modulen von je drei Proportionalkammern und einem Übergangsstrahlungsdetektor. Es überdeckt den Polarwinkelbereich $7^\circ < \Theta < 25^\circ$. Die Drahtlagen der drei Proportionalkammern eines Moduls sind verschieden ausgerichtet, um Teilchendurchgänge im Raum aufzulösen.

Im Rückwärtsbereich wird das System durch eine Proportionalkammer (Backward Proportional Chamber, BPC) im Winkelbereich $155^\circ < \Theta < 175^\circ$ abgeschlossen. Die BPC wurde im Jahr 1995 durch eine Driftkammer mit verbesserter Ortsauflösung und einem auf $153^\circ < \Theta < 177^\circ$ erweiterten Akzeptanzbereich ersetzt, die BDC (Backward Drift Chamber).

Die supraleitende Spule 6 mit einem Durchmesser von 6 m erzeugt ein homogenes Magnetfeld von ca. 1.2 Tesla in z-Richtung, um in den Spurkammern die Impulsmessung geladener Teilchen in der r-ϕ-Ebene zu ermöglichen.

Zur Messung von Myonen, die unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung fliegen, ist ein Myonspektrometer 11 außerhalb des Kerndetektors aufgebaut.

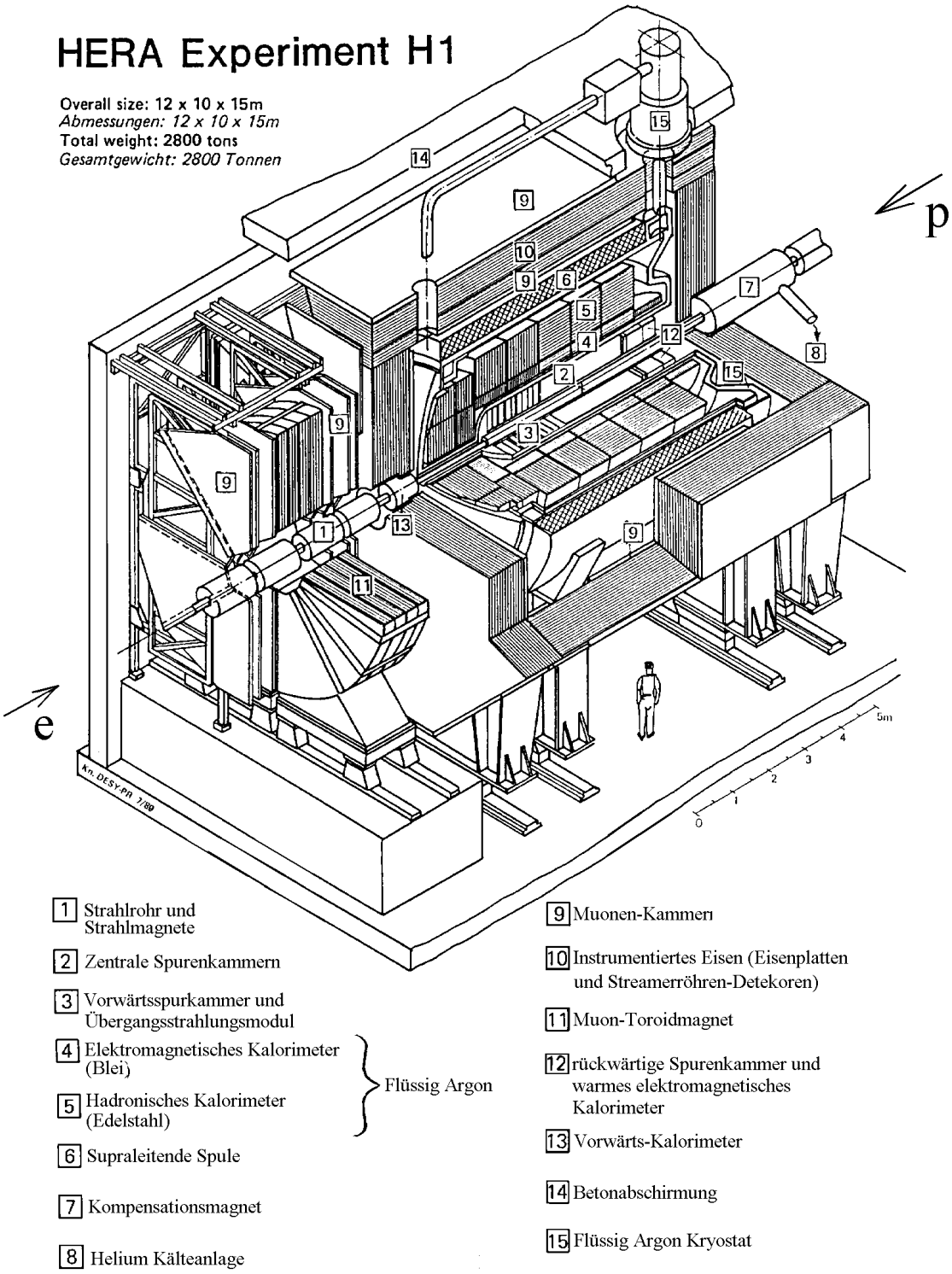

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors

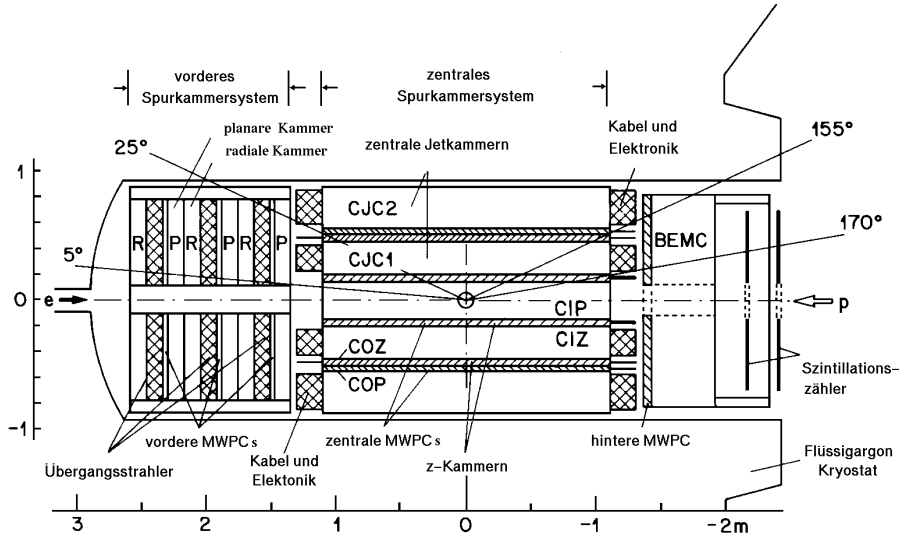

Abbildung 3.3: Schematische Seitenansicht des Spurkammersystems

3.2.2 Die Kalorimeter

Das Flüssigargon-Sampling-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) deckt den Winkelbereich $4^\circ < \Theta < 153^\circ$ ab. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [21], Abbildung 3.4 zeigt eine detaillierte Seitenansicht. Das Kalorimeter besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Das innere elektromagnetische Kalorimeter [4] ist durch seine hohe Granularität für die Identifikation und Energiemessung von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen wie Photonen und Elektronen optimiert. In den Kalorimeterzellen mit einer Fläche von 10 bis 100cm^2 werden Bleiplatten mit einer Dicke, die zusammen 20 bis 30 elektromagnetischen Strahlungslängen entspricht, als Absorbermaterial genutzt. Die Energieauflösung liegt bei $0.11/\sqrt{E}$ mit der Elektronenenergie E in GeV.

Das äußere hadronische Kalorimeter [5] dient in Kombination mit dem elektromagnetischen Kalorimeter zur Messung der Energien von Hadronen. Es ist in Auslesezellen einer Granularität von 50 bis 100 cm^2 aufgeteilt und nutzt Edelstahlplatten als Absorber. Bei einer Tiefe von 4 bis 8.5 hadronischen Wechselwirkungslängen erreicht es eine Energieauflösung von $0.5/\sqrt{E}$ für geladene Pionen [22]. Eine Bestimmung der Energieauflösung für hadronische Jets wird in Abschnitt 5.2 durchgeführt.

Aufgrund der Nutzung der Flüssigargontechnik für das Hauptkalorimeter muß es von einem Kryostaten [15] eingeschlossen sein.

Nicht im Kryostaten enthalten ist das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC) [12]. Es deckt den Winkelbereich $154^\circ < \Theta < 177^\circ$ ab, besteht aus Blei-Szintillator-Zellen von 16x16 cm^2 und hat eine Dicke von 22.5 elektromagnetischen Strahlungslängen (was ungefähr einer hadronischen Wechselwirkungslänge entspricht). Dadurch eignet es sich nicht zur genauen Messung hadronischer Energien. Es wurde im Jahr 1995 ersetzt durch ein neues Blei-Szintillator-Kalorimeter, das sog. Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal). Es verwendet in z-Richtung verlaufende szintillierende Fasern und erreicht eine wesentlich bessere Ortsauflösung. Außerdem besitzt das SpaCal eine spezielle hadronische Lage und erreicht damit eine Dicke von zwei hadronischen Wechselwirkungslängen. Details sind in [23] zu finden.

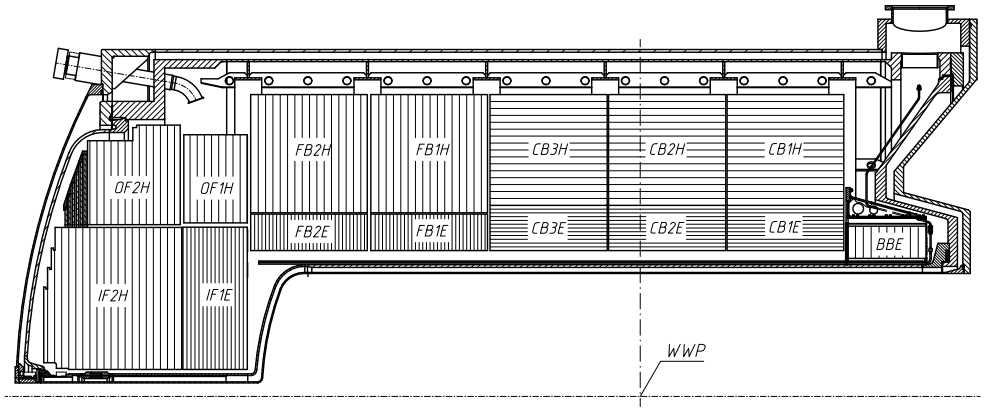

Abbildung 3.4: Schematische Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Zu erkennen ist die Orientierung der Absorberplatten sowie die Segmentierung des Kalorimeters in z-Richtung. Jedes Segment ist zusätzlich in ϕ achtfach segmentiert. Die elektromagnetischen Lagen sind mit E, die hadronischen mit H gekennzeichnet.

Das gesamte Kalorimetersystem und die supraleitende Spule wird von dem instrumentierten Eisenjoch [10] umschlossen. Das Eisenjoch dient zur Rückführung des Magnetfeldes und ist mit Streamer-Röhren ausgestattet, um aus dem LAr-Kalorimeter entweichende hadronische Energie zu messen und Myonen zu erkennen.

Das sog. Plug-Kalorimeter überdeckt den Winkelbereich $0.75^\circ < \Theta < 3.5^\circ$ um die vordere Strahlröhre. Seine Hauptaufgabe ist die Minimierung von Akzeptanzverlusten in diesem Bereich – auf diesen Punkt wird in Abschnitt 4.2 noch näher eingegangen. Das Kalorimeter besteht aus Kupfer-Absorbern und wird mit großen Silizium-Detektoren ausgelesen. Die Dicke des Plug-Kalorimeters betrug 1994 3.3 und 1995 2.2 hadronische Wechselwirkungslängen.

3.2.3 Das Luminositätssystem

Die Luminositätsdetektoren sind in Rückwärtsrichtung außerhalb des Detektors im HERA-Tunnel angeordnet. Sie messen unter kleinen Winkeln abgestrahlte Bremsstrahlungsphotonen und gestreute Elektronen mit 10^{-8} GeV$^2 < Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2. Ihr Hauptzweck besteht in der Bestimmung der Luminosität durch den Bremsstrahlungsprozeß $ep \to ep\gamma$, dessen Wechselwirkungsquerschnitt nach Bethe-Heitler genau berechenbar ist.

Das Luminositätssystem ist aus zwei Kristallkalorimetern, dem Photondetektor (PD) und dem Elektron-Tagging-Detektor (ET), aufgebaut. Die Anordnung der Detektoren relativ zu den Strahlröhren und ein Teil der Strahloptik ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Beide Detektoren haben eine Dicke von ca. 21 elektromagnetischen Strahlungslängen und eine Energieauflösung von $0.1/\sqrt{E}$.

Während Photondetektor und Elektron-Tagger zur Luminositätsmessung in Koinzidenz betrieben werden, können durch die Messung eines Elektrons im Elektron-Tagger auch quasi-reelle Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2 selektiert werden.

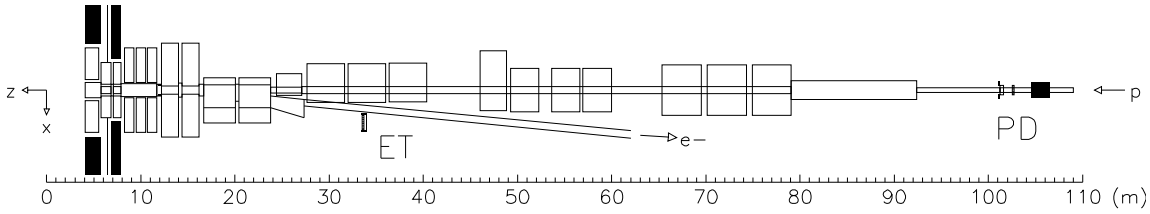

Abbildung 3.5: Anordnung des Elektron-Tagging-Detektors (ET) und des Photondetektors (PD) relativ zu den Strahlröhren von Elektron- bzw. Protonstrahl, die hier nicht mehr, wie innerhalb des Detektors, in einer gemeinsamen Strahlröhre geführt werden.

3.2.4 Trigger und Datenauslese

An den Trigger des H1-Detektors werden hohe Anforderungen gestellt, da die Kollisionsrate zwischen Elektron- und Protonpaketen ca. 10 MHz beträgt. Die Rate an uninteressanten *ep*-Ereignissen und reinen Untergrundereignissen ist nur ca. zwei Größenordnungen geringer. Die Rate an interessanten physikalischen Ereignissen beträgt nur einige Hz, die Rate elektroschwacher Prozesse ca. 10^{-5} Hz. Die Ausleserate aller Kanäle der Subdetektoren darf ca. 40 Hz nicht überschreiten – bis zu dieser Rate muß die Reduktion von der Triggerlogik der Stufe 1 geleistet werden. Die Triggerstufen 2 und 3 waren 1994 und 1995 noch nicht realisiert. Die anschließende Triggerentscheidung der Stufe 4 wird von 30 Mikroprozessoren übernommen, die eine Rekonstruktion der Ereignisse vornehmen und bereits eine physikalische Selektion vornehmen.

Die Triggerstufe 1 besteht aus den verschiedenen Triggerelementen der einzelnen Subdetektoren, die mit einfachen logischen Verknüpfungen zu sog. Subtriggern kombiniert werden können. Bis die Triggerentscheidung nach 2.4 μs vorliegt, was einer Zeit von weiteren 10 Bunchbegegnungen entspricht, speichern alle Subdetektoren die Ereignisinformation in Pipelines. Die Pipelines werden bei positiver Triggerentscheidung gestoppt und ausgelesen. Begrenzt ist die Rate der ersten Stufe durch die mit der Rate ansteigende Totzeit und die maximale Bandbreite der vierten Stufe, die bei 50 Hz liegt.

In dieser Analyse wird vor allem der LAr-Trigger verwendet. Um schnelle Triggersignale liefern zu können, besitzt das LAr-Kalorimeter zwei getrennte Auslesezweige: Ein Zweig ist für die Energiemessung vorgesehen; er weist eine lange Pulsformung auf, um die Meßgenauigkeit zu optimieren (vgl. auch Abbildung 4.2). Der andere, schnellere Zweig ist für die Triggerentscheidung vorgesehen. Aus dessen Signalen wird die Triggerentscheidung wie folgt berechnet:

- Die Ladung der Kalorimeterzellen wird in sog. Triggertürmen zusammengefaßt. Sie zeigen radial auf den Ereignisvertex, damit ein Teilchen möglichst nur in einem Triggerturm Energie deponiert. Es gehen nur Triggertürme in die weitere Summe ein, bei denen die Summen der Ladungen aus elektromagnetischem und hadronischem Teil jeweils die sog. AGM-Schwelle (Analog Gating Module) überschreitet.
- Jeweils vier Triggertürme werden zu einem Triggerblock (Big-Tower genannt, mit BT abgekürzt) zusammengefaßt. Es gibt 240 solche BTs. Die Signale werden dann in schnellen Analog-Digital-Wandlern digitalisiert und, wenn sie eine weitere Schwelle überschreiten, weiterverarbeitet. Noch immer sind elektromagnetischer und hadronischer Anteil getrennt.
- Ein Prozessor berechnet aus den BT-Signalen verschiedene gewichtete Energiesummen, in die auch die geometrische Position des betreffenden BT einfließen kann.

- Für jede Energiesumme gibt es Schwellen, bei deren Überschreiten ein bestimmtes Triggerelement gesetzt wird.

Abbildung 3.6 gibt den Aufbau der Triggerlogik schematisch wieder. Von der Gewichtung der Energiesummen hängt es ab, auf welche Art von physikalischen Ereignissen der Trigger sensitiv ist. In dieser Analyse werden drei Trigger verwendet:

ETMISS-Trigger: Die BT-Energien werden vektoriell summiert. Die Triggersumme entspricht dem Transversalimpuls (s. Abschnitt 2.2.1) des Ereignisses. Dieser Trigger ist für Ereignisse mit geladenem Strom optimiert.

ETRANS-Trigger: Die Transversalenergien aller BT werden skalar summiert. Dieser Trigger selektiert Ereignisse, die kein gestreutes Elektron, aber hohe Transversalenergie aufweisen.

ELECTRON-Trigger: Eine Mindestenergie von 6 GeV wird im elektromagnetischen Teil eines BT verlangt, während die Energie im dahinter liegenden hadronischen Teil eine bestimmte Schwelle nicht überschreiten darf. Damit ist dieser Trigger besonders auf die Selektion von Elektronen optimiert, da diese nur sehr kurze Schauerlängen aufweisen.

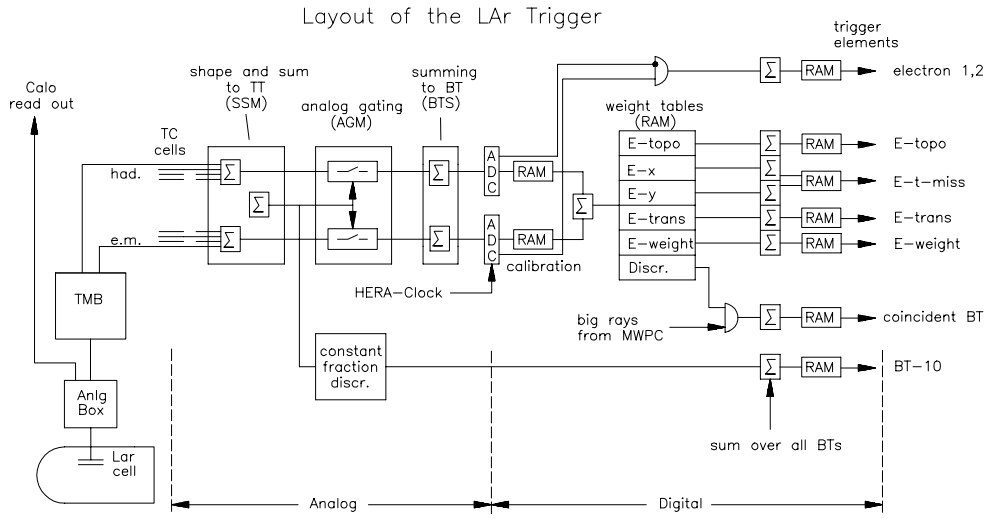

Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der LAr-Trigger-Elektronik

Zusätzlich zu den LAr-Triggerelementen wird meist ein gesetztes Triggerelement verlangt, das von den Spurkammerinformationen abgeleitet wird. Dadurch wird Untergrund reduziert und ein Zeitnullpunkt für das Ereignis festgelegt, was mit dem langsamen LAr-Signal schwieriger ist. Überdies existiert eine Vielzahl von Vetodetektoren zur Untergrundunterdrückung, die in jede Triggerentscheidung einfließen. Dazu werden logische Verknüpfungen verschiedener Triggerelemente gebildet, deren Ausgang entscheidet, ob die Auslese-Pipelines angehalten und das Experiment ausgelesen wird.

Kapitel 4

Datenselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion der registrierten Daten nach technischen und physikalischen Gesichtspunkten beschrieben. Die technischen Kriterien stellen ordnungsgemäßes Funktionieren des Detektors sicher und säubern die Datenmenge von Untergrundereignissen. Dann werden die Formeln angegeben, die zur Berechnung der kinematischen Größen in ep-Ereignissen aus der Detektorantwort benutzt werden, und es wird diskutiert, welche Subdetektoren hierzu verwendet werden. Die ep-Ereignisse werden dann durch Suche nach einem gestreuten Elektron im Endzustand nach ihrer Signatur klassifiziert.

4.1 Datenselektion und integrierte Luminosität

Diese Analyse beruht auf Daten aus Positron-Proton-Kollisionen, die in den Jahren 1994 und 1995 mit dem H1-Detektor registriert wurden. Im folgenden wird, wenn nicht eine genaue Unterscheidung notwendig ist, von Elektronen gesprochen, auch wenn Positronen gemeint sind. Die einlaufenden Elektronen hatten eine Energie von 27.5 GeV, die Protonen 820 GeV, woraus sich eine quadrierte Schwerpunktenergie von $s = 300\ \mathrm{GeV}^2$ ergibt.

4.1.1 Technische Vorselektion

Um die Qualität der Rekonstruktion und die Berechenbarkeit von Selektionseffizienzen und Luminosität sicherzustellen, muß für jedes zu verwendende Ereignis der Detektor folgende Kriterien erfüllen:

- Die Hochspannung der relevanten Detektoren ist auf Nominalwert. Die benötigten Detektoren sind:
  - Das LAr-Kalorimeter (für die Energiemessung)
  - Das instrumentierte Eisen-Kalorimeter (für die Energiemessung und die Erkennung von einlaufenden Myonen)
  - Die zentrale Driftkammer (für die Rekonstruktion eines Ereignisvertex)
  - Die zentralen Proportionalkammern (für den Trigger)

  Die Hochspannung kann sich während eines Runs ändern, bei der Vorselektion werden also u.U. nur Teile eines Runs für die Analyse genutzt.

- Der Trigger ist in Standardeinstellung für die Datennahme.
- Die Run-Qualität, die nach festgelegten Kriterien von den Detektoroperateuren und durch Analyse der Detektorstatusinformation bestimmt wird, ist als „Gut“ oder „Medium“ eingestuft.
- Das Ereignis findet während eines „colliding bunch“, also einer Elektron-Proton-Teilchenpaket-Kollision, statt.
- Verworfen werden zusätzlich Runs, in denen Probleme mit der Datennahme offenbar werden, wie z.B. exzessives Rauschen in einzelnen Kalorimeter-Zellen. Davon ist nur ein kleiner Bruchteil der Daten betroffen.

4.1.2 Luminosität

Alle Datensätze, welche die technische Selektion erfüllen, werden für die Berechnung der gesamten verwertbaren integrierten Luminosität genutzt; alle weiteren Selektionsschritte, die in der Analyse folgen, werden später durch ihre Effizienzen berücksichtigt. Nach allen Korrekturen ergibt sich eine integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L} = 6.38 \pm 0.13 \text{ pb}^{-1}$$

Der Fehler wird von systematischen Unsicherheiten der Akzeptanzkorrektur und Energieeichung des Photon-Tagging-Detektors im Luminositäts-System von H1 dominiert [24].

4.1.3 Untergrundunterdrückung

Die nach rein technischen Kriterien ausgesuchten Datensätze enthalten noch einen erheblichen Untergrund von Ereignissen, die nicht durch ep-Wechselwirkungen verursacht sind. Daher muß eine weitere Vorselektion vorgenommen werden, um eine möglichst reine Ereignismenge zu erhalten und die Effizienz der Datenselektion berechenbar zu machen. Erst danach wird eine Klassifizierung nach physikalischen Kriterien vorgenommen.

Vertex

Alle Ereignisse, die zur Analyse benutzt werden, müssen einen rekonstruierten Vertex haben, dessen z-Koordinate in der nominalen Wechselwirkungszone des Experiments liegt. Diese Bedingung ist in zweifacher Hinsicht sinnvoll: Einerseits legt der Ereignisvertex in jedem Ereignis den Nullpunkt des Koordinatensystems fest, in dem die Winkel der Energiedepositionen und damit auch der Transversalimpuls gemessen werden. Zweitens ist das Vorhandensein eines Ereignisvertex ein Qualitätskriterium, das viele Untergrundereignisse nicht erfüllen (s. unten).

Der Ereignisvertex kann aus Spuren der zentralen oder der Vorwärts-Spurkammer gebildet werden. Wenn ein zentraler Vertex existiert, wird dieser benutzt, da seine Präzision wesentlich höher ist (vgl. hierzu die Diskussion in Abschnitt 6.2.2).

Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der z-Position des rekonstruierten Vertex bezogen auf den jeweils für den betreffenden Run bestimmten Nominalvertex in den Daten (schon nach Abschnitt 4.1.3 vorselektiert). Man erkennt deutlich das Maximum bei Null. In einem Bereich von ± 35 cm um den Nullpunkt, der in der Abbildung durch gestrichelte senkrechte Linien gekennzeichnet ist,

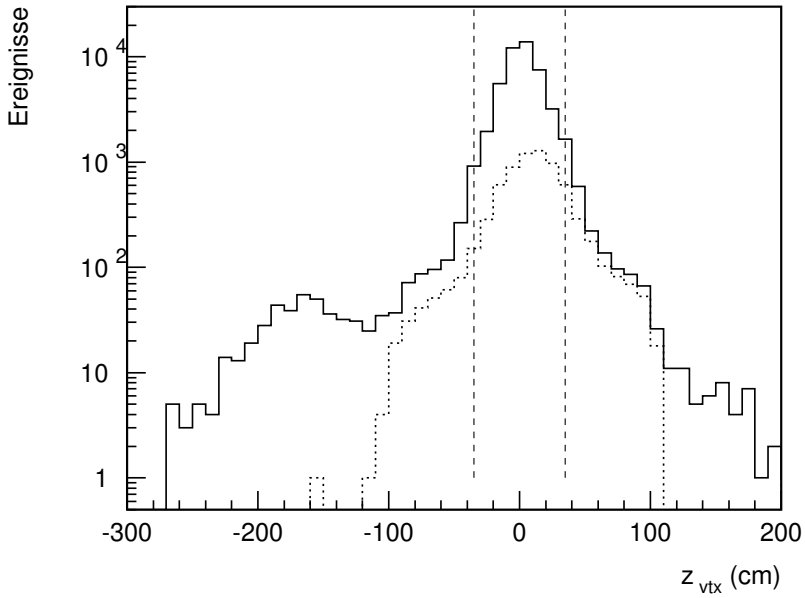

Abbildung 4.1: Wert der z-Koordinate des rekonstruierten Ereignisvertex in den Daten. Gepunktet eingezeichnet sind die Ereignisse, die nur Spuren in der Vorwärts-Spurkammer, aber nicht im zentralen Spurkammersystem, aufweisen. Der Schnitt bei $|z_{vtx}| < 35$ cm ist durch die gestrichelten Linien markiert.

befinden sich 95% der Ereignisse. Alle Ereignisse, die außerhalb dieses Bereichs liegen, werden verworfen.

Das kleine Maximum bei -180 cm wird durch eine Verengung des Strahlrohrs, an der viele Proton-Strahlrohr-Wechselwirkungen stattfinden, hervorgerufen. Ereignisse, die nur Spuren in der Vorwärts-Spurkammer besitzen, haben eine schlechte Vertexauflösung, wie an dem gepunkteten Histogramm ersichtlich ist.

Untergrundfilter

Die Klasse der Ereignisse mit hohem Transversalimpuls und ohne identifiziertes gestreutes Elektron (die Elektronidentifikation ist in Abschnitt 4.3 beschrieben) wird dominiert von Ereignissen, die nicht von ep-Wechselwirkungen verursacht sind. Dies sind vor allem Wechselwirkungen von einlaufenden Myonen im Detektor. Es wird zwischen folgenden zwei Klassen von Myonen unterschieden:

Halo-Myonen werden von Strahlprotonen erzeugt, die ihre Sollbahn verlassen und mit dem Material des Strahlrohrs kollidieren. Da es ein gerades Stück Strahlrohr von ca. 120 Meter vor dem Erreichen des H1-Detektors gibt, fliegen auch Myonen, die bei Kollisionen weit vor dem Detektor erzeugt werden, nahezu parallel zum Strahlrohr durch den Detektor. Ein Teil dieser sehr hochenergetischen Myonen (mit Energien von bis zu einigen hundert GeV) verhält sich nicht als minimal-ionisierende Teilchen, sondern verursacht elektromagnetische Schauer im Kalorimeter. Es gibt zwei Möglichkeiten, wie ein solches Ereignis die Vertex-Selektion besteht. Entweder kann ein sekundäres Teilchen aus dem Schauer durch die Spurkammer fliegen und einen Vertex vortäuschen oder es findet gleichzeitig eine anderes Er-

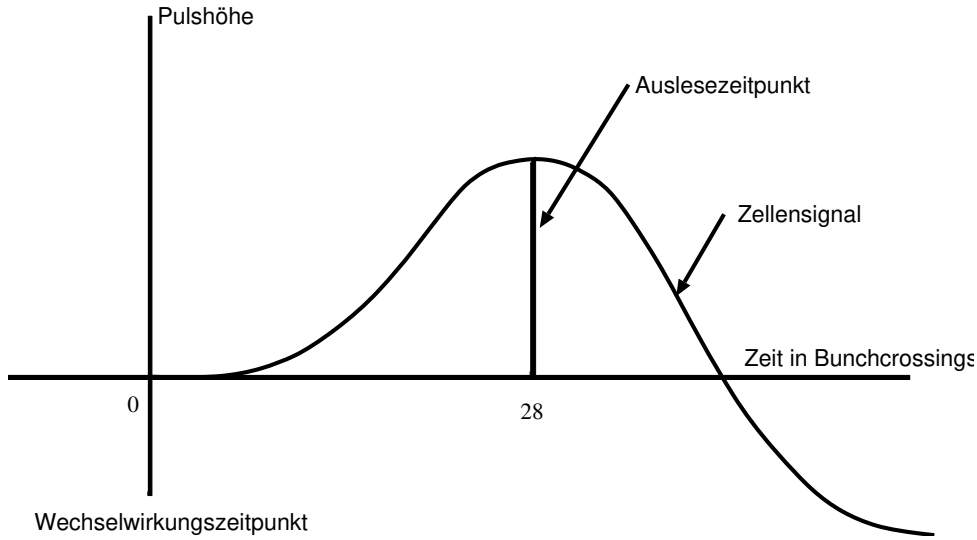

Abbildung 4.2: Signal der LAr-Kalorimeter-Zellen nach der elektronischen Pulsformung. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bunchcrossings (Strahlpaketzusammenstößen) beträgt 96 ns.

eignis im Detektor statt, das den Vertex erzeugt. Letzterer Typ wird als „überlagertes Ereignis“ bezeichnet (s. Abbildung 4.3). Die Überlagerung muß nicht gleichzeitig stattfinden, da durch die Pulse des LAr-Kalorimeters eine Länge von bis zu Pulsformung des elektrischen Signals der LAr-Pulse das Zeitfenster, während dessen ein einlaufendes Teilchen noch die Messung beeinflussen kann, ca. 10 μ-Sekunden beträgt. Hiervon entsprechen 4 μ-Sekunden einem positiven Beitrag zur gemessenen Energie (s. Abbildung 4.2). Abbildung 4.3 zeigt ein überlagertes Halo-Myon-Ereignis.

Höhenstrahlungs-Myonen entstehen in Kollisionen von hochenergetischer kosmischer Strahlung mit Gasatomen in der oberen Atmosphäre. Diese Myonen haben ein steil abfallendes Energiespektrum, das jedoch bis zu vielen hundert GeV reicht, und eine sehr hohe Flußdichte. Daher kommt es auch hier zu Wechselwirkungen von hochenergetischen Myonen im Detektor, die wie Halo-Myonen Schauer erzeugen und auch auf ähnliche Weise das Vertex-Kriterium erfüllen können. Zusätzlich ist es für Höhenstrahlungs-Myonen noch möglich, selbst durch die Spurkammer zu fliegen und den Vertex zu erzeugen, wie das z.B. in dem in Abbildung 4.4 gezeigten Ereignis der Fall ist.

Die Untergrundsituation der Jahre 1994 und 1995 unterscheidet sich drastisch. Ursache hierfür war vor allem der Einbau einer neuen Strahlröhre, die im Bereich des Rückwärtskalorimeters eine Engstelle aufwies, die zudem nicht genau um den Strahl zentriert war. Daher kam es in diesem Bereich verstärkt zu Wechselwirkungen des Protonstrahls mit der Strahlröhre. Solche Ereignisse haben zwar keinen primären Vertex in der nominalen Wechselwirkungszone, sehr häufig wird aber ein Sekundärvertex aus einer sekundären Wechselwirkung mit dem Strahlrohr innerhalb dieser Region rekonstruiert. Die hohe Frequenz von solchen Strahl-Wand-Ereignissen im Jahr 1995 erhöht die Wahrscheinlichkeit drastisch, daß ein Myonereignis einen zufälligen Ereignisvertex erhält. Es folgt, daß die Rate der Myonereignisse, auch der Höhenstrahlungs-Myon-Ereignisse, abhängig von der Qualität des Protonstrahls ist.

Abbildung 4.5 zeigt die Rate der aufgezeichneten Ereignisse mit $P_t > 10$ GeV, die den bisher genannten Vorselektions- und Vertexschnitten genügen, gegen die integrierte Luminosität während

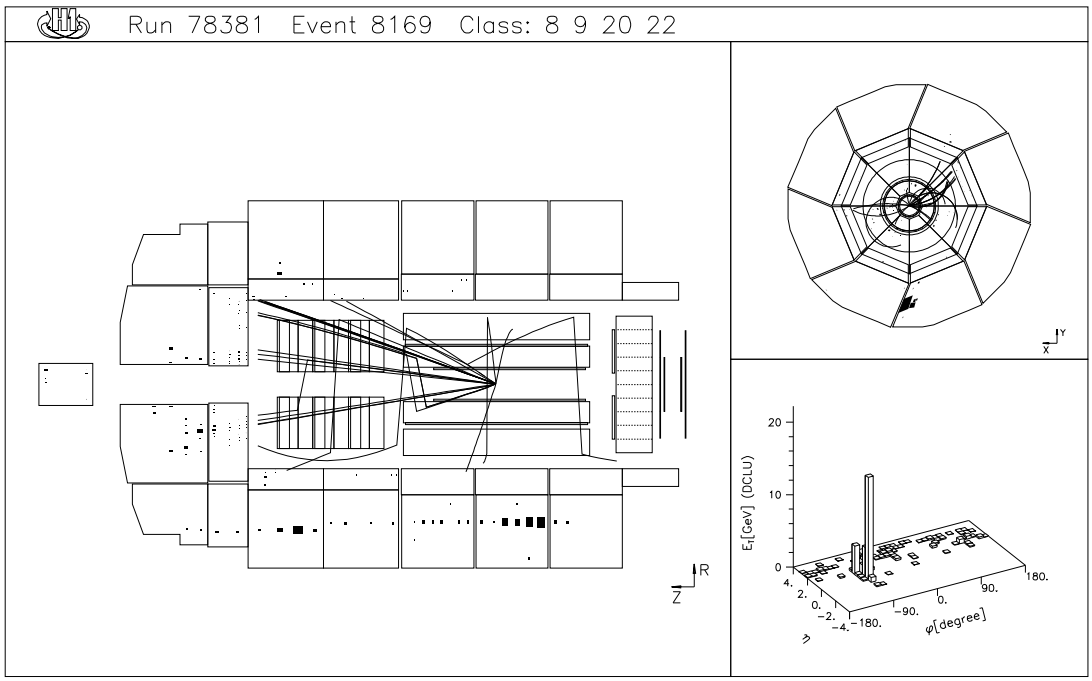

Abbildung 4.3: Überlagertes Halo-Myon-Ereignis. Die im Kalorimeter gemessene Energie rührt fast ausschließlich von dem schauernden Myon her, das fast parallel zur Längsachse durch den Detektor fliegt. Die Spuren eines überlagerten „weichen“ Ereignisses verursachen einen Vertex in der nominellen Wechselwirkungszone.

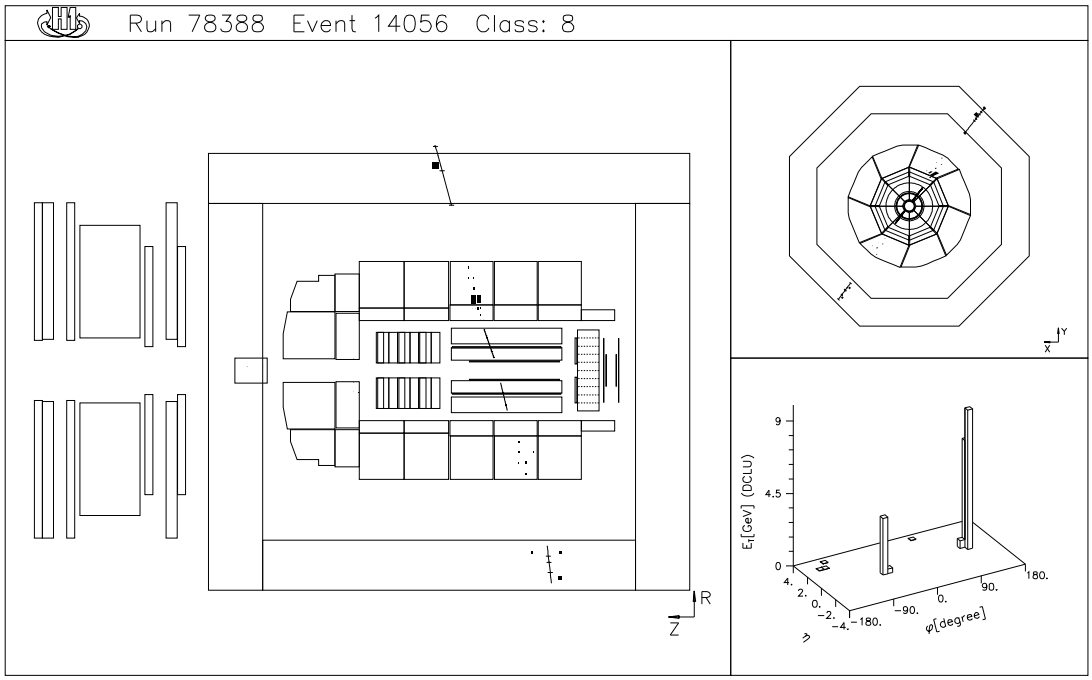

Abbildung 4.4: Ereignis, das von einem kosmischen Myon hervorgerufen wird. Die Spuren in der inneren Spurkammer (vergrößert links im Bild) werden durch Aufschauern des Myons am Detektormaterial verursacht.

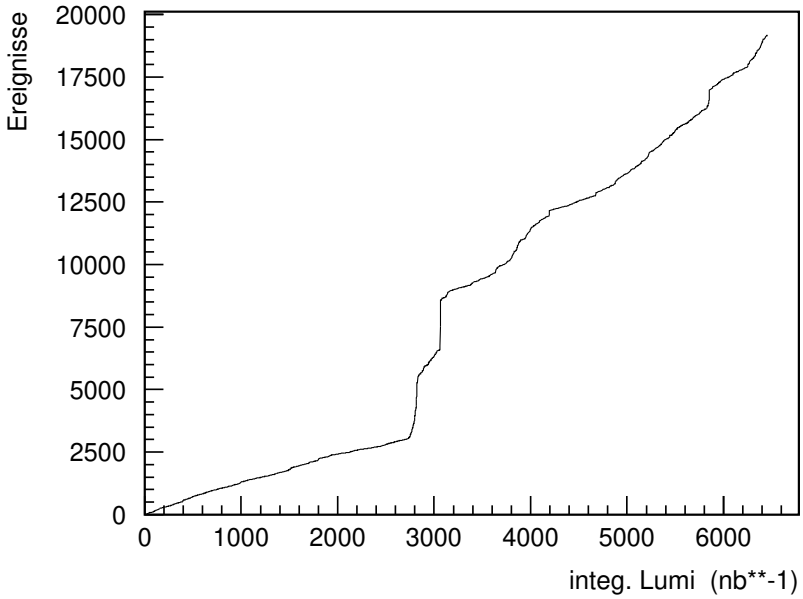

Abbildung 4.5: Rate der Ereignisse mit $P_t > 10\,\mathrm{GeV}$ in Abhängigkeit von der integrierten Luminosität während der Datennahme 1994 (0 – 2700 nb^{-1}) und 1995 (2700 – 6400 nb^{-1}).

der Datennahme 1994 (0 – 2700 nb^{-1}) und 1995 (2700 – 6400 nb^{-1}). Diese Ereignisse sind fast ausschließlich Untergrundereignisse. Die Änderung in den Bedingungen am Beginn der Datennahme 1995 ist klar erkennbar, wie auch, daß im weiteren Verlauf des Jahres 1995 durch eine Abstimmung der Strahl- und Triggerbedingungen eine Konsolidierung der Untergrundsituation erreicht werden konnte.

Zur Unterdrückung vom Myonereignissen sind spezielle Programme entwickelt worden, die die topologischen Eigenschaften dieser Ereignisse wie Energieverteilung in den Kalorimetern, durchgehende Spuren in den Myondetektoren und in den inneren Spurkammern oder die Ausrichtung von Kalorimeterschauern zur Identifikation benutzen. In dieser Arbeit wird im wesentlichen auf Filterprogramme zurückgegriffen, die von der Elektroschwachen Arbeitsgruppe der H1-Kollaboration für die Analyse von Ereignissen mit hohem Transversalimpuls entwickelt wurden. Sie sind in der Dissertation von M. Hapke [25] ausführlich beschrieben.

Die Selektion mit diesen Untergrundfilter-Programmen führt zu einer Reduktion um ca. 90%. Die Programme verwerfen weniger als 2% physikalische Ereignisse (diese Zahl wird in s. Abschnitt 6.2.4 für CC-Ereignisse ermittelt und gilt ungefähr für alle Ereignisklassen). Die Effizienz der Programme für die Identifikation von Myonereignissen ist nicht absolut meßbar, da sie von vielen Faktoren, wie z.B. der Strahlqualität, abhängt.

Die Identifikation von Untergrundereignissen kann von den Untergrundfiltern nicht vollständig erreicht werden. Es ist zusätzlich eine visuelle Inspektion der Ereignisse nötig, denn das menschliche Auge ist in der Lage, sehr viel komplexere Muster und Korrelationen zu erkennen als die Programme. Beispiele hierzu werden weiter unten in Abschnitt 6.1 gezeigt.

In den selektierten Elektronereignissen ist die nach der automatischen Selektion verbleibende Kontamination mit Myonereignissen vernachlässigbar gering, was durch Inspektion der Ereignisse verifiziert wird. In den Ereignissen ohne identifiziertes Elektron müssen durch die visuelle

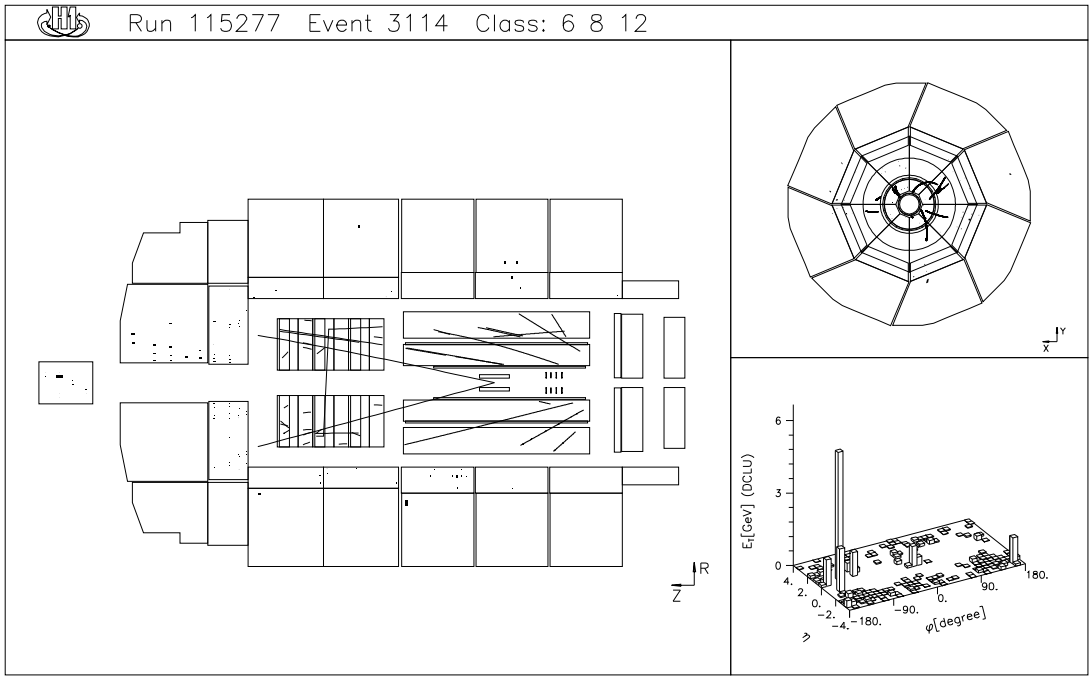

Abbildung 4.6: Ein Strahl-Wand-Ereignis, das durch die hohe Anzahl der von hinten durch die Spurkammern laufenden Spuren zu identifizieren ist.

Inspektion jedoch ca. die Hälfte der nach der automatischen Filterung verbleibenden Ereignisse als Untergrund verworfen werden.

Auch Kollisionen von Halo-Protonen mit Restgas-Atomen und mit dem Strahlrohr stellen einen Untergrund für Ereignisse ohne gestreutes Elektron dar. Sie weisen ein extrem steil abfallendes Transversalimpulsspektrum auf und sind daher bei hohen Transversalimpulsen sehr selten. Durch ihre hohe Rate machen aber in den Daten des Jahrs 1995 solche Ereignisse einen beträchtlichen Anteil an den Daten aus. Allerdings weisen auch sie eine sehr klare Signatur auf, denn selbst wenn durch sekundäre Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr ein Vertex in der nominalen Wechselwirkungszone gefunden wird, läuft doch ein großer Teil der Spuren unter sehr flachem Winkel von hinten nach vorne durch die Spurkammern. Dadurch ist eine Erkennung eindeutig möglich. In Abbildung 4.6 ist ein typisches Ereignis dargestellt. Für diese Analyse wurde keine automatische Identifikation hierfür entwickelt, sondern solche Ereignisse werden von Hand entfernt. Aufgrund der Kinematik gibt es keine solchen Ereignisse mit $P_t > 25$ GeV.

4.2 Definition der benutzten Größen

Die am häufigsten in dieser Analyse benutzte Meßgröße ist der Transversalimpuls P_t von Ereignissen der ep-Streuung. Gemeint ist der *gesamte* Transversalimpuls eines Ereignisses; diese Größe wird auch häufig „fehlender Transversalimpuls“ genannt. Der gesamte Transversalimpulsvektor eines Ereignisses ist definiert als die vektorielle Summe der zweidimensionalen Transversalimpulsvektoren aller Teilchen:

$$\vec{P}_t = \sum_i \vec{P}_{t,i} = \sum_i (P_{x,i}, P_{y,i}) \tag{4.1}$$

Die Messung dieser Transversalimpulsvektoren wird mit dem Kalorimeter des H1-Detektors vorgenommen. Das Spurkammersystem eignet sich hierfür nicht, da sehr hohe Transversalimpulse mit den Spurkammern nicht genau gemessen werden können und ein großer Anteil der Teilchen elektrisch neutral ist. Allerdings wird die Information der Spurkammern benutzt, um den Ereignisvertex und damit den Nullpunkt der Transversalimpulsvektoren festzulegen. Das Kalorimeter mißt Energien, nicht Impulse; daher wird $\vec{P}_{t,i}$ für jede Energiedeposition i mit Energie E_i, Polarwinkel Θ_i und Azimutalwinkel ϕ_i definiert als

$$\vec{P}_{t,i} = (E_i \sin\Theta_i \cos\phi_i\,,\; E_i \sin\Theta_i \sin\phi_i) \tag{4.2}$$

Der (gesamte skalare) Transversalimpuls P_t des Ereignisses ist definiert als

$$P_t = \left|\vec{P}_t\right| = \left|\sum_i \vec{P}_{t,i}\right|. \tag{4.3}$$

In dieser Analyse werden zur Energiemessung nur das LAr-Kalorimeter und das als „Tailcatcher“ für hadronische Schauer verwendete Eisen-Kalorimeter benutzt. Die anderen Kalorimeter werden aus folgenden Gründen nicht in der Transversalimpulssumme berücksichtigt:

Im Bereich der rückwärtigen Kalorimeter wurde das BEMC, das ein reines elektromagnetisches Kalorimeter ist und eine Dicke von einer hadronischen Wechselwirkungslänge besitzt, im Jahr 1995 durch das SpaCal ersetzt, das mit einer dedizierten hadronischen Lage insgesamt eine Dicke von zwei Wechselwirkungslängen besitzt. Weder das alte noch das neue Rückwärtskalorimeter erlauben eine hadronische Messung mit guter Energieauflösung. Überdies ist das SpaCal sehr neu und noch nicht hinreichend geeicht. Das Rückwärtskalorimeter wird zwar in den Energiesummen nicht berücksichtigt, aber als Veto-Detektor eingesetzt, um Ereignisse zu verwerfen, die in diesem Bereich Energiedepositionen von mehr als 5 GeV aufweisen. Diese Verwendung ist kontrollierbar trotz der Unsicherheit der Messung.

Das Plug-Kalorimeter ist dafür vorgesehen, den Winkelbereich zwischen vorderer Strahlröhre und dem LAr-Kalorimeter weitestgehend zu schließen – jedoch zeigt sich, daß dieses Kalorimeter nicht geeignet ist, zuverlässig die Energie der einfallenden Teilchen zu messen. Die Dicke des Plug-Kalorimeters betrug 1994 3.3 und 1995 nur 2.2 hadronische Wechselwirkungslängen, was nicht für eine gute hadronische Auflösung ausreicht. Problematisch ist auch eine große Menge „toten“ Materials, das sich zwischen dem Wechselwirkungspunkt bzw. dem Strahlrohr und dem Plug-Kalorimeter befindet. Die in diesem Material stattfindenden sekundären Wechselwirkungen verursachen sehr starke Fluktuationen der Energiemessung. Daher wird in dieser Analyse das Plug-Kalorimeter nur zu einem sehr speziellen Schnitt in der Suche nach supersymmetrischen Ereignissen verwendet (s. Kapitel 7).

Es folgen einige weitere häufig benutzte Größen, die auf Summen über rekonstruierten Kalorimeterenergien beruhen. In Ereignissen, die ein gestreutes Elektron aufweisen, werden u.U. nicht alle Energiedepositionen benutzt, sondern nur die zum Elektron bzw. zum hadronischen System gehörigen. Die Identifikation des gestreuten Elektrons ist in Abschnitt 4.3 beschrieben.

Eine Größe, die den Longitudinalimpuls eines Ereignissen widerspiegelt, ist $E - P_z$. Ohne weiteren Zusatz ist mit „$E - P_z$“ immer der Wert für das gesamte Ereignis gemeint, also die Summe über $E - P_z$ aller Energiedepositionen i:

$$E - P_z = \sum_i (E_i - P_{z,i}) \approx \sum_i E_i (1 - \cos\Theta_i) \tag{4.4}$$

Die Größe $E - P_z$ ist eine Erhaltungsgröße, daher gilt für den hypothetischen Fall, daß alle Teilchen des Endzustandes im Detektor exakt gemessen werden, die Beziehung

$$E - P_z = 2E_{einl.El.} = 55 \text{ GeV}. \tag{4.5}$$

Diese Größe hat in ep-Streuereignissen den Vorteil gegenüber dem reinen Longitudinalimpuls P_z, daß sie durch Verluste von Protonfragmenten in Vorwärtsrichtung, wo $E \approx P_z$ ist, nicht stark beeinflußt wird. Durch Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand (Initial State Radiation, ISR) kann $E - P_z$ auch erheblich kleiner sein als 55 GeV. Solche Ereignisse haben eine stark veränderte Kinematik, die in der Berechnung des Winkels des hadronischen Systems berücksichtigt werden muß.

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung (s. auch Kapitel 2.2.1) erlaubt die Messung des Winkels des hadronischen Endzustandes Θ_q, der im einfachen Quark-Parton-Modell dem Winkel des gestreuten Quarks entspricht, auf zwei verschiedene Arten: aus der Kinematik des gestreuten Elektrons oder aus hadronischen Variablen allein. Im ersten Fall gilt

$$\Theta_q = \arccos\left(\frac{{P_{t,El}}^2 - {(E-P_z)_{had}}^2}{{P_{t,El}}^2 + {(E-P_z)_{had}}^2}\right), \tag{4.6}$$

wobei $(E - P_z)_{had}$ die $(E - P_z)$-Summe über alle Energiedepositionen des hadronischen Systems bezeichnet. Die andere Methode bestimmt den Winkel des auslaufenden Quarks nur aus hadronischen Variablen:

$$\Theta_q = \arccos\left(\frac{{P_{t,had}}^2 - {(E-P_z)_{had}}^2}{{P_{t,had}}^2 + {(E-P_z)_{had}}^2}\right), \tag{4.7}$$

Diese letztere Methode hat systematische Vorzüge, da die absolute Skala der hadronischen Energiemessung nicht eingeht und Fehlmessungen des gestreuten Elektrons keine Rolle spielen. Umgekehrt ist die erste Methode unempfindlicher gegen Verluste im hadronischen System, insbesondere Akzeptanzverluste in Vorwärtsrichtung, und daher besser zur Bestimmung sehr kleiner hadronischer Winkel geeignet. Beide Formeln haben bei sehr kleinem hadronischen Winkel die Tendenz, Θ_q zu überschätzen, wie sich mit simulierten Ereignissen zeigen läßt (vgl. Abbildung 5.4 weiter unten.)

Die kinematischen Größen der inelastischen Streuung können auf zwei verschiedene Weisen berechnet werden: Aus Energie und Winkel des gestreuten Elektrons via

$$y_{El} = 1 - \frac{E_{El}}{2E_{einl.El.}}(1 - \cos\Theta_{El}) \tag{4.8}$$

$$Q^2_{El} = 2E_{El}E_{einl.El.}(1 + \cos\Theta_{El}) \tag{4.9}$$

$$x_{El} = \frac{Q^2_{El}}{s \cdot y_{El}} \tag{4.10}$$

(s ist die quadrierte Schwerpunktenergie der ep-Kollision von 300 GeV^2) oder aus dem Transversalimpuls des hadronischen Systems und dem hadronischen $E - P_z$ mit:

$$y_{had} = \frac{(E-P_z)_{had}}{2E_{einl.El.}} \tag{4.11}$$

$$Q^2_{had} = \frac{{P_{t,had}}^2}{1 - y_{had}} \tag{4.12}$$

$$x_{had} = \frac{Q^2_{had}}{s \cdot y_{had}} \tag{4.13}$$

4.3 Ereignisse mit gestreutem Elektron

Zur Klassifikation der Ereignisse in solche mit und ohne gestreutem Elektron im LAr-Kalorimeter wird ein Programm zur Elektron-Identifikation benutzt. Es wird mit geringfügigen Modifikationen aus der Analyse von O. Kaufmann [26] übernommen und im Rahmen dieser Analyse nur auf seine Effizienz überprüft.

Die Identifikation beruht auf zwei Eigenschaften von gestreuten Elektronen im Kalorimeter: Isolation und Form des elektromagnetischen Schauers. Identifizierte Elektronen werden noch weiteren Schnitten unterzogen; vgl. hierzu Abschnitt 4.3.3.

4.3.1 Topologische Elektron-Identifikation

Das gestreute Elektron und das hadronische System sind in DIS-Ereignissen kinematisch voneinander isoliert. In der Regel liegen Elektron und hadronisches System sogar in gegenüberliegenden Hemisphären des Detektors. Zusätzlich besitzen elektromagnetische Schauer im Kalorimeter nur eine geringe transversale Ausdehnung. Diese topologischen Eigenschaften werden zur Identifikation des Elektrons benutzt. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode findet sich in [26], hier werden die grundlegenden Fakten dargestellt.

Die Suche nach dem isolierten Elektronkandidaten geschieht in einem Koordinatensystem, das von zwei Größen aufgespannt wird: der Pseudo-Rapidität η, definiert über den Polarwinkel durch $\eta \equiv -\ln\tan\frac{\theta}{2}$ und dem Azimutalwinkel ϕ. Kandidat ist zunächst jede zusammenhängende Energiedeposition („Cluster“), die mehr als 7 GeV Transversalimpuls aufweist und für die in einem Konus von $\sqrt{\eta^2+\phi^2} < 0.5$ um den Cluster keine weitere Energiedeposition im Detektor zu finden ist. Diese Entfernung bestimmt empfindlich die Effizienz und Selektionsreinheit der Methode, da bei einer zu groß gewählten Entfernung Teile des hadronischen Energieflusses in den Konus um das Elektron geraten, bei einer zu kleinen Entfernung aber die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation von elektromagnetischen Teilchen innerhalb von hadronischen Jets ansteigt. Der hier gewählte Wert wurde mit Hilfe von simulierten Ereignissen für die Bedürfnisse dieser Analyse optimiert.

Die Größe des Schauers wird dadurch begrenzt, daß sich nur 10% der Energie außerhalb eines Zylinders mit Radius 20 cm um die Achse des Schauers befinden dürfen. Zusätzlich darf der Anteil der Schauer-Energie, die im hadronischen Teil des Kalorimeters deponiert wird, 15% nicht überschreiten. Der letzte Schnitt begrenzt die Länge des Schauers, hat jedoch auch zur Folge, daß Elektronen, die einen Spalt zwischen Kalorimetermodulen treffen und daher erst spät aufschauern, nicht effizient nachgewiesen werden können.

4.3.2 Schauerformanalyse

Elektromagnetische Schauer haben eine charakteristische Form im Kalorimeter, die sich von Schauern hadronisch wechselwirkender Teilchen unterscheidet. Die Abmessungen werden durch

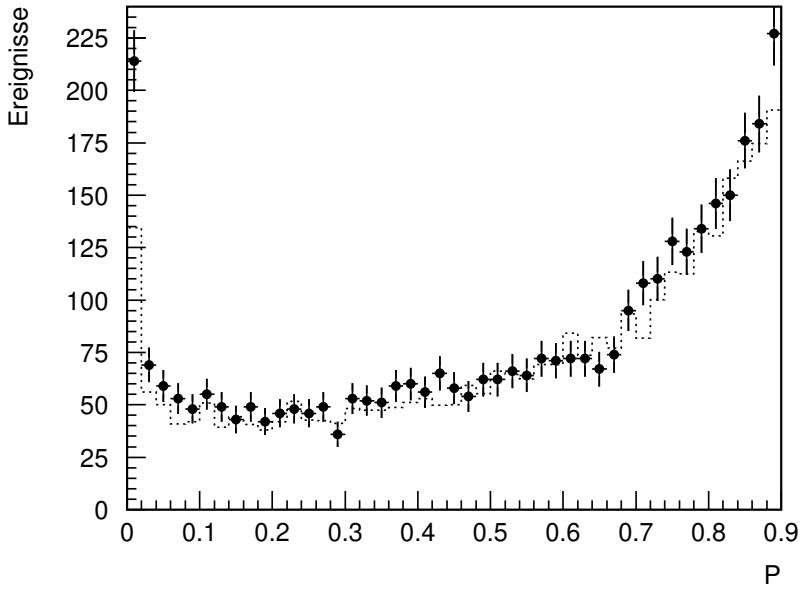

Abbildung 4.7: Verteilung der aus der Schauerform berechneten Wahrscheinlichkeitsgröße P der vorselektierten Elektronkandidaten. Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt, simulierte DIS-Ereignisse als gestricheltes Histogramm. Zur Untergrundreduzierung wird ein Schnitt auf $P > 0.02$ vorgenommen.

die transversale Breite und die longitudinale Ausdehnung in Abhängigkeit von der Energie des Schauers charakterisiert. Des weiteren werden spezielle Eigenschaften der Energieverteilung durch den Energieanteil in der ersten elektromagnetischen Lage des Kalorimeters an der Gesamtenergie, den Energieanteil der höchstenergetischen vier Zellen an der Gesamtenergie sowie den Energieanteil des elektromagnetischen Kalorimeters an der Gesamtenergie charakterisiert.

Für den Kandidaten der topologischen Elektron-Identifikation mit höchstem Transversalimpuls wird mit Hilfe eines χ^2-Tests eine Wahrscheinlichkeit P dafür berechnet, daß die oben genannten Parameter der Energieverteilung mit den erwarteten Parametern eines Elektronschauers übereinstimmen. Die Verteilung dieser Größe für topologisch vorselektierte Ereignisse ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Es zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen Daten und simulierten Ereignissen. Die registrierten Ereignisse im ersten Bin mit $P < 0.02$ sind durch „falsche“ Elektronkandidaten dominiert, die in registrierten Daten durch Untergrundkontamination weit häufiger als in simulierten DIS-Ereignissen sind (Auch in simulierten Ereignissen kommen Fehlidentifikationen vor). Daher wird durch folgenden Schnitt der Untergrund von fehlidentifizierten Elektronen in der Menge der Kandidaten weiter reduziert:

- Für den Elektronkandidaten soll die Schauerformanalyse $P(\chi^2) > 0.02$ ergeben.

4.3.3 Elektron-Selektionsschnitte

Abgesehen von den Kriterien der Elektron-Identifikation werden zur Selektion von Elektron-Ereignissen weitere kinematische Schnitte gemacht, die auf die in Kapitel 7 vorgestellte SUSY-Analyse abgestimmt sind:

- $E_{El} > 10$ GeV
- $P_{t,El} > 8$ GeV
- Der ELECTRON-Trigger des LAr-Kalorimeters muß das Ereignis akzeptiert haben.

Diese ersten beiden Schnitte sichern eine Triggereffizienz von 0.98, so daß die dritte Bedingung fast immer erfüllt ist.

- $Q^2 > 100$ GeV^2, wobei Q^2 aus Energie und Winkel des Elektrons bestimmt ist.
- $10^\circ < \Theta_{El} < 135^\circ$
- Im Rückwärtskalorimeter ist eine Energie von weniger als 5 GeV deponiert.

Diese Schnitte selektieren Ereignisse mit hohem Q^2 (mit Hilfe von Formel 4.9 berechnet), deren Elektron nicht in Bereiche des LAr-Kalorimeters fliegt, in denen die Energiemessung ungenau oder die Identifikation von Elektronen schwierig ist. Der Schnitt $\Theta_{El} < 135^\circ$ ist von der SUSY-Analyse motiviert und härter, als es für die globale Analyse von Elektron-Ereignissen notwendig wäre. Der Schnitt auf die Energie im Rückwärtskalorimeter verdient weitere Diskussion: Da im rückwärtigen Kalorimeter nicht nach Elektronen gesucht wird und dieses Kalorimeter auch in die Berechnung der kalorimetrischen Größen nicht mit einbezogen wird (aus Gründen, die in Abschnitt 4.2 erläutert werden), wird ein Veto gegen Ereignisse mit niedrigem Q^2 gebraucht, die ein gestreutes Elektron in diesem Kalorimeter aufweisen. Der Schnitt auf die Gesamtenergie unterdrückt solche Ereignisse vollständig, ist dabei aber unempfindlich gegen Details der Energiemessung in diesem Kalorimeter.

Letztlich wird noch verlangt:

- Das Elektron muß 2.5 cm von dem Spalt zwischen den Kalorimetermodulen CB2 und CB3 entfernt sein.

Die Schnitte stellen weitgehend sicher, daß das gefundene Elektron im zentralen Bereich des LAr-Kalorimeters gut gemessen wird. Es werden in den Daten mit diesen Schnitten 5216 Ereignisse selektiert. Die simulierten NC-Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von 18.25 pb^{-1}. Von ihnen werden 15032 Ereignisse selektiert, was nach Skalierung auf die integrierte Luminosität der Daten in sehr guter Übereinstimmung mit den Daten 5255 Ereignissen entspricht.

Die Effizienz der Selektion wird mit simulierten Ereignissen ermittelt; sie wird in Abbildung 4.8 in Abhängigkeit von Azimut- und Polarwinkel dargestellt. Abbildung 4.8 a) zeigt die Selektionseffizienz in simulierten NC-Ereignissen, deren generiertes gestreutes Elektron alle Schnitte erfüllt. Man erkennt deutlich die Einbrüche in der Effizienz in jeder der 8 Spalten zwischen den Kalorimetermodulen. Außerdem wird deutlich, daß im dritten Modul ein Defekt aufgetreten ist. Dieser Defekt ist bekannt; es handelt sich um den Ausfall einer sog. „Analogbox“, die für die Auslese einer Lage dieses Oktanten verantwortlich ist. Das Simulationsprogramm berücksichtigt diesen Ausfall. Abbildung b) zeigt die ϕ-Verteilung von allen in den Daten selektierten Elektronen. Der Einbruch im dritten Oktanten ist hier nicht mehr so auffällig wie in a), da der Defekt 1995 repariert war, die simulierten Daten aber nur den Stand von 1994 wiedergeben. Der hierdurch entstehende Fehler ist klein und wird im Folgenden vernachlässigt.

Die Abhängigkeit der Effizienz von Θ ist in Abbildung c) gezeigt. Hier ist deutlich der Einbruch bei ca. 80° zu erkennen, der durch den Spalt zwischen den Kalorimetermodulen CB2 und CB3

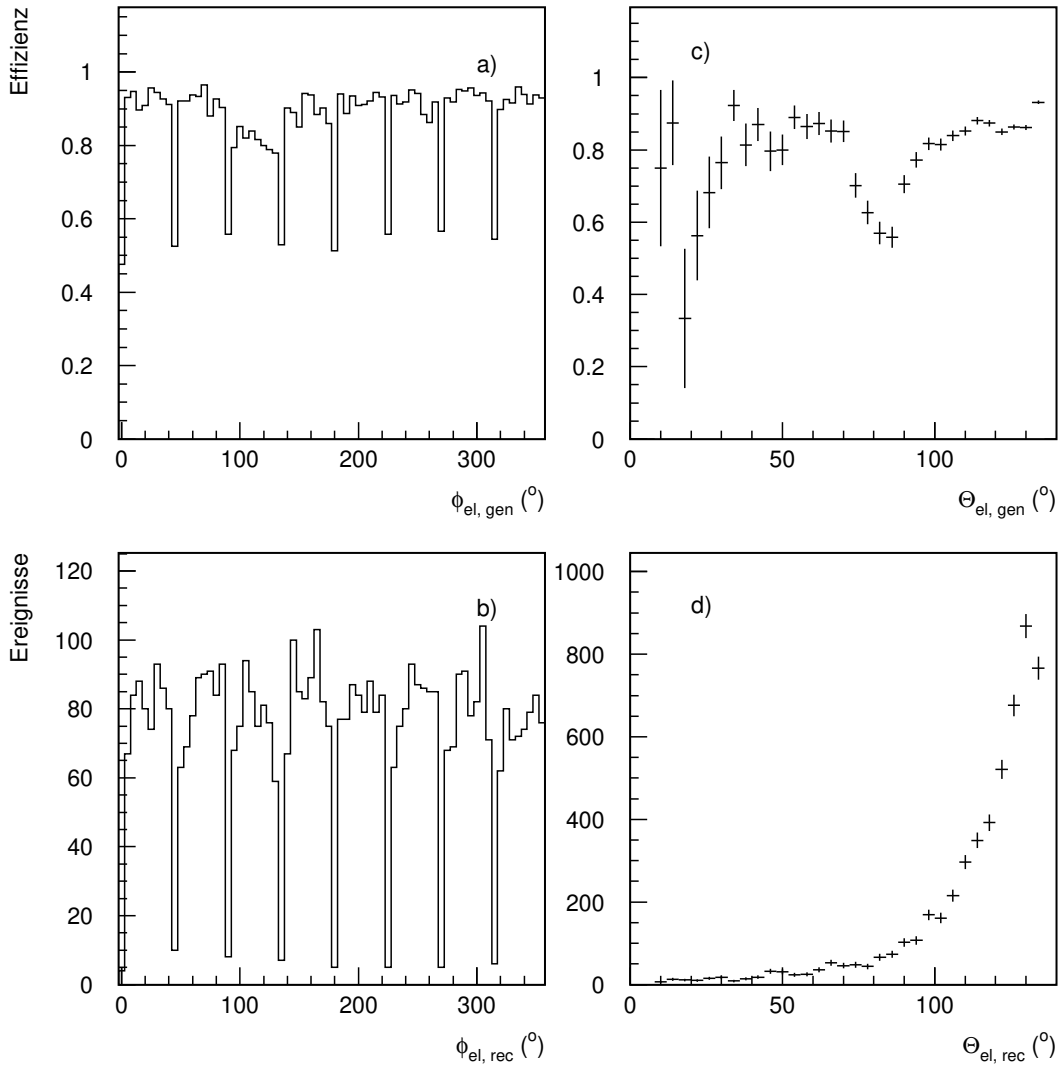

Abbildung 4.8: Abbildung a) zeigt die Effizienz für alle Elektron-Selektions-Schnitte in simulierten NC-Ereignissen, deren generiertes Elektron die kinematischen Bedingungen erfüllt, in Abhängigkeit vom Azimut-Winkel des generierten Elektrons. Abbildung b) zeigt die Azimut-Winkelverteilung aller selektierter Elektronen in den Daten. Abbildungen c) und d) zeigen die entsprechenden Verteilungen für den Polarwinkel.

verursacht wird. Dieser Spalt hat deshalb einen so großen Einfluß, weil das Elektron beinahe parallel eindringt und deshalb sehr viel totes Material durchquert. Die scheinbare Breite des Spalts in Θ wird durch die Vertexverschmierung hervorgerufen (aufgetragen ist Θ des generierten Elektrons). Die anderen Spalten sind dagegen kaum erkennbar. Die starken Fluktuationen bei kleinen Werten von Θ sind statistischer Natur. Abbildung d) zeigt das gemessene Θ von allen selektierten Elektronen in den Daten.

Insgesamt hat die Elektronselektion eine mit den simulierten Ereignissen bestimmte Effizienz von 0.87. Die Verluste sind vor allem durch die geometrischen Schnitte verursacht.

Zwei weitere Kontrollverteilungen zeigen in Abbildung 4.9 die Verteilungen der aus dem Elektron berechneten Größen P_t und Q^2, jeweils in den Daten und den simulierten Ereignissen. Aus

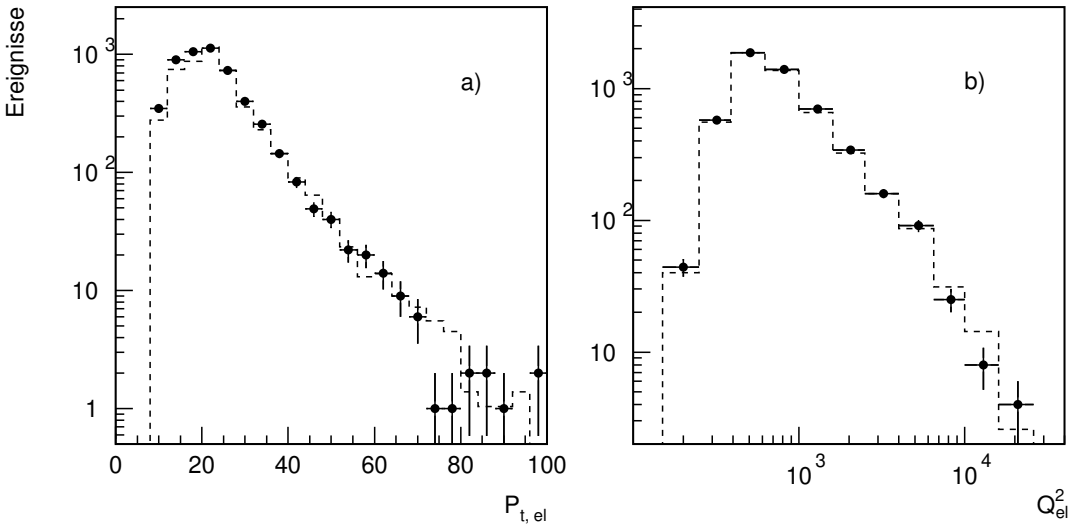

Abbildung 4.9: Die Größen P_t und Q^2 berechnet aus dem gestreuten Elektron, jeweils für registrierte (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte Ereignisse (gestricheltes Histogramm). Die simulierten Ereignisse sind so normiert, daß die simulierte Luminosität derjenigen der Daten entspricht.

der guten Übereinstimmung aller Verteilungen läßt sich schließen, daß sowohl die Simulation des physikalischen Prozesses als auch die der Detektorantwort auf das gestreute Elektron zufriedenstellend sind.

Neben der Selektionseffizienz ist die Reinheit der Ereignisse ein wichtiges Kriterium. Eine große Verunreinigung mit Ereignissen anderer Prozesse, in denen ein Photon oder π^0 im Endzustand als Elektron fehlidentifiziert wird, ist durch die gute Übereinstimmung der Zahl von selektierten Elektronen und der gezeigten Spektren mit den simulierten Ereignissen ausgeschlossen. Dennoch treten kleine Verunreinigung der Ereignismenge auf, die in Kapitel 5 näher diskutiert werden.

Da diese Analyse die Daten zweier Jahre, zwischen denen der Detektor einige Änderungen erfahren hat, völlig gleich behandelt, bleibt zu zeigen, daß sich in den relevanten Eigenschaften keine Änderungen ergeben haben. In Abbildung 4.10 ist die Anzahl der selektierten Elektronen gegen die integrierte Luminosität aufgetragen, die bis zu dem Auftreten des betreffenden Ereignisses angefallen ist. Es zeigt sich keine signifikante Abweichung von der erwarteten Geraden, inbesondere kein Knick bei 2700 nb^{-1}, dem Übergang zwischen Daten der Jahre 1994 und 1995. Neben den hier gezeigten wurden auch viele andere Größen auf diese Weise analysiert. In keinem Fall ergaben sich signifikante Unterschiede.

4.4 Ereignisse ohne gestreutes Elektron

Die Menge von Ereignissen ohne gestreutes Elektron ist nicht exakt das Komplement der selektierten Elektronereignisse, denn für diese wird über die Identifikation hinaus eine gute Qualität des gestreuten Elektrons und die Erfüllung bestimmter kinematischer Schnitte verlangt. Die für die Analyse genutzte Ereignismenge ohne Elektron wird mit folgenden Schnitten selektiert:

- Der gesamte Transversalimpuls des Ereignisses beträgt mindestens 15 GeV.

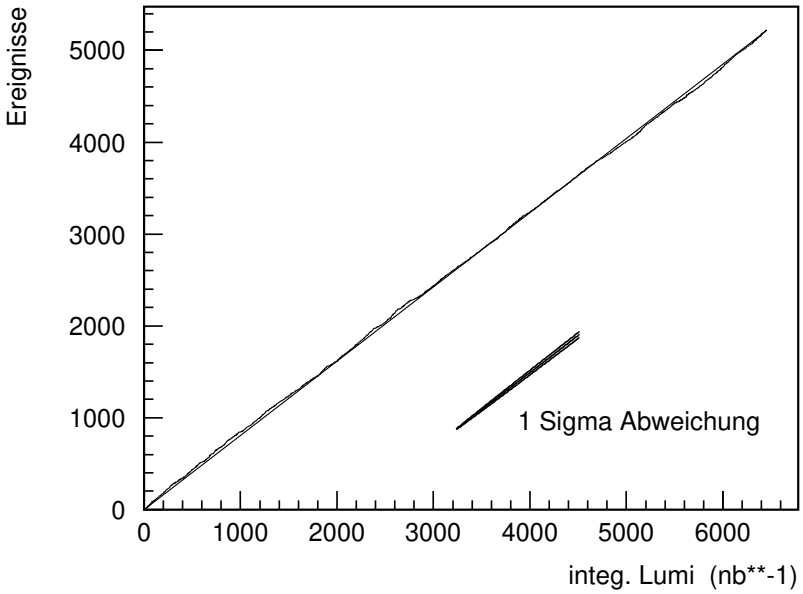

Abbildung 4.10: Anzahl der selektierten Elektronereignisse seit Anfang 1994 gegen die integrierte Luminosität aufgetragen.

- Kein Elektron mit $P > 0.02$ wird gefunden.
- Im Rückwärtskalorimeter ist eine Energie von weniger als 5 GeV deponiert.
- Der Transversalenergie-Trigger (ETRANS) oder der CC-Trigger (ETMISS) des LAr-Kalorimeters hat das Ereignis akzeptiert.
- Die Ereignisse passieren eine visuelle Kontrolle.

Die erste Bedingung ist notwendig, um die Untergrundmenge zu reduzieren. Besonders in den Daten des Jahres 1995 nehmen unterhalb dieser Schwelle Strahl-Strahlrohr-Ereignisse rapide zu (s. Abbildung 4.5). Die Limitierung der Energie im Rückwärtskalorimeter dient wieder der Eliminierung von Ereignissen mit einem Elektron, das unter niedrigem Winkel gestreut wird. Die Triggerbedingung ist nötig, um die Selektionseffizienz und damit die Normierung der Ereignisse zu kontrollieren. Die visuelle Kontrolle ist notwendig, um verbleibende Untergrundereignisse zu entfernen. Auch Elektronen, die in Spalten zwischen Kalorimetermodulen fliegen und daher nicht automatisch erkannt werden, müssen durch visuelle Inspektion der Ereignisse entfernt werden. Einzelne Selektionsschnitte werden in den folgenden Kapiteln noch näher diskutiert. Es werden mit diesen Kriterien 286 Ereignisse selektiert. Die Simulation aller beitragenden SM-Prozesse (mit verschiedenen integrierten Luminositäten simuliert, s. auch Kapitel 5) ergibt nach Skalierung auf die Luminosität der Daten in guter Übereinstimmung eine Zahl von 279 Ereignissen.

Kapitel 5

Transversalimpuls in *ep*-Ereignissen

Ziel dieser Analyse ist eine systematische Untersuchung von Ereignissen mit hohem Gesamt-Transversalimpuls (P_t). Da die interessanten Ereignisse mit dieser Signatur sehr selten sind, müssen die apparativen Einflüsse auf die Messung des Transversalimpulses und die Ausläufer von anderen, eigentlich balancierten Standardmodell-Prozessen in die zu untersuchende Signalregion quantitativ verstanden werden. Das ist Thema dieses Kapitels. Ein möglicherweise am Ende der Analyse auftretender Überschuß von Ereignissen mit hohem P_t könnte dann als Hinweis auf „neue“ Physik jenseits des Standardmodells gedeutet und weiter untersucht werden.

Impuls ist eine Erhaltungsgröße. Da der Anfangszustand der Ereignisse nur aus einem Elektron (hier ein e^+) und einem Proton besteht, die annähernd parallel zu der Detektorachse einlaufen, ist zu erwarten, daß der gesamte Endzustand auch keinen Impuls transversal zur Detektorachse besitzt, also P_t (definiert in Formel 4.1 als der Betrag der vektoriellen Summe der Transversalimpulsvektoren aller Teilchen) gleich Null ist.

Im allgemeinen ist der gemessene Transversalimpuls nicht gleich Null. Dies hat eine Vielzahl von physikalischen und meßtechnischen Gründen:

- Schwach wechselwirkende Teilchen, die nicht im Kalorimeter nachgewiesen werden können
- Myonen im Endzustand, die wenig Energie im Kalorimeter deponieren
- Akzeptanzverluste
- Fehler der Energiemessung im Kalorimeter
- zusätzliche Energiedepositionen durch überlagerte Ereignisse, einlaufende Myonen, Rauschen im Detektor etc.

Die prominenteste Ursache für gemessenen Transversalimpuls ist das vollständige Fehlen von Teilchen des Endzustandes, die sich ganz der Beobachtung entziehen, weil sie nur schwach wechselwirken. Dies sind in erster Linie die Neutrinos des Standardmodells, die durch Zerfall schwerer Quarks oder auch von Pionen oder durch den Austausch geladener Ströme entstehen. Im minimalen supersymmetrischen Modell tritt zusätzlich das leichteste supersymmetrische Teilchen χ_1^0 als stabiles schwach wechselwirkendes Teilchen auf.

Neben den Teilchen, die gar nicht kalorimetrisch nachgewiesen werden können, gibt es auch solche, deren Energie im H1-Kalorimeter prinzipbedingt nur sehr unvollständig gemessen wird,

nämlich Myonen. Diese verhalten sich bei den fraglichen Energien meist wie minimalionisierende Teilchen und deponieren dann im Kalorimeter im Mittel eine Energie von 2.5 GeV unabhängig von ihrer wahren Energie.

Wenn ein Teilchen des Endzustandes überhaupt nicht das Kalorimeter trifft, sondern im Bereich um das Strahlrohr vorne oder im Bereich der hinteren Strahlröhre entweicht, so fehlt sein Anteil in der Transversalimpulsbilanz. Dies tritt auch auf, wenn ein Teilchen das Rückwärtskalorimeter trifft, das in dieser Analyse nicht in die Transversalimpulssumme einbezogen wird; um diesen Einfluß zu unterdrücken, dient ein Schnitt auf die maximal zulässige Energie im Rückwärtskalorimeter schon in der Ereignisselektion (s. Abschnitt 4.4).

Auch Teilchen, die das Kalorimeter treffen, können zum gemessenen Transversalimpuls beitragen, wenn die Teilchenenergie ungenau gemessen wird. Vom Auflösungsvermögen des Kalorimeters hängt die Größe der Fehlmessung und damit der Beitrag zum Transversalimpuls ab. Ein genaues Verständnis der Auflösung ist sehr wichtig für das Vertrauen in die Ergebnisse der Untersuchung des Transversalimpulses; daher nimmt die Analyse der Detektorauflösung in dieser Arbeit einen breiten Raum ein.

Energiedepositionen, die nicht zu dem eigentlichen ep-Ereignis selbst gehören, sondern durch einlaufende Myonen oder Störungen der Datennahme entstehen, werden durch programmtechnische Mittel und visuelle Inspektion der Ereignisse weitestgehend unterdrückt (s. Abschnitt 4.1).

Im diesem Abschnitt wird zunächst eine Feineichung der gemessenen Kalorimeter-Energien vorgenommen, die auf die Belange dieser Analyse besonders abgestimmt ist. In den folgenden Abschnitten werden die Einflüsse von Energieauflösung, Akzeptanzverlusten und von nicht oder unzulänglich nachweisbaren Teilchen (Myonen und Neutrinos) auf die Transversalimpulsmessung diskutiert und simuliert. Am Ende des Kapitels wird durch einen Vergleich zwischen registrierten und simulierten Ereignissen geprüft, ob die genannten Effekte hinreichend den in den Daten beobachtbaren Transversalimpuls beschreiben.

5.1 Energieeichung des H1-Kalorimeters

Die Kalibration des LAr-Kalorimeters beruht auf Testmessungen, die mit einzelnen Kalorimetermodulen in Elektronen- und Pionstrahlen ([27] bzw. [28]) vorgenommen wurden. Diese Kalibration muß mit dem vollständigen H1-Detektor überprüft und etwaige Abweichungen korrigiert werden, da andere Verluste und Beeinträchtigungen der Messung auftreten können als bei den Testmessungen. Hier wird folgendermaßen vorgegangen: Durch die Überbestimmtheit der kinematischen Größen in der tiefinelastischen Streuung ist es möglich, ohne genaue Kenntnis der hadronischen Energieskala die Energie des Elektrons absolut zu eichen. Mit dieser Kenntnis der Elektronenergie wird dann für die hadronische Energiemessung eine Skala bestimmt, die für die Analyse angemessen ist. Zudem wird die Übereinstimmung zwischen Daten und simulierten Ereignissen überprüft.

5.1.1 Elektromagnetische Energieskala

Die Methode zur Eichung der Energie des gestreuten Elektrons beruht auf der Tatsache, daß die Kinematik eines tiefinelastischen Streuprozesses durch zwei kinematischen Größen charakterisiert wird, zu deren Bestimmung vier observable Größen in einem Ereignis zur Verfügung stehen. Dazu lassen sich z.B. Energie und Polarwinkel von gestreutem Elektron und Quark wählen. Es kann also

aus den Winkeln von Elektron (Θ_{El}) und hadronischem System (Θ_q) die Energie des Elektrons vorhergesagt werden; dieses Verfahren wird „Doppel-Winkel-Methode“ genannt. Es gilt

$$E_{el,Doppel-Winkel} = \frac{2E_{einl.El.}\sin\Theta_q}{\sin\Theta_q(1-\cos\Theta_{El})+\sin\Theta_{El}(1-\cos\Theta_q)} \tag{5.1}$$

Die Rekonstruktion des Elektronwinkels ist wegen der feinen Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters sehr genau. Der hadronische Winkel kann nach Formel 4.7 berechnet werden. Hierbei ist es wesentlich, daß in dieser Winkelbestimmung nur die Verhältnisse der hadronischen Energiedepositionen, nicht aber ihre absolute Normierung, eingehen. Abweichungen von der Homogenität der Energiemessung innerhalb des Detektors sind gering, und der hierdurch bedingte Fehler der Winkelmessung kann vernachlässigt werden.

Zur Kalibration werden NC-Ereignisse der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Selektion verwendet. Die Energie des gestreuten Elektrons liegt im Mittel bei 25 GeV, der Winkel der Elektronen meist nahe bei der zugelassenen Obergrenze von 135°. Abbildung 5.1 zeigt das Verhältnis der mittels Doppel-Winkel-Methode vorhergesagten und der rekonstruierten Elektronenergie. Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken, simulierte Ereignisse als durchgezogenes Histogramm dargestellt. Die Position des Maximums wird durch Anpassung einer Parabel oder einer Gaußkurve an die Spitze der Verteilung ermittelt. Das Maximum liegt sowohl in registrierten wie in simulierten Daten bei 1.02 mit einer Unsicherheit von 0.015, die überwiegend statistisch ist, aber auch von der Methode der Bestimmung des Maximums abhängt. Dieser Faktor wird für die weitere Analyse zur Feineichung der Elektronenergie benutzt. Eine sehr viel detailliertere Analyse der elektromagnetischen Energieskala, die u.a. die Homogenität des Kalorimeters untersucht, ist in [29] beschrieben. Für den hier untersuchten Winkelbereich stimmen die Ergebnisse im Rahmen der Meßunsicherheit überein.

Die Ausläufer der Verteilung zu großen Werten hin werden von Ereignissen mit Photonabstrahlung im Anfangszustand des Elektrons hervorgerufen. In solchen Ereignissen ist effektiv die Energie des einlaufenden Elektrons vermindert, so daß die mit Formel 5.1 bestimmte Energie zu hoch liegt. Durch einen Schnitt auf das gesamte $E - P_z$ im Ereignis ließen sich diese Ausläufer reduzieren, die Lage des Maximums verändert sich dadurch nur unwesentlich. Dieser Effekt wird von den simulierten Ereignissen, die solche Abstrahlungsprozesse berücksichtigen, offenbar gut beschrieben. Weniger gut wird die Auflösung im Maximum wiedergegeben. Ein Grund hierfür ist eine nicht ausreichend genaue Beschreibung des toten Materials in Spalten zwischen einzelnen Kalorimeter-Modulen und von Schnitten zur Rauschunterdrückung in der Kalorimeterauslese durch das Simulationsprogramm. Da die Simulation Ereignisse mit mehreren Jets, bei denen Formel 5.1 nicht mehr streng gilt, nicht vollständig beinhaltet, werden auch die Ausläufer zu niedrigen Werten des Verhältnisses nicht optimal beschrieben (s. Kapitel2.5).

5.1.2 Hadronische Energieskala

Die im letzten Abschnitt gewonnene genaue Kenntnis der Elektronenergie wird nun genutzt, um eine Feineichung für hadronische Energiedepositionen zu ermitteln. Diese Eichung besteht darin, in tiefinelastischen Ereignissen einen Skalierungsfaktor κ für die hadronischen Energien so zu bestimmen, daß der gesamte hadronische Transversalimpuls gerade den Transversalimpuls des Elektrons balanciert.

Die Feineichung kompensiert zwei Effekte: Einerseits können die rekonstruierten Energien von den wahren Energien der einfallenden Teilchen abweichen. Andererseits treten Energieverluste

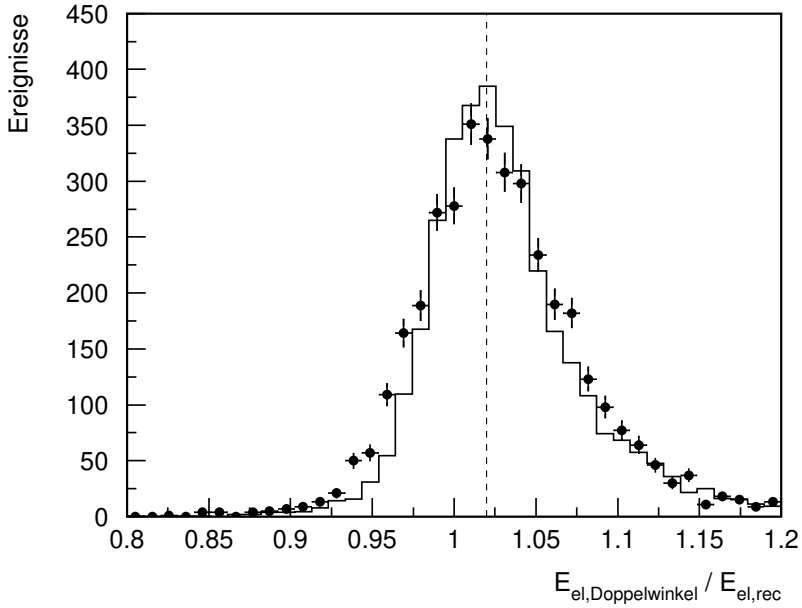

Abbildung 5.1: Verhältnis der mittels der Doppel-Winkel-Methode vorhergesagten zur rekonstruierten Elektronenergie in tiefinelastischen NC-Ereignissen. Registrierte Ereignisse sind als Punkte mit Fehlerbalken, simulierte Ereignisse (auf die integrierte Luminosität der Daten normiert) als durchgezogenes Histogramm dargestellt. Details des Simulationsprogramms sind in Kapitel 2.5 ausgeführt. Die gestrichelte Linie markiert das Maximum der Verteilungen bei 1.02.

durch die unvollständige Akzeptanz des Detektors, totes Material zwischen Kalorimetermodulen, Rauschunterdrückung in Kalorimeterzellen etc. auf.

Die Festlegung der hadronischen Energieskala ist wichtig, da in Kapitel 6 durch eine Messung des hadronischen Systems der Transversalimpuls des gestreuten Leptons (Elektron oder, in CC-Ereignissen, Neutrino) genau bestimmt werden soll. Hierfür ist vor allem die exakte Übereinstimmung der Eichung in registrierten und simulierten Ereignissen wichtig, da der Transversalimpuls eines gestreuten Neutrinos nur durch Vergleich mit letzteren gemessen werden kann.

Nicht wesentlich, aber praktisch, ist die hier gewählte hadronische Energieskala auch, damit Energieverluste in der Hemisphäre des Elektrons und in der des hadronischen Systems mit gleichem Betrag in die Transversalimpulssumme P_t eingehen. Dieses Verhalten wird besonders in Kapitel 7 benötigt.

Es stellt sich durch Untersuchung des Verhältnisses $P_{t,had}/P_{t,El}$ heraus, daß eine Skalierung der hadronischen Energien mit einem Faktor $\kappa_{dat} = 1.08$ in den Daten und mit $\kappa_{sim} = 1.10$ in simulierten Ereignissen die gewünschte Übereinstimmung zwischen $P_{t,El}$ und $P_{t,had}$ erbringt. Zur besseren Darstellbarkeit ist hier das Verhältnis $P_{t,had}/P_{t,El}$ *nach* dieser Skalierung in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Maxima beider Verteilungen liegen recht genau bei eins. Allerdings ist die Breite der Verteilung für simulierte Ereignisse geringer als für Daten, was darauf schließen läßt, daß die gesamte Energieauflösung von der Simulation etwas unterschätzt wird. Auf die Auflösung des Kalorimeters wird im nächsten Kapitel noch näher eingegangen.

Das Verhältnis $\kappa_{sim}/\kappa_{dat}$ sollte eins sein, wenn die Beschreibung des Kalorimeters durch die Simulation perfekt wäre. Hier wird dieses Verhältnis zu 1.02 bestimmt. Der Grund für die Abweichung

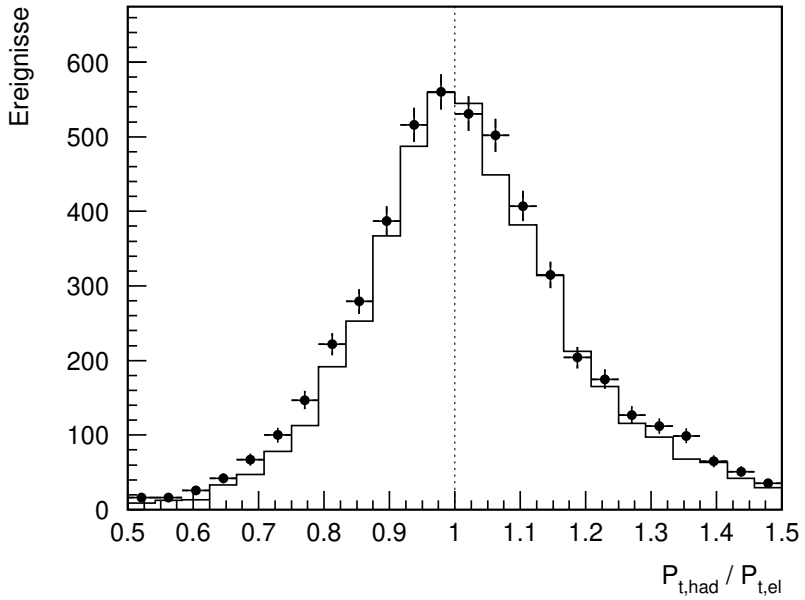

Abbildung 5.2: Verhältnis des Transversalimpulses des hadronischen Systems $P_{t,had}$ zu dem des Elektrons $P_{t,El}$ in tiefinelastischen NC-Ereignissen nach Skalierung aller hadronischer Energien mit einem Faktor 1.08 (bzw. 1.10 in simulierten Ereignissen). Daten sind als Punkte, simulierte Ereignisse (auf die integrierte Luminosität der Daten normiert) als durchgezogenes Histogramm dargestellt. Die Lage des Maximums bei 1.0 ist durch eine gestrichelte Linie markiert.

besteht vor allem in einer ungenügenden Beschreibung des toten Materials, das sich vor dem Kalorimeter befindet, und der Schnitte, die zur Rauschunterdrückung auf die Zellenergien angewendet werden. Die Genauigkeit dieses Faktors bestimmt alle absoluten Transversalimpulsmessungen, da immer mit generierten („wahren“) Transversalimpulsen simulierter Ereignisse verglichen werden muß.

Die H1-Kollaboration hat den systematischen Fehler der hadronischen Energieskala, also $\Delta(\kappa_{sim}/\kappa_{dat})$, auf 0.05 festgelegt. Dies ergibt sich aus der Unsicherheit der Messung selbst – in der hier gezeigten Analyse besteht alleine eine statistische Unsicherheit von 0.02 – sowie der Variation von $\kappa_{sim}/\kappa_{dat}$ für verschiedene Ereignisklassen und Methoden der Bestimmung.

Zu beachten ist, daß die hier vorgenommene Eichung eine Energieskala festlegt, die nur für die Messung des *gesamten* hadronischen Transversalimpulses in tiefinelastischen Ereignissen mit hoher Transversalenergie Gültigkeit hat. Sie beinhaltet eine Kompensation von Akzeptanzverlusten und ähnlichen Effekten in der ausgewählten Ereignismenge und ist nicht ohne weiteres auf die Messung von Jet-Transversalimpulsen oder ähnliches zu übertragen.

5.2 Energieauflösung des H1-Kalorimeters

Die Energiemessung in einem Sampling-Kalorimeter hat eine prinzipielle Unschärfe, da die Entwicklung des Schauers und die Ionisation des aktiven Kalorimetermaterials stochastische Prozesse sind. Die Auflösung gehorcht im Prinzip einer einfachen Zählstatistik – der Fehler für die Anzahl

der gemessenen Primärladungen ist proportional zur Wurzel der erwarteten Ladungen: $\Delta N = \sqrt{N}$. Entsprechend beträgt die Energieauflösung

$$\Delta E = R\sqrt{E} \text{ und die relative Auflösung } \frac{\Delta E}{E} = \frac{R}{\sqrt{E}} \tag{5.2}$$

mit einem bauartbedingten Proportionalitätsfaktor R. Die Energie wird hier und in den folgenden Abschnitten stets in der Einheit GeV angegeben, um die Formeln übersichtlicher zu gestalten. Energie (E), und damit auch Transversalimpuls (P_t) und ähnliche Größen, sind also einheitenlos.

Zu dem statistischen Term kommt noch ein konstanter Auflösungsterm hinzu, der hauptsächlich von der Inhomogenität des Detektors bestimmt wird. Der konstante Anteil ist meist klein und wird quadratisch zu dem statistischen Term addiert.

Bei elektromagnetischen Schauern wird in der Regel die gesamte Energie in die Produktion von elektromagnetisch wechselwirkenden Schauerteilchen umgesetzt, die in den aktiven Detektorteilen nachgewiesen werden können. Daher ist die elektromagnetische Auflösung des Kalorimeters gut – sie beträgt im Fall des LAr-Kalorimeters $\Delta E/E \approx 0.11/\sqrt{E} \oplus 0.01$ (s. Kapitel 3.2). Die Auflösung der Elektronenergiemessung ist vernachlässigbar gering gegenüber der hadronischen Messung und wird nicht weiter behandelt.

In hadronischen Schauern wird ein großer Anteil von sog. „unsichtbarer Energie“ erzeugt, die im aktiven Material nicht nachgewiesen werden kann. Hierzu gehören z.B. Neutrinos und Neutronen aus Kernspaltungsprozessen und Pionzerfällen. Sie führt zu wesentlich größeren Fluktuationen in der Messung der Schauerteilchen. Die Auflösung der LAr-Kalorimetermodule wurde bei Testmessungen mit geladenen Pionen zu $\Delta E/E \approx 0.5/\sqrt{E} \oplus 0.02$ bestimmt [22].

Zusätzliche Energieverluste entstehen durch totes Material vor dem und im Kalorimeter. Von Bedeutung sind hier vor allem die Spalten zwischen verschiedenen Kalorimetermodulen (sog. „Cracks“) oder Kalorimeterzellen, die wegen Defekten abgeschaltet sind. Weitere Verluste treten auf im Material, das von den Teilchen vor Erreichen des Kalorimeters durchquert wird. Manche Teilchen entkommen wegen der endlichen Dicke des Detektors ganz der Energiemessung („Leckverluste“). Durch diese Effekte wird der Anteil der unsichtbaren Energie eines hadronischen Schauers noch vergrößert, was die Auflösung für hadronische Jets wesentlich schlechter macht als für einzelne Pionen.

Die auflösungsbedingte Ungenauigkeit der Transversalimpulsmessung mit dem H1-Kalorimeter wird bei weitem durch die Messung des hadronischen Endzustandes dominiert; sie wird im folgenden für hochenergetische Jets in simulierten und auch in registrierten Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bestimmt; zudem wird der aus dieser Meßunsicherheit resultierende Transversalimpuls dargestellt.

5.2.1 Energieauflösung in der Simulation

Aus Abbildung 5.2 geht hervor, daß die simulierte hadronische Energieauflösung auf ca. 10% mit der gemessenen Auflösung übereinstimmt. In simulierten Ereignissen kann sehr leicht durch Vergleich der generierten „echten“ Energie mit der rekonstruierten Energie die simulierte Detektorauflösung bestimmt werden. Die sich anbietende Annahme, daß diese simulierte Auflösung direkt aus den Parametern und dem Programmcode des Simulationsprogramms hervorgeht, trifft nicht zu, da das Simulationsprogramm auf sehr komplizierte Weise verschiedene Detektoreffekte modelliert.

Bei der Summation der Energien ist darauf zu achten, daß die Kanten des akzeptierten Bereiches möglichst frei von Energiedepositionen sind, da sonst kleine Ortsunterschiede zwischen generierten und rekonstruierten Depositionen zu großen Energiefluktuationen führen können. Die Vorderkante des Kalorimeters und der Bereich kleiner Polarwinkel ist somit ungeeignet für den Winkelschnitt, da dort in fast allen Ereignissen viel Energie vom Protonrest deponiert wird. Daher beginnt die Energiesumme erst ab einem Bereich von $\theta > 15^\circ$. Zusätzlich wird verlangt, daß der generierte Winkel des gestreuten Quarks zwischen 35° und 120° liegt. Diese Bedingung stellt sicher, daß Energiedepositionen im Bereich um die Schnittkante von 15° und die hintere Kante des Kalorimeters bei $\Theta = 153^\circ$ deutlich reduziert sind.

Für diese Untersuchung werden simulierte NC-Ereignisse benutzt. Es werden Ereignisse selektiert, die der Elektrondefinition aus Abschnitt 4.3 entsprechen, außerdem wird verlangt, daß auch tatsächlich das gestreute Elektron gefunden wurde. Der hadronische Endzustand dieser Ereignisse hat im Mittel eine Energie von 40 GeV und einen Transversalimpuls von 25 GeV. Eine Ausführung der Analyse mit simulierten CC-Ereignissen ergibt keine signifikante Veränderung.

Es wird für $\theta > 15^\circ$ die Summe der Energien aller generierten Teilchen des hadronischen Systems (E_{gen}) und die Summe der rekonstruierten Energien – außer denen des Elektrons – (E_{rec}) gebildet. Aus Gleichung 5.2 folgt

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{R}{\sqrt{E}} \;\Rightarrow\; R = \frac{\Delta E}{\sqrt{E}} = \frac{E_{rec} - E_{gen}}{\sqrt{E_{gen}}}. \tag{5.3}$$

Die Größe R wird im folgenden auch „Auflösungsgröße“ genannt; sie ist eine dimensionslose Größe, deren Verteilung wegen der statistischen Natur der Energiemessung einer Gaußverteilung entsprechen sollte, deren Breite gerade die Kalorimeterauflösung ist.

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der Auflösungsgröße R in der Simulation. Wie erwartet ist sie in guter Näherung gaußförmig. Positive Ausläufer sind verstärkt vorhanden; sie werden zum Teil von Photonen verursacht, die im Endzustand vom Elektron abgestrahlt, aber fälschlicherweise zum hadronischen Endzustand gezählt werden. Zusätzlich finden sich hier Ereignisse mit Kalorimeterschauern, in denen elektromagnetische Anteile eines hadronischen Schauers vom Gewichtungsalgorithmus nicht erkannt wurden. Dieser Bereich wird von der Parameteranpassung ausgeschlossen. Die Breite der angepaßten Gaußkurve und damit die simulierte Auflösung beträgt 0.82 mit einer statistischen Unsicherheit von ca. 0.02.

Der Vorteil dieser Methode ist ihre große Einfachheit, nachteilig ist die vollständige Abhängigkeit von der Simulation der Energiemessung. Da aber die Auflösung in der Simulation eher unter- als überschätzt wird (vgl. Abbildung 5.2) kann der hier bestimmte Wert sicher als gute Abschätzung der Kalorimeterauflösung für hadronische Endzustände mit hohen Transversalimpulsen von ca. 30 GeV gelten. Im nächsten Abschnitt wird die Energieauflösung in den Daten mit Hilfe von tiefinelastischen Ereignissen bestimmt.

5.2.2 Energieauflösung mittels Transversalimpulsbalance

In den Daten sind keine „wahren“ Energien bekannt, es kann aber der Transversalimpuls des Elektrons als Vergleichsgröße benutzt und mit dem des hadronischen Systems verglichen werden. Die Auflösung des Transversalimpulses ist allerdings abhängig vom Winkel der Energiedeposition. Nimmt man in erster Näherung die Raumwinkelausdehnung des hadronischen Systems als klein an („ein schmaler Jet“), so gilt

$$E_{had} = \frac{P_{t,had}}{\sin\Theta_q} \tag{5.4}$$

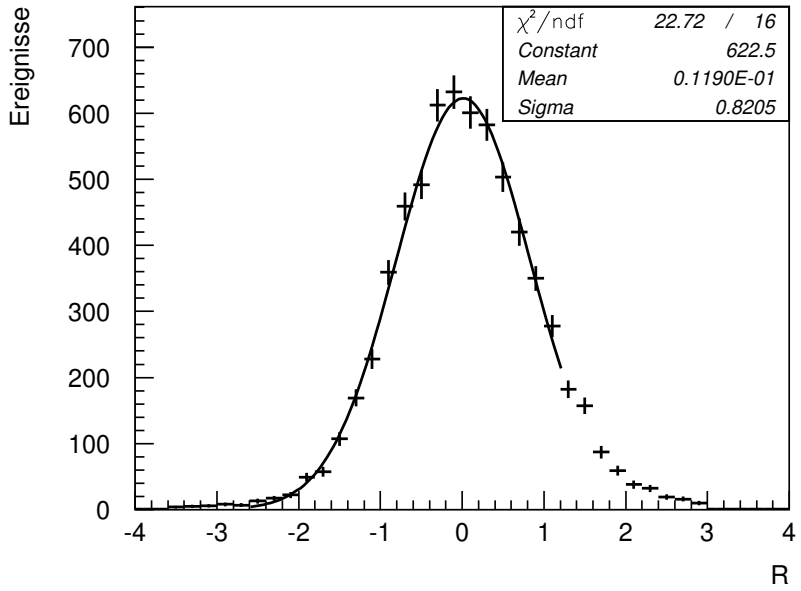

Abbildung 5.3: Verteilung der Energieauflösungsgröße $R = (E_{rec} - E_{gen}) / \sqrt{E_{gen}}$ in simulierten NC-Ereignissen.

und damit ist die Energieauflösung (das Subskript *had* wird weggelassen, um die Übersichtlichkeit zu erhalten)

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_t}{P_t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta_q}{\tan \Theta_q}\right)^2}, \tag{5.5}$$

also folgt für die Auflösungsgröße der Energiemessung

$$\begin{aligned} R = \frac{\Delta E}{\sqrt{E}} &= \sqrt{E} \times \sqrt{\left(\frac{\Delta P_t}{P_t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta_q}{\tan \Theta_q}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\sqrt{\frac{P_t}{\sin \Theta_q}} \times \frac{\Delta P_t}{P_t}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{P_t}{\sin \Theta_q}} \times \frac{\Delta \Theta_q}{\tan \Theta_q}\right)^2}. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Zur Bestimmung der Energieauflösung können also die Beiträge der Winkel- und der Transversalimpulsmessung getrennt bestimmt werden.

Beitrag der Winkelmessung

Für die Bestimmung des Beitrages der Winkelmessung muß mangels einer genauen Vergleichsgröße die Simulation tiefinelastischer Ereignisse verwendet werden. Die Messung des hadronischen Winkels $\Theta_{q,rec}$ erfolgt mit der Jaquet-Blondel-Methode laut Gleichung 4.7 aus dem hadronischen System alleine. In der Simulation von DIS-Ereignissen ergibt sich der „wahre“ Winkel $\Theta_{q,gen}$ unter Annahme des Quark-Parton-Modells aus der Kinematik des Streuprozesses. Hierbei

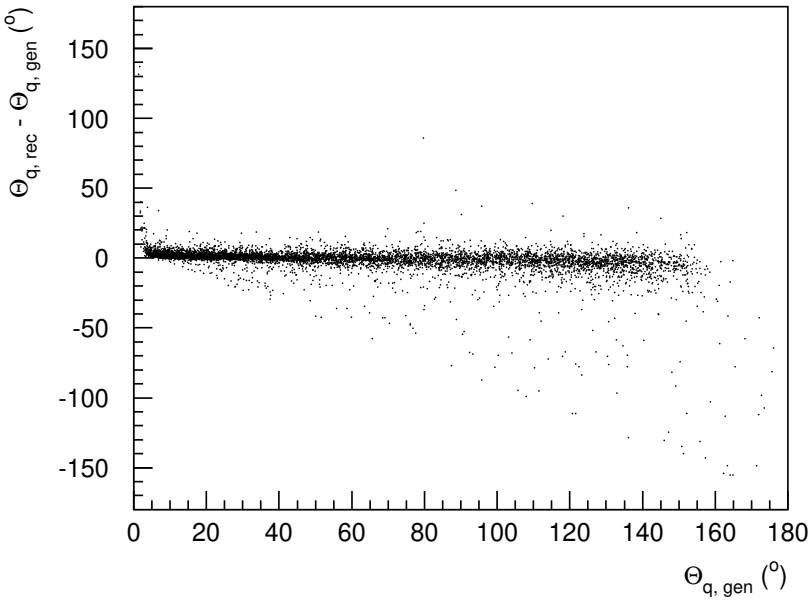

Abbildung 5.4: Winkelauflösung $\Theta_{q,rec} - \Theta_{q,gen}$ aufgetragen gegen $\Theta_{q,gen}$. $\Theta_{q,rec}$ wird nach der Jaquet-Blondel-Methode in Formel 4.7 bestimmt.

werden Abstrahlungsverluste des Elektrons im Anfangs- und Endzustand berücksichtigt. In Gleichung 5.6 ist nun $\Delta\Theta_q = \Theta_{q,rec} - \Theta_{q,gen}$. Es werden simulierte NC-Ereignisse verwendet, die der Elektronselektion laut Abschnitt 4.3 genügen und deren Elektron korrekt identifiziert wurde.

Die Auflösung der Winkelmessung ist leicht abhängig vom generierten Winkel, wie Abbildung 5.4 zeigt. Hier ist die Differenz zwischen rekonstruiertem ($\Theta_{q,rec}$) und generiertem Winkel ($\Theta_{q,gen}$) aufgetragen gegen den generierten Winkel. Es ist zu sehen, daß die Auflösung sich nach vorne, d.h. zu kleinen Winkeln hin, verbessert. Dies läßt sich durch einfache Fehlerrechnung in der Formel für Θ_q verstehen. Bei ganz kleinen Winkeln unterhalb von 4°, bei denen ein großer Teil des hadronischen Systems schon unterhalb der Kante des Kalorimeters liegt, versagt die Methode – hier wäre die Rekonstruktion des Winkels aus der Kinematik des gestreuten Elektrons vorteilhafter. Im Bereich großer Winkel wird deutlich, daß das LAr-Kalorimeter bei 153° endet. Der Kalorimeterbereich ab ca. 140° ist sehr dünn und besitzt daher eine schlechte Auflösung für hadronische Energien.

Da die absolute Auflösung des Winkels im zentralen Winkelbereich relativ wenig variiert, ist zu erwarten, daß der Beitrag der relativen Winkelauflösung

$$R_W \equiv \sqrt{\frac{P_t}{\sin\Theta_{q,gen}}} \times \frac{(\Theta_{q,rec} - \Theta_{q,gen})}{\tan\Theta_{q,gen}}, \tag{5.7}$$

der in Gleichung 5.6 eingeht, bei kleinen und großen Winkeln wegen des Faktors $1/\tan\Theta_q$ divergiert. Daher wird für die Bestimmung der Auflösung der Winkelbereich eingeschränkt auf den Bereich $35° < \Theta_{q,gen} < 120°$. Die Verteilung der Größe R_W in diesem Bereich ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es zeigt sich wie erwartet kein gaußisches Verhalten. Allerdings läßt sich ein klares Maximum der Verteilung ausmachen, das eine Kernauflösung von ca. 0.1 – 0.2 besitzt, was durch die angepaßte Gaußkurve mit einer Breite von 0.14 verdeutlicht werden soll. Die Auflösung ist jedenfalls sehr klein im Vergleich zu der gesamten Energieauflösung von ca. 0.8, zu der sie wegen

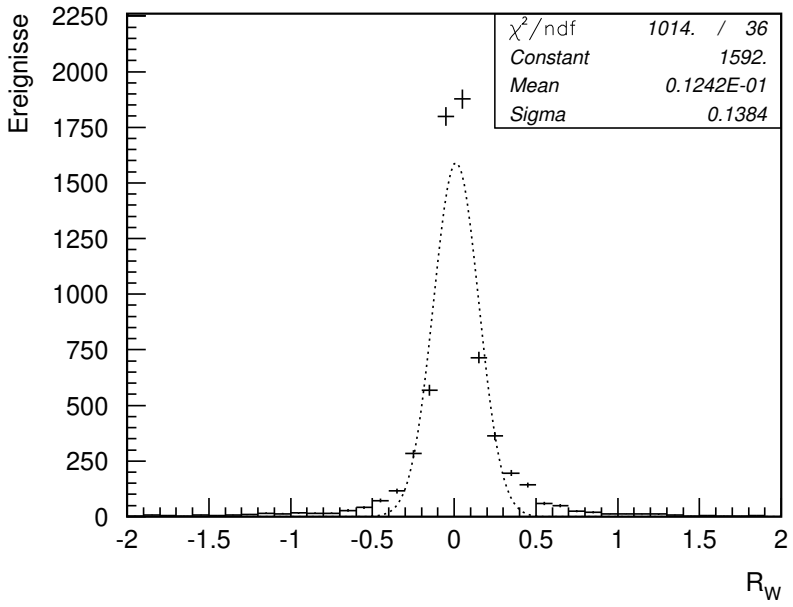

Abbildung 5.5: Winkelauflösungsbeitrag R_W zur Energieauflösung für $35^\circ < \Theta_{q,gen} < 120^\circ$ in simulierten NC-Ereignissen. Die angepaßte Gaußkurve zeigt eine Auflösung von 0.14.

der quadratischen Summation (vgl. Gleichung 5.6) nur unwesentlich beitragen kann. Die Energieauflösung in diesem Winkelbereich wird also hauptsächlich von der Transversalimpulsauflösung bestimmt.

Beitrag der P_t-Messung

Die Transversalimpulsauflösung des hadronischen Systems kann in den Daten bestimmt werden. Dazu wird das gemessene $P_{t,had}$ mit dem Transversalimpuls des Elektrons $P_{t,El}$, dessen Energieauflösung in erster Näherung vernachlässigbar ist, verglichen: $\Delta P_t = P_{t,had} - P_{t,El}$. Der Transversalimpulsbeitrag zur Energieauflösung

$$R_P \equiv \sqrt{\frac{P_t}{\sin\Theta_q}} \times \Delta P_t / P_t \tag{5.8}$$

ist in Abbildung 5.6 in Abhängigkeit vom rekonstruierten Quarkwinkel (Jaquet-Blondel-Methode, Gleichung 4.7) dargestellt. Besonders auffällig ist der starke Verlust an Transversalimpuls bei kleinem Winkel des gestreuten Quarks, der aus Akzeptanzverlusten im Vorwärtsbereich resultiert (s. Abschnitt 5.3). Der leichte Anstieg hin zu großen Winkeln ergibt sich aus dem Skalierungsfaktor 1.08 für hadronische Energie, der die Akzeptanzverluste kompensiert.

Abbildung 5.7 zeigt den Transversalimpulsbeitrag für $\Theta_{q,rec}$ zwischen 35° und 120°. Die Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung ergibt eine Breite von 0.82 mit einer statistischen Unsicherheit von 0.03. Nichtgaußische Ausläufer werden nicht in die Anpassung einbezogen.

Die Winkelauflösung verhält sich zwar nicht gaußisch, ist jedoch so klein gegenüber der Transversalimpulsauflösung, daß es gerechtfertigt ist, beide Größen quadratisch nach Gleichung 5.6

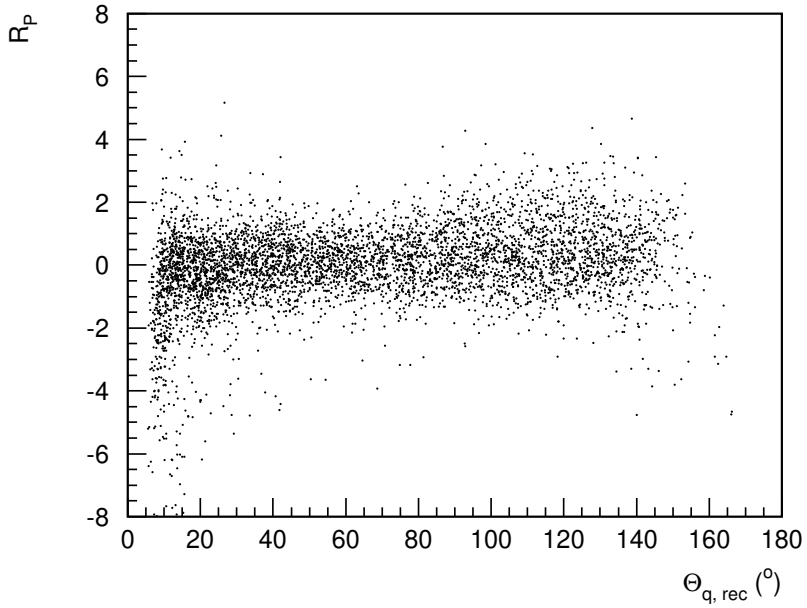

Abbildung 5.6: Für registrierte Ereignisse mit identifiziertem Elektron ist die Abhängigkeit des Transversalimpulsauflösungbeitrags R_P vom Winkel des hadronischen Systems Θ_q aufgetragen. Der Winkel Θ_q wird nach der Jaquet-Blondel-Methode bestimmt.

zusammenzufassen. Es ergibt sich eine Energieauflösung von $R = 0.83$ mit einem statistischen Fehler von ca. 0.04.

Zur Kontrolle wird dasselbe Verfahren auch für die simulierten NC-Ereignisse mit der oben beschriebenen Selektion angewendet. Es ergibt sich eine Energieauflösung von 0.79 mit einer statistischen Unsicherheit von 0.03. Dieses Ergebnis ist vereinbar mit der in Abschnitt 5.2.1 bestimmten tatsächlich simulierten Auflösung von 0.82 und zeigt damit die Gültigkeit der Methode. Es bestätigt auch den Eindruck, daß die Breite der Auflösung in simulierten Ereignissen etwas geringer ist als in den Daten. Allerdings sind die Ergebnisse noch kompatibel zueinander, so daß hier kein eindeutiger Schluß gezogen werden kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Auflösung des H1-Kalorimeters für den hadronischen Endzustand von ep-Ereignissen deutlich höher ist als für einzeln im Teststrahl gemessene geladene Pionen. Für die hier untersuchten NC-Ereignisse, deren hadronisches System einen durchschnittlichen Transversalimpuls von 25 GeV und einen Winkel zwischen 35° und 120° besitzt, ergibt sich eine Energieauflösung von $\Delta E/E \approx 0.8/\sqrt{E}$. Diese Messung berücksichtigt sämtliche Einflüsse auf die Auflösung, wie totes Material vor und in dem Kalorimeter (z.B. Spalte zwischen Kalorimetermodulen), nicht nachweisbare Energieanteile des Endzustandes und Leckverluste. Die Bedeutung dieser Energieauflösung für die Messung des Transversalimpulses wird im folgenden Abschnitt behandelt.

5.2.3 Auflösungsbedingter Transversalimpuls

Durch die Unschärfe der Energiemessung einzelner Teilchen erhält selbst in vollständig balancierten Ereignissen der Endzustand einen Transversalimpuls P_t, wenn sich nicht zufällig alle Abweichungen gerade ausgleichen. Dessen Größe ist abhängig vom Transversalimpuls, der im hadronischen System zur Verfügung steht und von topologischen Eigenschaften des hadronischen

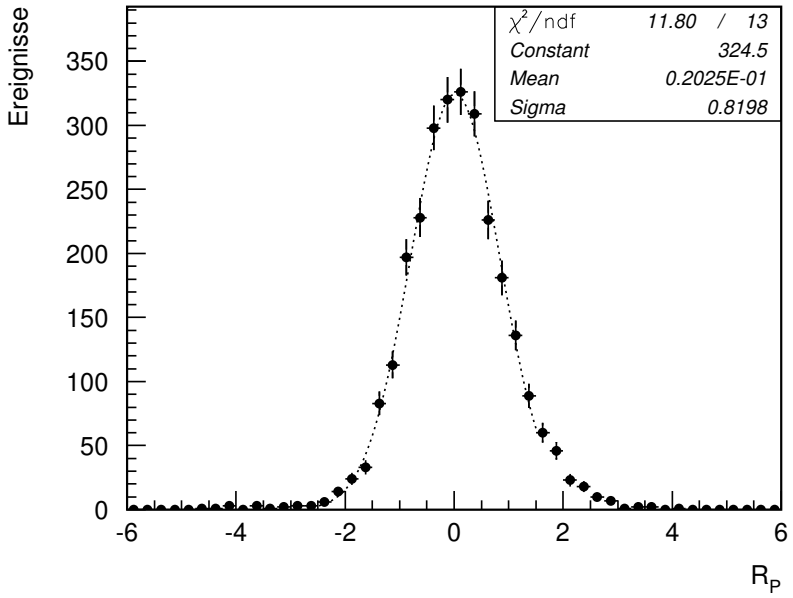

Abbildung 5.7: Transversalimpulsbeitrag R_P zur Energieauflösung in Elektrondaten. Die gepunktete Linie zeigt die Anpassung einer Gaußverteilung.

Systems, z.B. Jetmasse und Jetwinkel – mithin von der Art des physikalischen Prozesses. Daher wird der erwartete Transversalimpuls für tiefinelastische und Photoproduktionsprozesse separat bestimmt.

Der nur durch die Kalorimeterauflösung erzeugte Transversalimpuls läßt sich in simulierten Ereignissen durch ein einfaches Modell darstellen. Die Impulsvektoren aller Teilchen des hadronischen Endzustandes, die den Akzeptanzbereich des Kalorimeters treffen, werden nach Gleichung 4.1 vektoriell summiert, einmal unverändert, und einmal, nachdem die Energien mit einer Auflösung von $0.8/\sqrt{E}$ verschmiert wurden. Die Differenz dieser Summenvektoren ist der auflösungsbedingte Transversalimpuls. In Abbildung 5.8 wird die Verteilung dieser Größe für simulierte NC- und Photoproduktions-Ereignisse dargestellt. Die Verteilungen sind so normiert, daß sie die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von 6.38 pb^{-1} angeben; diese Luminosität entspricht den in dieser Arbeit verwendeten Daten. Ferner wird eine Selektionseffizienz von eins angenommen.

Es zeigt sich, daß allein durch die Energieauflösung des Kalorimeters für die Teilchen des hadronischen Endzustandes ein beträchtlicher Transversalimpuls von bis zu 20 GeV verursacht wird. Der mögliche auflösungsbedingte Transversalimpuls hängt von dem überhaupt im hadronischen System zur Verfügung stehenden Transversalimpuls ab, der in γp-Ereignissen wesentlich rascher abfällt, als in NC-Ereignissen. Ein direkter Vergleich mit Daten ist nicht möglich, da der Effekt nicht isoliert werden kann. In Abschnitt 5.5 wird ein Vergleich gemeinsam mit anderen Effekten vorgenommen.

5.3 Akzeptanzverluste

Der Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters, das für die Energiesummen in dieser Analyse benutzt wird (s. Abschnitt 4.2), erstreckt sich von ca. 3.5° bis 153° Polarwinkel bei voller azimutaler

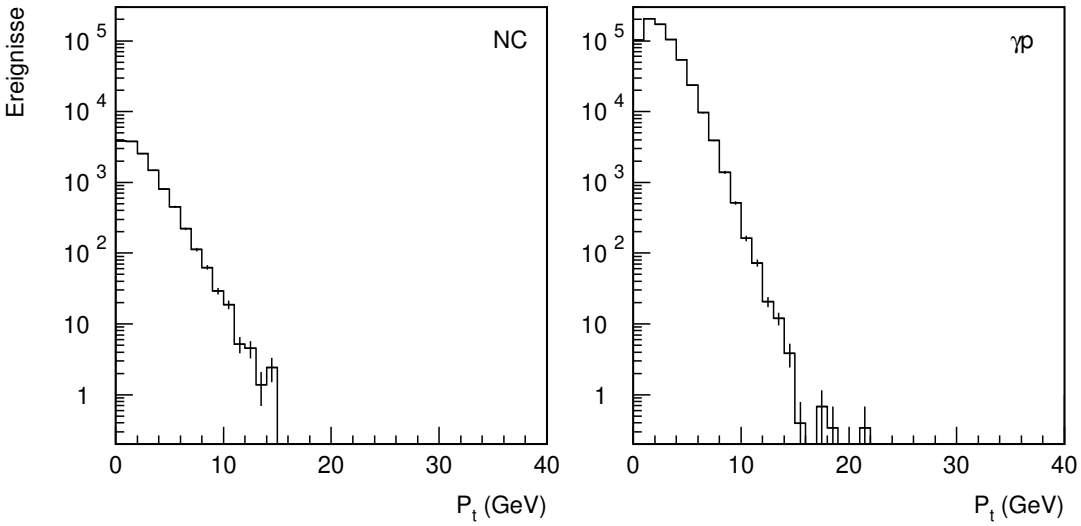

Abbildung 5.8: Der rein auflösungsbedingte Transversalimpuls für simulierte NC-Ereignisse und Photoproduktions-Ereignisse (γp) unter Verwendung des im Text beschriebenen einfachen Kalorimetermodells. Die Verteilung ist auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

Überdeckung. Im folgenden werden die Konsequenzen der Löcher im Akzeptanzbereich für die Messung des Transversalimpulses diskutiert.

Der maximale Verlust an Transversalimpuls, der durch Akzeptanzverlust im Bereich der rückwärtigen Kalorimeter auftreten kann, läßt sich leicht aus der Kinematik der ep-Streuung und den Energien der einlaufenden Strahlteilchen berechnen und beträgt 13 GeV. Er wird allerdings in dieser Analyse durch den Schnitt auf die Gesamtenergie im Rückwärtskalorimeter von 5 GeV (s. Kapitel 4) auf ca. 2.2 GeV begrenzt.

Der mögliche Akzeptanzverlust im Vorwärtsbereich wird durch den Polarwinkel der Unterkante des LAr-Kalorimeters von ca. 3.5° bestimmt und beträgt maximal 50 GeV; er hat also eine große Bedeutung für die Transversalimpulsmessung. Die erwartete Verteilung des Transversalimpulses, der in simulierten NC- und γp-Ereignissen durch Akzeptanzverluste verursacht wird, ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Hier ist die Energie, die in Richtung des Rückwärtskalorimeters geht, wie in den Daten auf 5 GeV beschränkt. Dieser Schnitt ändert die Verteilung nur unwesentlich. Die bemerkenswerte Form der Verteilung in NC-Ereignissen liegt daran, daß das gestreute Elektron beinahe immer innerhalb des Akzeptanzbereichs liegt.

In beiden Ereignisklassen tritt durch Akzeptanzverluste mehr Transversalimpuls auf als durch die Kalorimeterauflösung. Für NC-Ereignisse wird sich zeigen, daß dieser Effekt alle anderen dominiert und gerade für die extremen Ausläufer der Transversalimpulsverteilung verantwortlich ist.

Ein spezielles Ereignis, das bei H1 eine gewisse Berühmtheit erlangt hat, kann als Kandidat für extreme Akzeptanzverluste zur Illustration dienen; es ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Dieses Ereignis besitzt ein P_t von 31 GeV und wurde als möglicher Kandidat für W-Erzeugung mit anschließendem leptonischen Zerfall diskutiert [30]. Das Ereignis ist insofern besonders, als mit einiger Wahrscheinlichkeit das hochenergetische Elektron im Detektor ein e^- ist und damit die umgekehrte Ladung des einlaufenden e^+ trägt; damit wäre ausgeschlossen, daß es sich um das gestreute Elektron handelt, und der in [30] vorgeschlagene W-Erzeugungsprozeß wäre mit 0.4

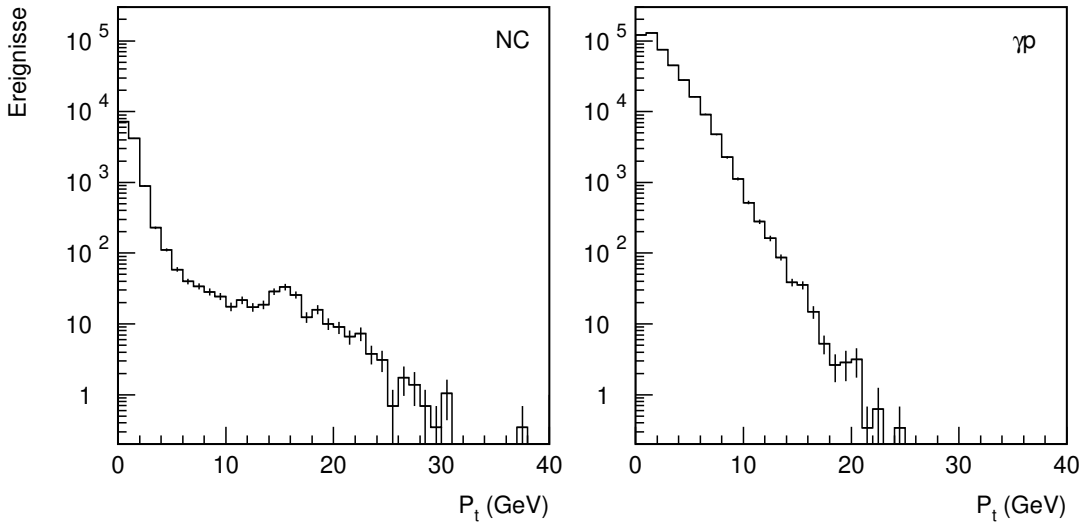

Abbildung 5.9: Spektrum des Transversalimpulses, der durch Akzeptanzverluste des LAr-Kalorimeters entsteht, in simulierten NC- und γp-Ereignissen. P_t ist der Betrag der vektoriellen Summe der Impulse aller generierten Teilchen, die in den Akzeptanzbereich des Kalorimeters fallen. Hier wird auch, wie in den Daten, die Energie im Rückwärtsbereich auf 5 GeV begrenzt. Die Verteilung ist auf die Luminosität der Daten normiert.

erwarteten Ereignissen in einer integrierten Luminosität von 6.38 pb^{-1} die wahrscheinlichste Erklärung.

Die Bestimmung der Ladung ist jedoch bei so hohen Transversalimpulsen sehr unsicher. Wird das Ereignis als tiefinelastische Streuung interpretiert, so läßt sich der Winkel des hadronischen Systems aus der Kinematik des Elektrons nach Formel 4.6 bestimmen. Diese Methode ist bei sehr kleinem Winkel derjenigen nach Formel 4.7, die nur das hadronische System benutzt und daher selbst anfällig für Verluste im Strahlrohr ist, überlegen. Beide Methoden überschätzen jedoch Θ_q bei sehr kleinem Winkel. Es ergibt sich ein hadronischer Winkel von 3.8°, der „wahre“ Winkel liegt also vermutlich noch niedriger. Der große Transversalimpuls des Ereignisses könnte also vollständig durch Akzeptanzverluste im Vorwärtsbereich zustande kommen.

5.4 Transversalimpuls durch Myonen und Neutrinos

Myonen und Neutrinos im hadronischen Endzustand entstehen im wesentlichen durch schwache Zerfälle schwerer Quarks (Charme und Bottom), die im Streuprozeß erzeugt werden. Zerfälle leichter Hadronen, wie z.B. geladener Pionen, spielen wegen deren großer Lebensdauer keine Rolle. Die Erzeugung von schweren Quarks ist zwar stark unterdrückt durch deren hohe Masse, diese haben jedoch durch die harte Fragmentation schwerer Quarks meist einen hohen Transversalimpuls, den sie an die Zerfallsprodukte weitergeben.

Um den Einfluß von Myonen und Neutrinos im Endzustand auf das Transversalimpulsspektrum der untersuchten Ereignisse isolieren zu können, wird auf die Simulation der Prozesse zurückgegriffen. Hochenergetische Myonen deponieren im Mittel 2.4 GeV im Kalorimeter; hier wird zur Vereinfachung angenommen, daß ihre Energie vollständig verlorengeht. Der Fehler, der dadurch bei den für diese Analyse relevanten hohen Transversalimpulsen entsteht, ist gering.

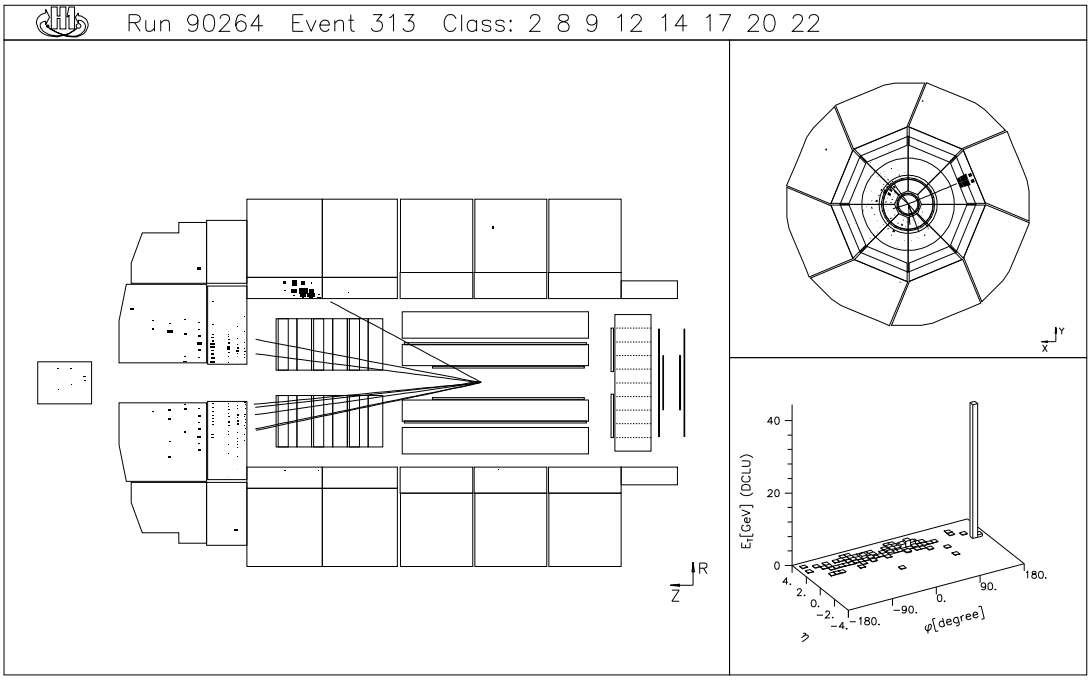

Abbildung 5.10: Ein Ereignis mit gestreutem Elektron und 31 GeV gesamten Transversalimpuls.

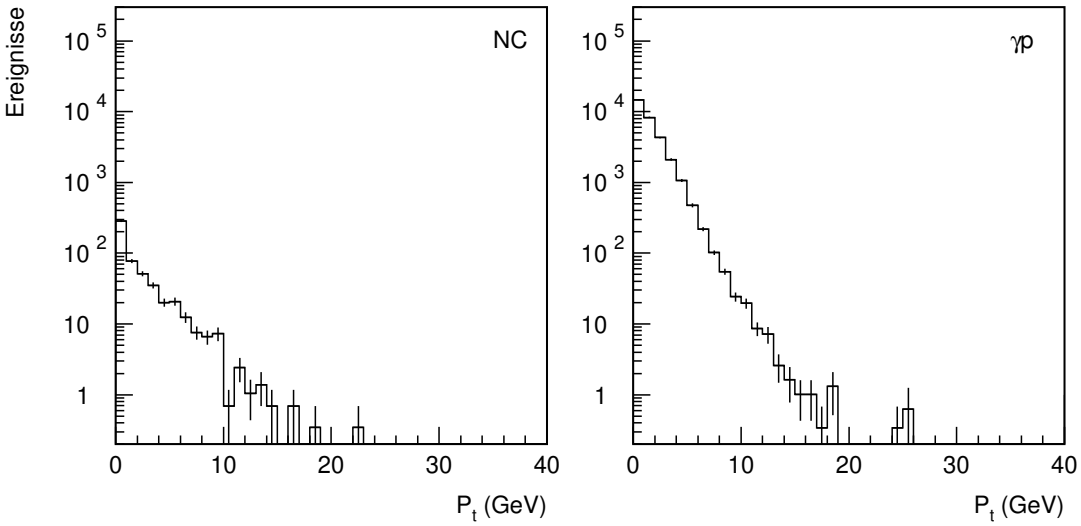

Abbildung 5.11: Die Verteilung des Transversalimpulses, der von generierten Myonen und Neutrinos in simulierten NC- und γp-Ereignissen verursacht wird. Die Verteilung ist auf die Luminosität der Daten normiert.

Abbildung 5.11 zeigt die Spektren des Transversalimpulses von allen in der Simulation von NC-Ereignissen bzw. γp-Ereignissen erzeugten Myonen und Neutrinos. Prinzipiell könnten durch ein geeignetes Programm die Myonen im Endzustand gefunden werden, um einen detaillierten Vergleich des Spektrums durchzuführen. Dies ist aber technisch sehr schwierig und wird in dieser Analyse nicht versucht. Daher ist auch eine Trennung der Transversalimpulsspektren von Myonen und Neutrinos nicht sinnvoll.

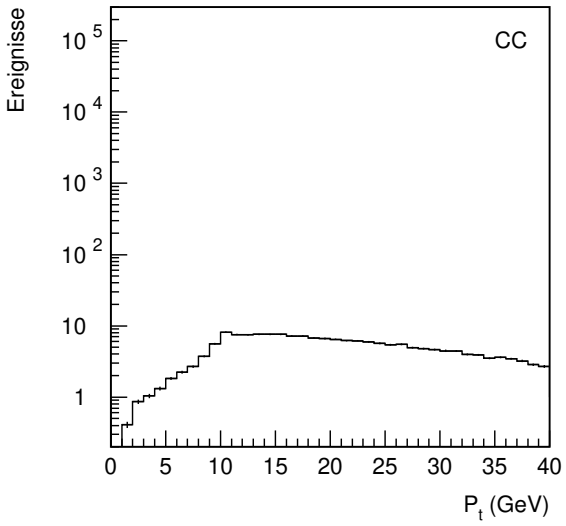

Abbildung 5.12: Transversalimpulsspektrum des Neutrinos in simulierten CC-Ereignissen. Auch diese Verteilung ist auf die Luminosität der Daten normiert.

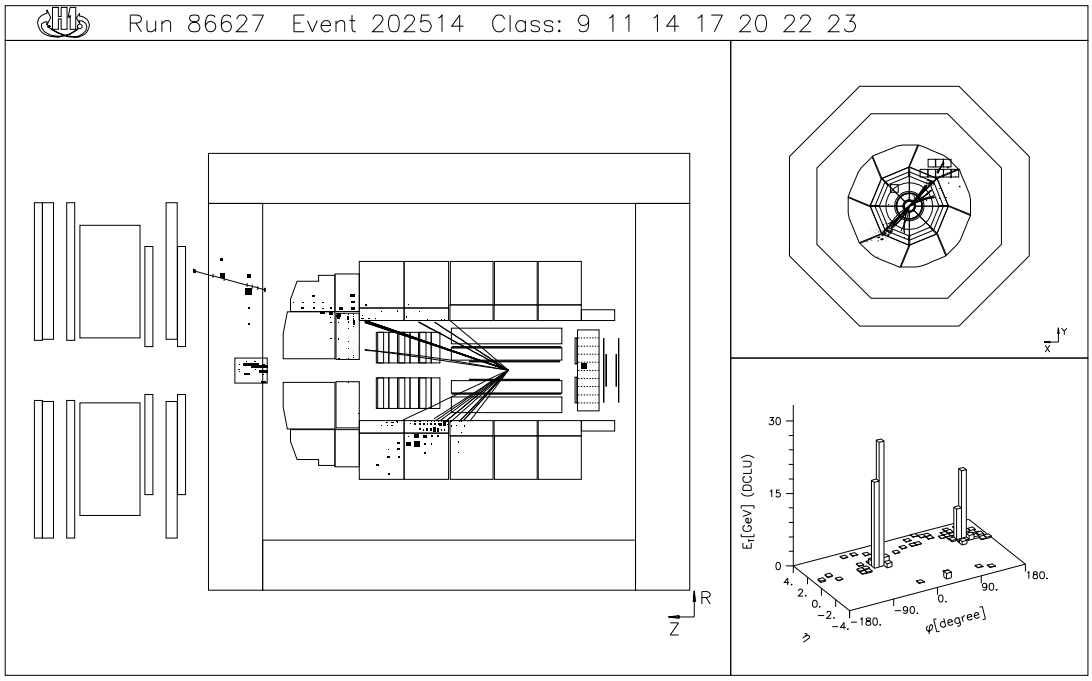

Abbildung 5.13: Simuliertes γp-Ereignis mit einem Myon, das einen sehr hohen Transversalimpuls besitzt. Das kalorimetrische P_t beträgt 30 GeV.

Die Verteilungen zeigen, daß der erzeugte Transversalimpuls zu sehr hohen Werten von bis zu 30 GeV reicht. Das simulierte γp-Ereignis mit höchstem P_t von 30 GeV nach voller Simulation ($P_t = 26$ GeV von generiertem Myon und Neutrino) enthält ein Myon, das durch den Zerfall eines D_s Mesons erzeugt wird. Das Myon deponiert im Detektor nur eine Energie von ca. 4 GeV statt der 68 GeV, die es tatsächlich besitzt. Das Ereignis ist in Abbildung 5.13 dargestellt.

Ein registriertes Ereignis aus dem Jahr 1994, das eine Myon-Signatur und hohen Transversalim-

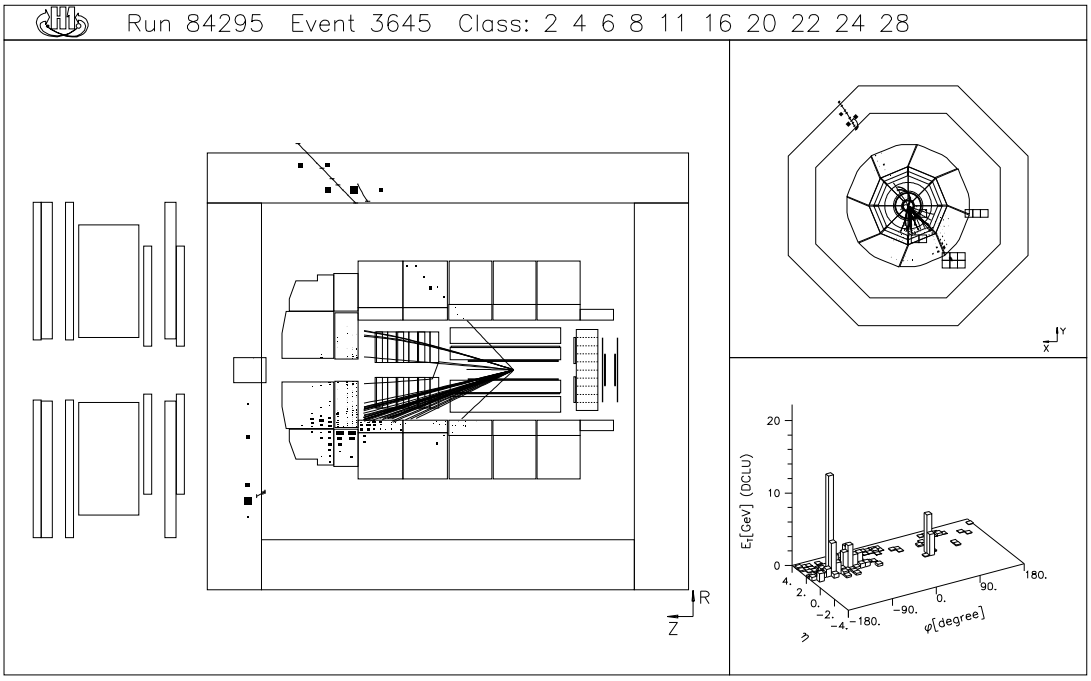

Abbildung 5.14: Ein Ereignis mit einem extrem hochenergetischen isolierten Myon und hohem Transversalimpuls.

puls aufweist, hat bereits einige Beachtung gefunden [31]. Es ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Das Myon besitzt einen Transversalimpuls von 23.4 GeV, der mit Hilfe der zentralen Spurkammer in Verbindung mit den äußeren Myonkammern bestimmt wurde. Dieser Wert liegt durchaus in dem Bereich, der durch Zerfall schwerer Quarks zu erwarten ist. Das Ereignis hat einen kalorimetrisch gemessenen Transversalimpuls von $P_t = 36.5$ GeV. Kombiniert man die kalorimetrische Messung mit der Spurmessung, so bleibt ein gesamter Transversalimpuls von 19 GeV, der bei einem Ereignis mit schwerem Quark dem Neutrino zuzurechnen wäre – das System Myon plus Neutrino hätte somit einen Transversalimpuls von 42 GeV, was weit außerhalb des vorhergesagten Spektrums (Abbildung 5.11) liegt. Eine weitere Besonderheit des Ereignisses besteht in der Isoliertheit des Myons, die für Ereignisse mit Zerfall schwerer Quarks nicht zu erwarten ist. Die wahrscheinlichste Erklärung dieses Ereignisses ist die Erzeuguung eines W-Bosons mit anschließendem semileptonischen Zerfall. Eine detaillierte Diskussion des Ereignisses ist in [31] zu finden.

Zu der Ereignisklasse ohne gestreutes Elektron im Endzustand gehören auch die Ereignisse mit geladenem Strom. Sie zeichnen sich gerade durch ein gestreutes Neutrino mit hohem Transversalimpuls aus. Zum Vergleich mit den anderen Abbildungen dieses Kapitels ist nur der untere Bereich des ν-Transversalimpulsspektrums von CC-Ereignissen in Abbildung 5.12 gezeigt.

5.5 Vergleich Daten – Simulation

Nun wird durch Vergleich von vollständig simulierten Ereignissen mit den Daten untersucht, ob die drei untersuchten Effekte – Energieauflösung, Akzeptanzverluste und Produktion von Myonen und Neutrinos – das Transversalimpulsspektrum vollständig zu beschreiben vermögen. Zu diesem Zweck werden in einem einfachen Kalorimetermodell die drei untersuchten Effekte – Energieauflösung, Akzeptanzverluste und Produktion von Myonen und Neutrinos – simuliert. Zunächst werden von allen generierten Teilchen nur diejenigen berücksichtigt, die in den Akzeptanzbereich

des Kalorimeters, d.h. den Bereich $3.5^\circ < \theta < 153^\circ$, fallen. Dann werden Myonen und Neutrinos abgezogen und die Energien der restlichen generierten Teilchen, bis auf das gestreute Elektron, mit einer Auflösung von $0.8/\sqrt{E}$ verschmiert. Die resultierenden Teilchenimpulsvektoren werden zum resultierenden Transversalimpulsvektor summiert.

5.5.1 Elektronereignisse

Um den Vergleich der Transversalimpulsspektren mit den Daten durchführen zu können, müssen die gleichen Schnitte in Daten und simulierten Ereignissen angewendet werden. Sie entsprechen den in Abschnitt 4.3 genannten Schnitten zur Elektronselektion. Es kommen zu den echten NC-Ereignissen auch noch solche simulierten Ereignisse anderer Prozesse hinzu, in denen ein Elektron vom Identifikationsprogramm – möglicherweise fälschlich – gefunden wird. So kann z.B. in γp- oder CC-Ereignissen ein Photon oder π^0 im Endzustand als Elektron fehlidentifiziert werden. Auch solche Ereignisse werden in der Verteilung gezeigt. In dem einfachen Kalorimetermodell ist die Elektronidentifizierung nicht möglich, daher wird für diese Verteilung die Identifikation anhand der voll simulierten Ereignisse vorgenommen. Um vergleichbare Verteilungen nur mit dem einfachen Modell alleine produzieren zu können, müßte noch eine Modellierung der Elektronselektion eingebaut werden. Die Transversalimpulsspektren, die sich aus dem einfachen Kalorimetermodell, der vollen Simulation und den Daten für die Klasse der ereignisse mit gestreutem Elektron ergeben, sind in Abbildung 5.15 dargestellt.

Es zeigen sich sowohl in registrierten Daten wie in simulierten Ereignissen Ausläufer bis zu Transversalimpulsen von ca. 30 GeV. Von der vollen Kalorimetersimulation wird die Form der registrierten P_t-Verteilung sehr gut wiedergegeben. Das einfache Kalorimetermodell zeigt nicht diese gute Wiedergabe der Form der Verteilung, da Unsicherheiten der Energiemessung des Elektrons, insbesondere totes Material im Detektor, nicht modelliert werden.

Nur die simulierten NC-Ereignisse leisten einen signifikanten Beitrag zu der Verteilung der simulierten Ereignisse mit gestreutem Elektron, was nicht überrascht. Die Verteilung der Daten wird auch in den Ausläufern um $P_t = 30$ GeV gut beschrieben. Hier liegt z.B. auch das schon in Abbildung 5.10 vorgestellte Ereignis. Bei sehr hohem P_t liegt die Simulation etwas niedriger, was darauf schließen läßt, daß noch nicht alle Effekte, die zu Transversalimpuls im Detektor führen, durch das Simulationsprogramm ausreichend modelliert werden.

Es ist nirgends ein deutlicher Überschuß der registrierten Daten über die erwartete Verteilung hinaus zu bemerken. Die mit ca. 0.05 Ereignissen gefüllten Bins bei sehr hohen P_t enthalten CC-Ereignisse mit abgestrahlten Photonen bzw. fehlidentifizierten π^0-Mesonen. Sie weisen einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt auf und sind daher in den bisher genommenen Daten nicht relevant.

Abbildung 5.16 zeigt den Beitrag der einzelnen Prozesse zum Transversalimpulsspektrum der voll simulierten Ereignisse.

5.5.2 Ereignisse ohne Elektron

Auch zu den Ereignissen ohne identifiziertes gestreutes Elektron im LAr-Kalorimeter tragen verschiedene Prozesse bei: γp- und CC-Ereignisse haben kein gestreutes Elektron, NC-Ereignisse können aber auch beitragen, wenn das Elektron im Kalorimeter nicht identifiziert werden kann. Das ist z.B. häufig der Fall, wenn das Elektron in totes Material zwischen den Kalorimetermodulen fliegt. Dann entspricht der ausgelöste Schauer nicht mehr dem für Elektronen erwarteten, so daß die Identifikation scheitert, und außerdem geht Energie verloren, so daß das Ereignis einen Transversalimpuls erhält.

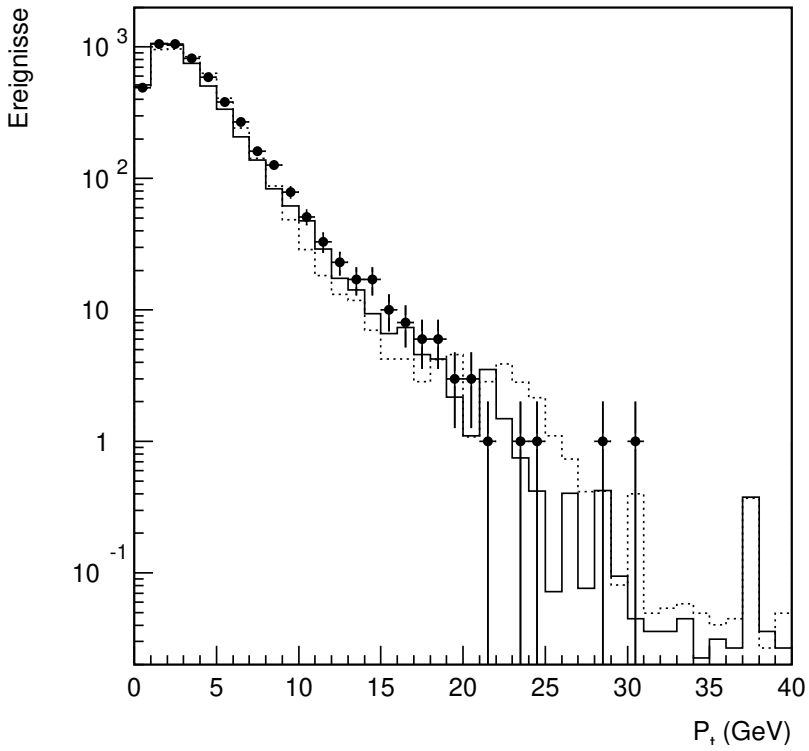

Abbildung 5.15: Transversalimpulsverteilung in registrierten (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierten Ereignissen mit (evtl. fälschlich) identifiziertem Elektron im LAr-Kalorimeter. Die Verteilung mit voller Detektorsimulation ist durchgezogen, das einfache Kalorimetermodell (s. Text) ist gepunktet eingezeichnet. Die simulierten Ereignisse sind auf die Luminosität der Daten normiert.

Ein Vergleich mit den Daten ist für diese Ereignisklasse schwieriger als für die Elektronereignisse, da das H1-Experiment keinen Trigger mit guter Effizienz für den Nachweis von Ereignissen ohne gestreutes Elektron und mit einem nur geringen Transversalimpuls hat. Der ETMISS-Trigger hat erst ab $P_t > 15$ GeV eine Effizienz von mehr als 0.5 (vgl.Abschnitt 6.2.3). Daher wird, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, für Ereignisse ohne identifiziertes Elektron zusätzlich der ETRANS-Trigger hinzugezogen, der auf die skalare Summe der Transversalenergie im Ereignis sensitiv ist. Er ist daher besser für γp-Ereignisse geeignet. Die simulierte Triggereffizienz für diesen Trigger-Mix ist in Abhängigkeit von P_t für alle beitragenden Prozesse in Abbildung 5.17 gezeigt. Die gestrichelte Linie zeigt eine Parametrisierung der Triggereffizienz, die in dem einfachen Kalorimetermodell die Simulation des Triggers ersetzt, damit ein Vergleich mit den Daten möglich ist. Auch für die voll simulierten Ereignisse wird im Bereich mit $P_t < 15$ GeV, in dem kein Vergleich mit Daten angestrebt ist, in den folgenden Abbildungen die konstante Triggereffizienz von 0.56 angesetzt, damit die abfallende Flanke bei niedrigen Werten von P_t erkennbar wird, die sonst durch die verschwindende Triggereffizienz unsichtbar würde.

In dieser Ereignisklasse ist die Selektion einer reinen Ereignismenge problematisch, da bei geringen Transversalimpulsen die Untergrundrate durch Kollisionen von Halo-Protonen mit Restgas-Atomen und dem Strahlrohr sowie durch einlaufende Myonen sehr hoch ist. Daher ist eine Senkung der P_t-Schwelle ohne Einschränkung der Ereignistopologie schwierig. Aus Gründen der Untergrund-Reduktion und der Triggereffizienz wird daher der Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen auf den Bereich $P_t > 15$ GeV beschränkt.

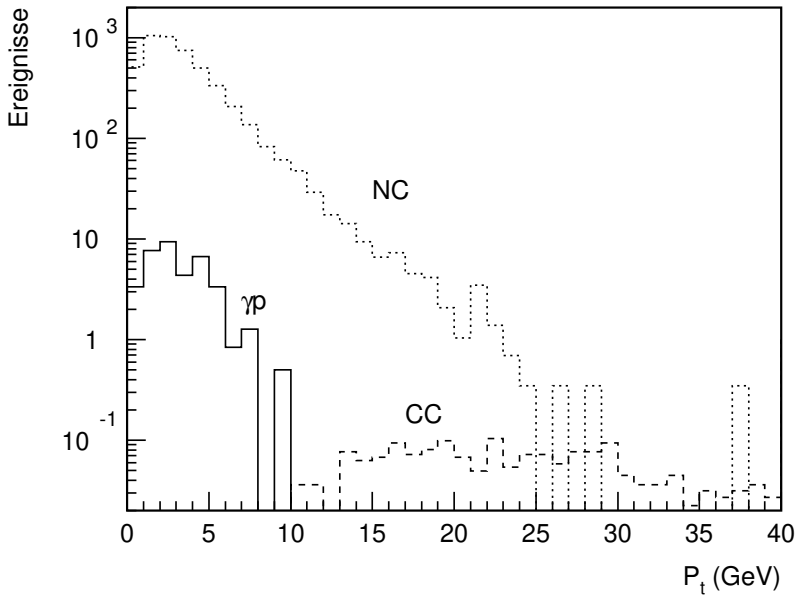

Abbildung 5.16: Der Beitrag der einzelnen Ereignisklassen zu der P_t-Verteilung der voll simulierten Ereignisse in Abbildung 5.15. NC-, CC- und γp-Ereignisse mit (fehl-)identifiziertem Elektron im Kalorimeter sind als gepunktetes, gestricheltes bzw. durchgezogenes Histogramm dargestellt.

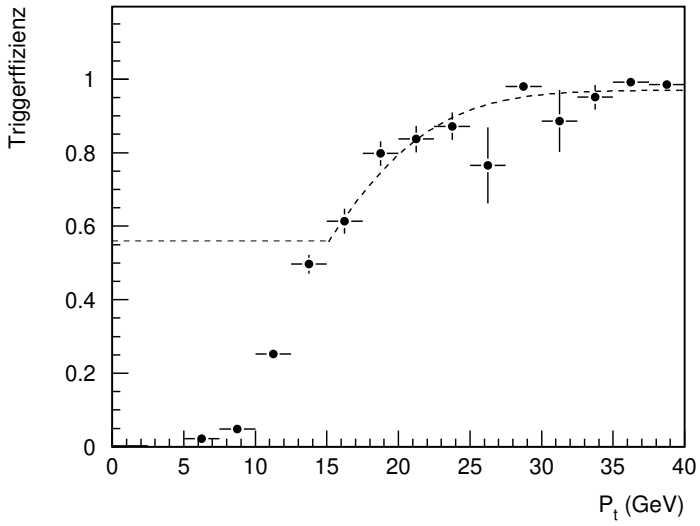

Abbildung 5.17: Triggereffizienz in simulierten γp-, NC- und CC-Ereignissen für die Triggerbedingung (ETMISS- oder ETRANS-Trigger spricht an) in Abhängigkeit von P_t. Die Prozesse sind entsprechend ihrer relativen Häufigkeit gewichtet. Die gestrichelte Linie zeigt eine Parametrisierung der Triggereffizienz, die für den Vergleich des einfachen Kalorimetermodells mit den Daten benutzt wird (s. Text).

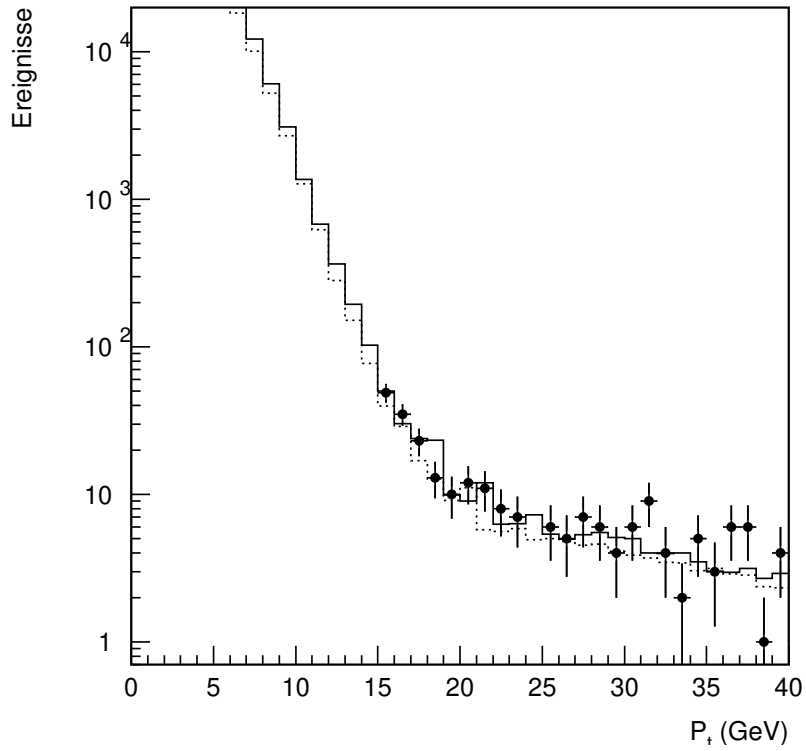

Abbildung 5.18: Transversalimpulsverteilung in registrierten (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierten Ereignissen ohne nachgewiesenes Elektron im LAr-Kalorimeter. Die Simulation enthält neben γp- und CC- auch NC-Prozesse, in denen das Elektron nicht identifiziert werden kann. Die Verteilung mit voller Detektorsimulation ist durchgezogen, die mit dem einfachen Kalorimetermodell (s. Text) ist gepunktet eingezeichnet. Die simulierten Ereignisse sind auf die Luminosität der Daten normiert.

Abbildung 5.18 zeigt die P_t-Verteilung der registrierten Daten ohne identifiziertes Elektron sowie von simulierten Ereignissen. Die Simulation berücksichtigt alle in Frage kommenden Ereignisklassen. Die Verteilung der Daten wird von den simulierten Ereignissen gut beschrieben, signifikante Überschüsse treten nicht auf. Auch das einfache Kalorimetermodell beschreibt die Verteilung sehr gut. Der Beitrag von NC-Ereignissen spielt übrigens eine etwas andere Rolle als der von γp-Ereignissen, denn sie könnten mit einer besseren Elektronidentifikationsmethode identifiziert werden. Dies wird z.B. in Kapitel 6 durch visuelle Inspektion der Ereignisse erreicht. Die γp-Ereignisse hingegen lassen sich nicht leicht von CC-Ereignissen unterscheiden.

Der relative Beitrag jeder der Ereignisklassen ist in Abbildung 5.19 zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die steile, nahezu exponentiell abfallende Flanke der γp-Ereignisse. Bei mittlerem P_t um 15 GeV tritt der Beitrag von nicht-identifizierten NC-Ereignissen zutage. Bei P_t oberhalb von 20 GeV dominieren klar die CC-Ereignisse, die sich nur schwach abfallend bis zu P_t-Werten von 100 GeV erstrecken.

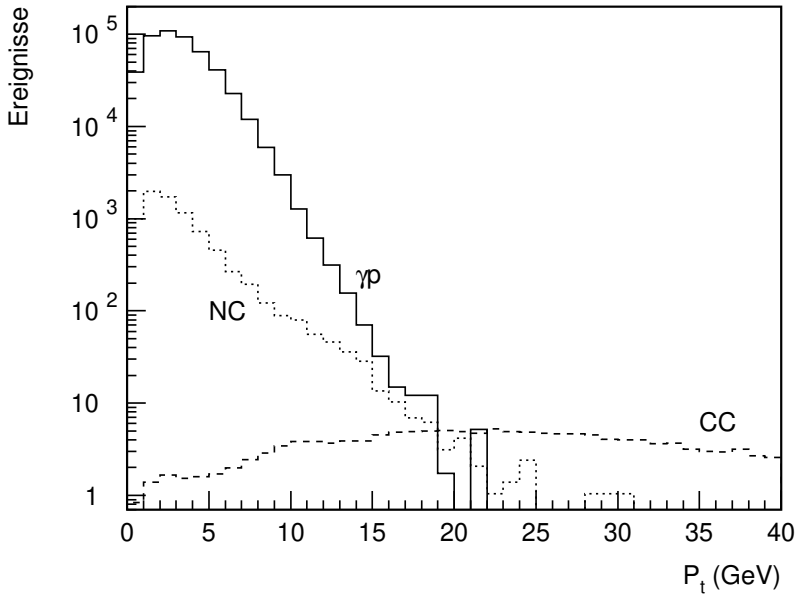

Abbildung 5.19: Der Beitrag der einzelnen Ereignisklassen zu der P_t-Verteilung der simulierten Ereignisse in Abbildung 5.18. NC-, CC- und γp-Ereignisse ohne identifiziertes Elektron im Kalorimeter sind als gepunktetes, gestricheltes bzw. durchgezogenes Histogramm dargestellt. Die simulierten Ereignisse sind auf die Luminosität der Daten normiert.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der Einfluß von Kalorimeterauflösung, Akzeptanzverlusten und Myon/Neutrino-Produktion auf die Messung des Transversalimpulses mit dem H1-Kalorimeter untersucht. Breiter Raum wurde der genauen Bestimmung der Auflösung des Kalorimeters für die Energiemessung des hadronischen Endzustandes eingeräumt, da sich gezeigt hat, daß diese Auflösung mit $80\%/\sqrt{E}$ deutlich schlechter ist als die mit einzelnen Pionen im Teststand gemessene Auflösung.

Es wurde ein Kalorimetermodell entwickelt, das diese drei Effekte auf einfache Weise simuliert, um Aufschluß über den relativen Beitrag zum gemessenen Transversalimpuls zu gewinnen. Dieses einfache Modell ist, wie auch die volle Detektorsimulation des Standard-H1-Simulationsprogramms, in der Lage, das beobachtete Transversalimpulsspektrum gut zu beschreiben. Ereignisse mit und ohne gestreutes Elektron im Endzustand wurden getrennt untersucht. In beiden Ereignisklassen tragen alle drei Effekte deutlich zum Spektrum der Transversalimpulsverteilung bei. Die Ausläufer reichen bei Ereignissen mit Elektron bis zu 30 GeV und rühren von Akzeptanzverlusten von Teilchen des hadronischen Endzustandes in Vorwärtsrichtung her. Die Klasse der Ereignisse ohne gestreutes Elektron wird, läßt man die Ereignisse mit geladenem Strom außer acht, von Photoproduktionsereignissen dominiert. Hier werden Ausläufer bis $P_t = 25$ GeV vorhergesagt, die durch die Produktion von Myonen und Neutrinos durch Zerfälle schwerer Quarks hervorgerufen werden.

Aus der guten Übereinstimmung des Kalorimetermodells mit den registrierten Daten kann geschlossen werden, daß die genannten drei Effekte hinreichend die Entstehung von Transversalimpuls in balancierten Prozessen in ep-Ereignissen erklären.

Als nützlich könnte sich das einfache Modell zur Abschätzung von Ereignis- und Untergrundzahlen mit hohem Transversalimpuls bei hoher integrierter Luminosität erweisen, da es gegenüber der vollen Detektorsimulation mindestens 99% der Rechenzeit einspart.

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms

Für die tiefinelastische ep-Streuung mit geladenem Strom (CC) ist ein hoher Transversalimpuls gerade das charakteristische Merkmal, da das gestreute Neutrino im Detektor nicht nachweisbar ist. Der Prozeß ist bereits in Kapitel 2 beschrieben – Abbildung 6.1 zeigt noch einmal das dazugehörige Feynmandiagramm.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Bestimmung des totalen CC-Wechselwirkungsquerschnitts in der tiefinelastischen e^+p-Streuung für Transversalimpulse des gestreuten Neutrinos von mehr als 25 GeV. Die Ladung des einlaufenden Elektrons ist hier wesentlich, denn sie macht einen großen Unterschied im Wirkungsquerschnitt aus (s. Kapitel 2).

Als Kandidaten für diesen Prozeß werden alle Ereignisse angesehen, die einen gemessenen Transversalimpuls von mehr als 25 GeV und kein hochenergetisches isoliertes Lepton im Kalorimeter aufweisen. Solche Ereignisse werden selektiert und die Effizienz dieser Selektion bestimmt. Ein möglicher Untergrund in der Ereignismenge wird abgeschätzt und der totale Wirkungsquerschnitt unter Einbeziehung der gemessenen integrierten Luminosität der in den Jahren 1994 und 1995 genommenen Daten bestimmt.

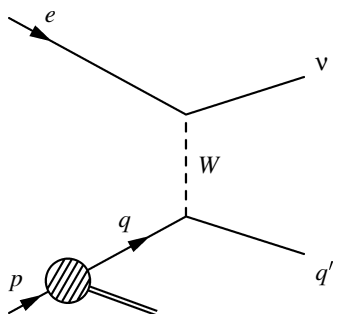

Abbildung 6.1: Tiefinelastische ep-Streuung mit geladenem Strom.

6.1 Ereignisselektion

Das Prinzip der Selektion von CC-Kandidaten-Ereignissen ist einfach: Jedes Ereignis mit $P_t >$ 25 GeV, das kein hochenergetisches isoliertes Elektron oder Myon im Kalorimeter aufweist, wird als CC-Kandidat angesehen. Letztere Bedingung ist gerechtfertigt, da solche isolierten Leptonen in CC-Ereignissen fast nicht vorkommen, dagegen aber in Prozessen mit neutralem Strom durch Akzeptanzverluste oder Erzeugung und Zerfall von reellen W-Bosonen auftreten.

Die in Kapitel 5 zur Selektion der Ereignismenge ohne gestreutes Elektron benutzten Schnitte werden für die folgende Analyse etwas vereinfacht, da der hohe geforderte Transversalimpuls die Selektion vereinfacht. So ist eine bessere Kontrolle über die Effizienz der Selektion zu erlangen. Die folgenden Selektionsschnitte werden angewendet:

1. Technische Vorselektion: Hochspannung der benutzten Detektorkomponenten, Run-Qualität laut Logbuch, kein „kohärentes“ Rauschen und ähnliche Probleme im Kalorimeter, Ereignis fand während eines Teilchenpaket-Zusammenstoßes statt, Triggerkonfiguration korrekt eingestellt.
2. Filtern von Untergrundereignissen.
3. Ereignisvertex innerhalb von 35 cm vom nominalen Vertex gefunden.
4. ETMISS-Trigger gefeuert.
5. $P_t > 25$ GeV (bestimmt mit Clustern der LAr- und Eisen-Kalorimeter)
6. Visuelle Kontrolle der Ereignisse.

Die Selektionen 1, 2 und 3 wurden schon in Kapitel 4 behandelt. Ereignisse, die nicht durch den ETMISS-Trigger (in Kapitel 3.2.4 näher beschrieben), sondern nur durch andere Trigger ausgelöst sind, werden verworfen, damit die Selektionseffizienz kontrollierbar wird. Schnitt 5 ist durch drei Fakten bestimmt: Erstens ist die Triggereffizienz für $P_t < 25$ GeV niedrig, was weiter unten gezeigt wird. Zweitens wird unterhalb von 25 GeV der Beitrag von Untergrundprozessen erheblich, wie im Kapitel 5 gezeigt wurde. Drittens tragen Ereignisse unterhalb dieser Schwelle zum totalen Wechselwirkungsquerschnitt des geladenen Stroms nur ungefähr die Hälfte bei, so daß der Verlust durch den Schnitt vertretbar ist. Nach den automatischen Selektionsschritten 1 – 5 verbleiben 328 Ereignisse.

Die visuelle Kontrolle der Ereignisse ist sehr genau definiert, damit nicht die Willkür des Betrachters die Messung beeinträchtigen kann. Als CC-Kandidaten verworfen werden Ereignisse,

- in denen trotz der Untergrund-Unterdrückungsprogramme deutlich ein von außen durch den Detektor gehendes Myon erkannt werden kann (s. z.B. Abbildung 6.2),
- in denen einzelne Zellen durch eine technische Störung den dominierenden Anteil am Transversalimpuls darstellen (s. z.B. Abbildung 6.3),
- die ein gestreutes Elektron aufweisen, das den Isolationskriterien der Elektronidentifikation entspricht. Solche Ereignisse erreichen $P_t > 25$ GeV meist durch Energieverluste des Elektrons in Kalorimeterspalten (s. z.B. Abbildung 6.4) oder durch Akzeptanzverluste im Vorwärtsbereich, wie das Ereignis in Abbildung 5.10.

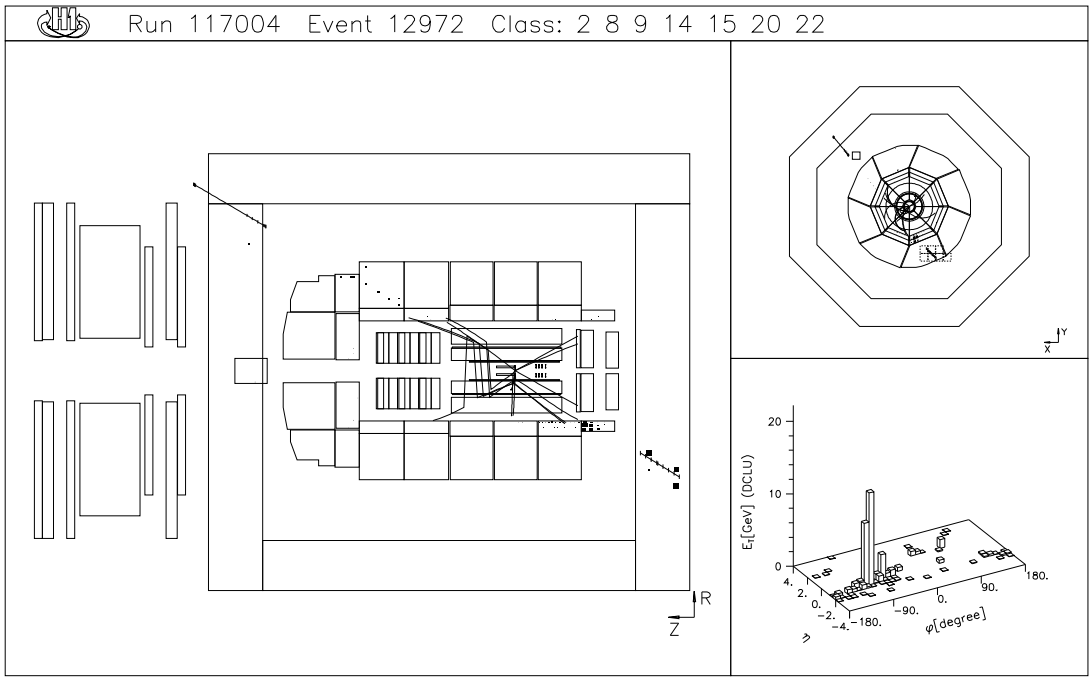

Abbildung 6.2: Ein Ereignis mit kosmischem Myon und hohem Transversalimpuls, das von den Untergrund-Unterdrückungsprogrammen nicht gefunden wird. Eine automatische Erkennung ist hier sehr schwierig, da die Ereignistopologie einem DIS-Ereignis recht ähnlich ist.

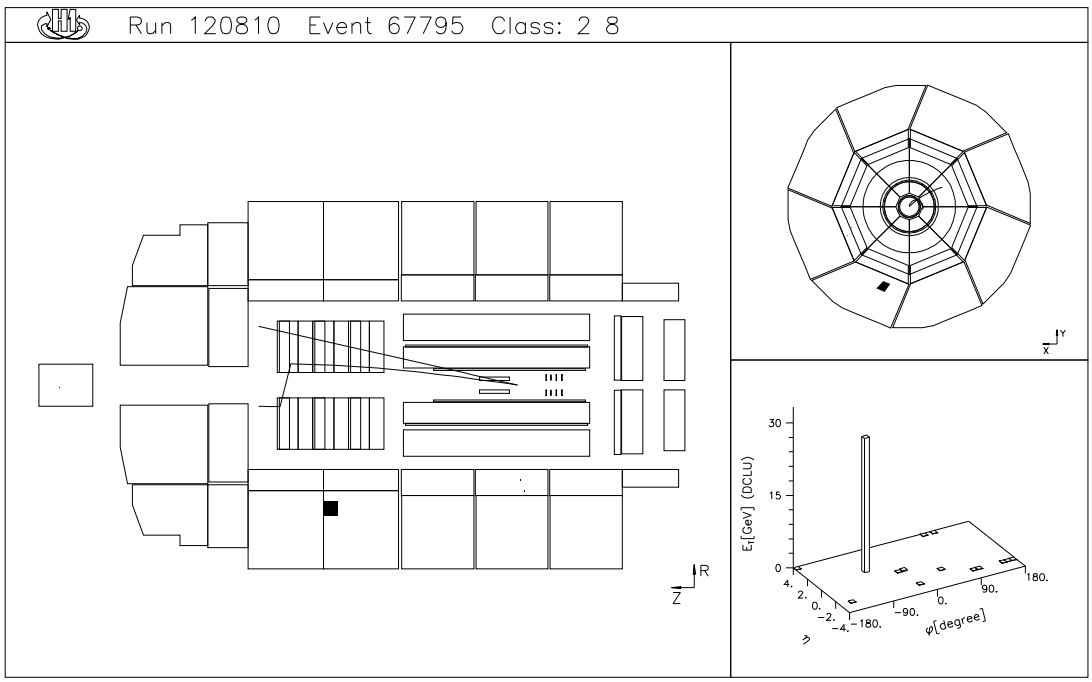

Abbildung 6.3: Ein Ereignis mit einer technischen Störung bzw. exzessivem Rauschen im Kalorimeter, wodurch ein sehr hoher Wert von P_t vorgetäuscht wird. Betroffen ist nur eine einzelne Kalorimeterzelle.

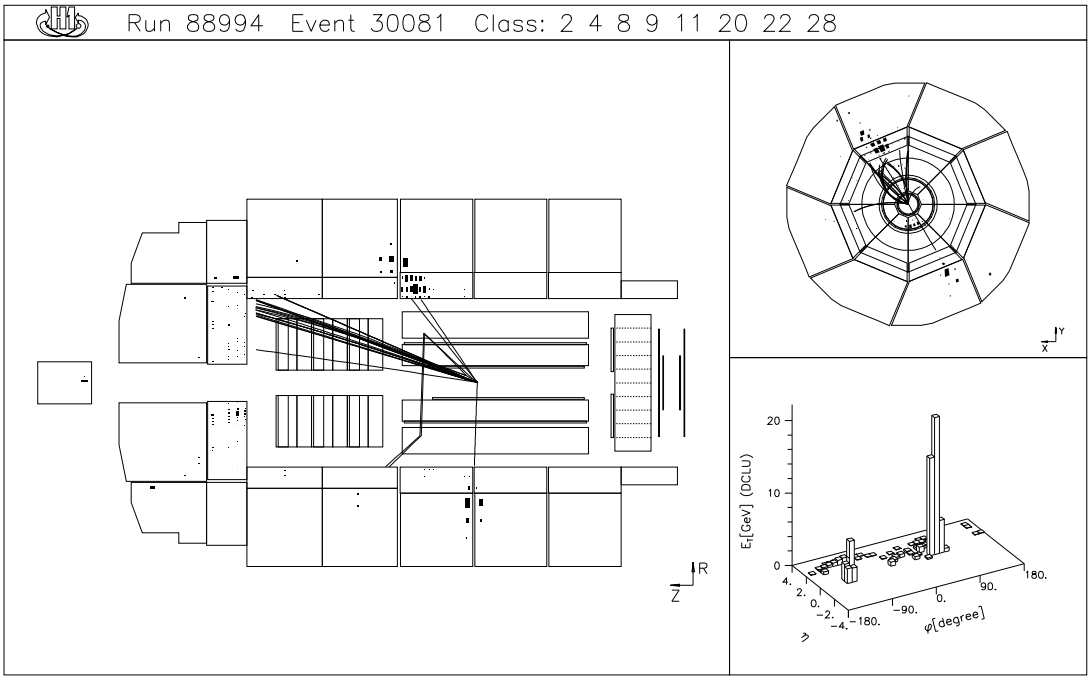

Abbildung 6.4: Ein Ereignis mit gestreutem Elektron, das den größten Teil seiner Energie im toten Material einer Kalorimeterspalte abgibt.

- Ausgeschlossen wird auch das in Abbildung 5.14 gezeigte Ereignis mit einem hochenergetischen isolierten Myon, da diese Ereignistopologie in CC-Ereignissen nicht vorkommt.

Es verbleiben nach dieser Selektion 118 Kandidaten für Ereignisse mit geladenem Strom, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet werden. Das Ereignis mit dem höchsten Transversalimpuls ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Die Verteilung des Transversalimpulses der selektierten Ereignisse ist in Abbildung 6.6 im Vergleich mit der Monte-Carlo-Erwartung dargestellt. Auffällig ist der deutliche Überschuß bei niedrigen Werten von P_t. Hier werden vom Simulationsprogramm zwischen 25 und 45 GeV 66 Ereignisse erwartet, aber 93 Ereignisse gemessen, was einer rein statistischen Abweichung von über 3.3 Standardabweichungen entspricht. Nur ein kleiner Teil dieser Ereignisse läßt sich auf Untergrund aus γp-Ereignissen zurückführen; er wird in Abschnitt 6.3.1 ermittelt. Andere physikalische Prozesse oder systematische Effekte der Messung, die diesen großen Überschuß erklären, sind schwer vorstellbar. Es bleibt als Erklärung nur eine statistische Fluktuation oder eine grobe Fehleinschätzung des Untergrundes von γp-Ereignissen.

Die Anzahl der registrierten CC-Kandidaten pro integrierter Luminosität ist in Abbildung 6.7 gezeigt. Hieraus läßt sich die Stabilität der Datennahme über den gesamten Zeitraum ablesen. Deutliche Knicks oder Lücken (insbesondere bei 2700 pb^{-1}, dem Übergang zwischen den Jahren 1994 und 1995) würden auf Probleme in der Datennahme oder in der Berechnung der integrierten Luminosität hinweisen.

Die längeren Perioden in der Datennahme, in denen keine CC-Ereignisse auftauchen (bei 2000, 2800 und 3600 pb^{-1}), sind auf statistische Fluktuationen der Ereignisrate zurückzuführen. Diese Lücken sind zwar auffällig, bedeuten aber keine statistisch signifikante Abweichung von der konstanten Ereignisrate. Die Stabilität des Detektors, insbesondere des Triggers, wurde sehr gründlich überprüft, und es konnten keine Probleme entdeckt werden.

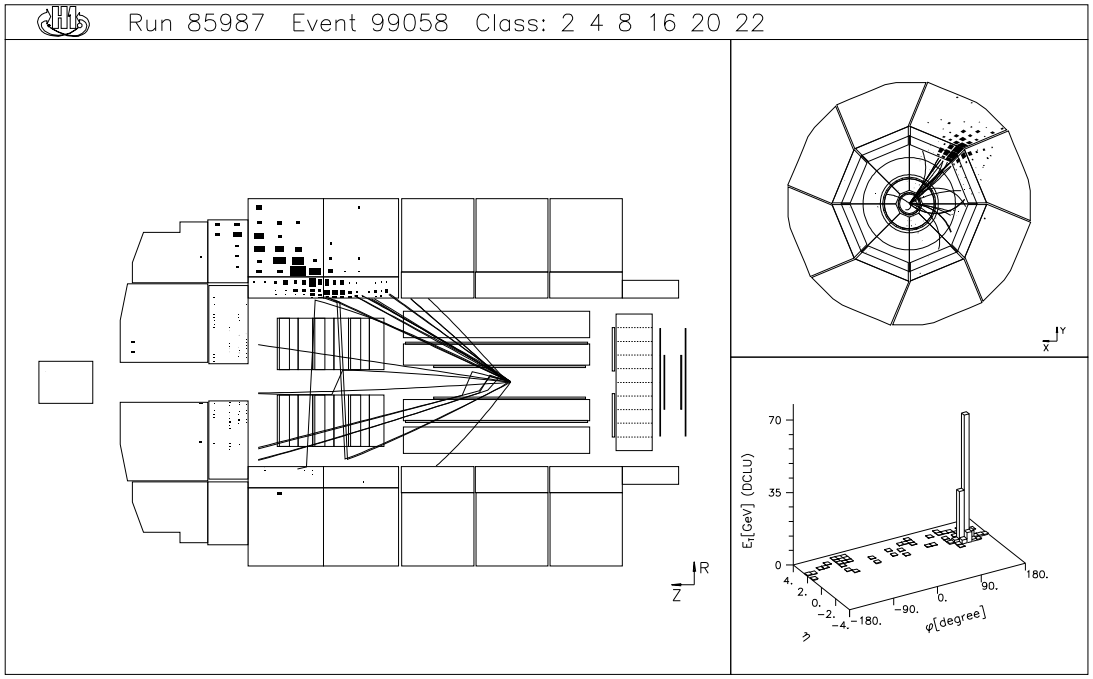

Abbildung 6.5: Der CC-Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls von $P_t = 110$ GeV. Die anderen kinematischen Größen sind: $Q^2 = 26000$, $x = 0.54$ und $y = 0.53$.

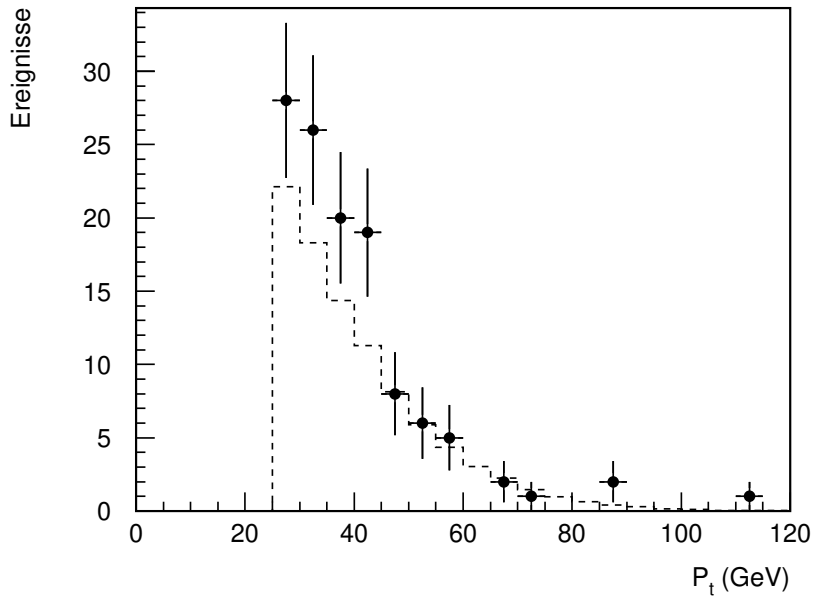

Abbildung 6.6: Transversalimpuls der 118 CC-Kandidaten-Ereignisse. Gestrichelt ist die Verteilung simulierter CC-Ereignisse, die dieselbe Selektion durchlaufen wie die Daten, wobei auch die simulierte Triggerentscheidung benutzt wurde. Die integrierte Luminosität der Simulation entspricht dem 1000-fachen der Daten; sie sind um diesen Faktor herunterskaliert.

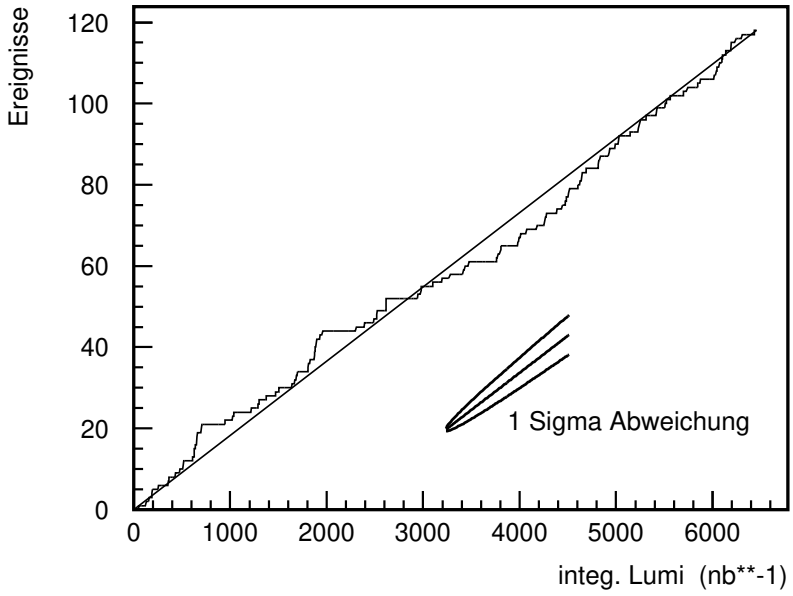

Abbildung 6.7: Stabilität der Datennahme

Die Abbildungen 6.8 a) – d) zeigen Verteilungen des Polarwinkels des gestreuten Quarks Θ_q sowie die kinematischen Größen y, x und Q^2 der 118 CC-Kandidaten. Die Größen werden aus dem hadronischen System nach den Formeln 4.7, 4.11, 4.13 und 4.12 berechnet.

Die Verteilungen zeigen, abgesehen vom Überschuß in einigen Bereichen, gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation; daher ist die Annahme gerechtfertigt, daß die selektierten Ereignisse zum überwiegenden Teil tatsächlich Prozesse mit geladenem Strom darstellen. Die Überschüsse liegen vor allem bei niedrigen rekonstruierten Werten von x, y und Q^2 und entsprechen dem schon diskutierten Überschuß in der P_t-Verteilung.

6.2 Selektionseffizienz

Die zur Selektion der CC-Kandidaten durchgeführten Schnitte können nicht vollständig effizient sein, d.h. sie verwerfen immer auch einige CC-Ereignisse, die im H1-Detektor stattgefunden haben. Die Effizienz, d.h. der Anteil der tatsächlich selektierten an allen stattgefundenen Ereignissen, muß ermittelt werden, um den Wirkungsquerschnitt berechnen zu können. Dazu sind Vergleichsdaten notwendig, die *unabhängig* von den angewendeten Schnitten selektiert sein müssen. Es bieten sich zwei Ereignismengen hierzu an – simulierte CC-Ereignisse und registrierte NC-Ereignisse, aus denen mit einem geeigneten Programm sämtliche Spuren des gestreuten Elektrons entfernt werden und die dann wie CC-Ereignisse aussehen; die Verwendung letzterer hat systematisch große Vorteile und wird im Folgenden näher beschrieben. Die folgenden Unterabschnitte erläutern die Effizienzen der einzelnen Schnitte und beschreiben mögliche systematische Effekte, die zu einer Verfälschung des Ergebnisses beitragen können. Diese Abschnitte dienen vorrangig der Erläuterung – die Einzeleffizienzen der einzelnen Schnitte werden nicht für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet, da Korrelationen zwischen ihnen bestehen. Daher wird im letzten Unterabschnitt eine Gesamteffizienz für alle Selektionsschnitte gemeinsam berechnet.

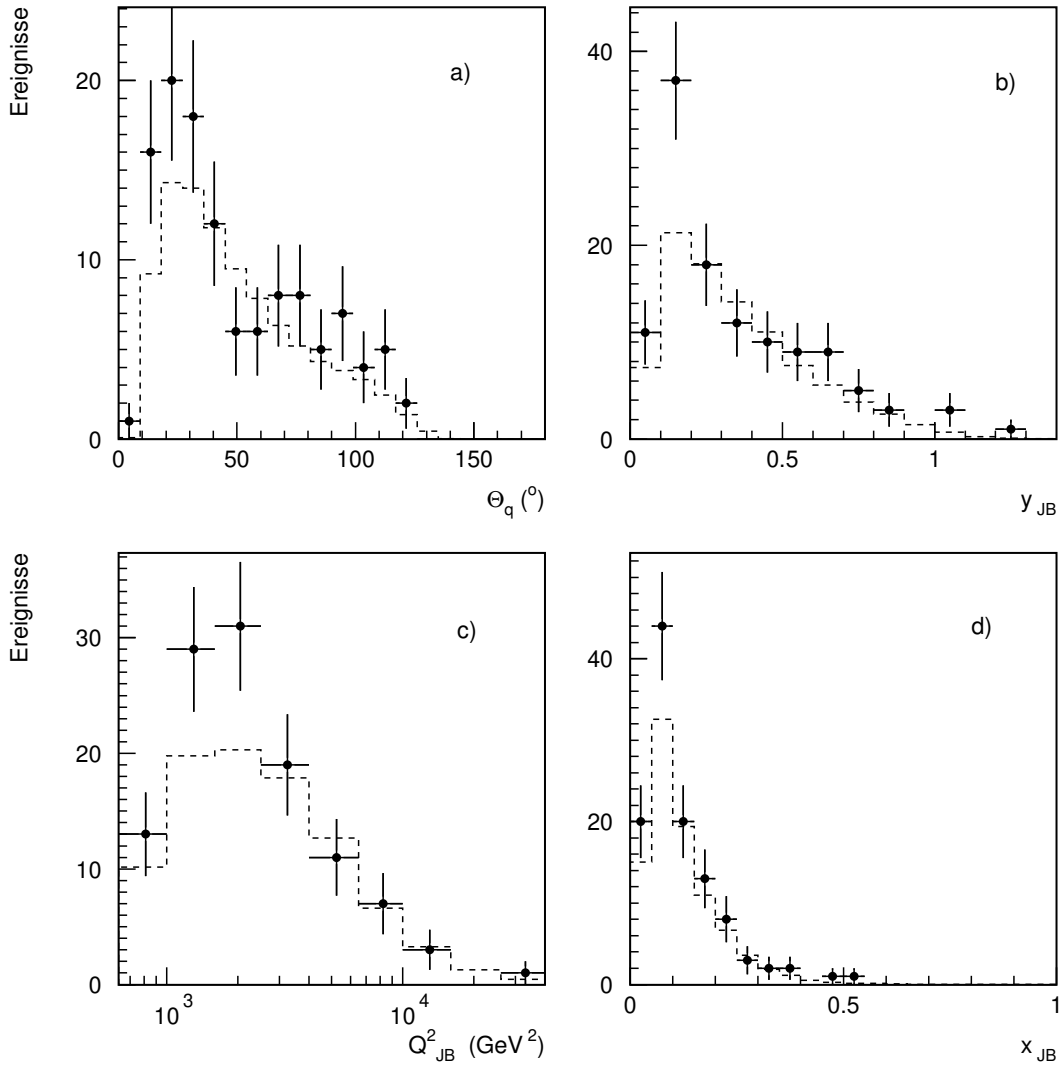

Abbildung 6.8: Eigenschaften der 118 CC-Kandidaten, die jeweils als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt sind. Das gestrichelte Histogramm zeigt die Erwartung aus simulierten Ereignissen, die auf die Luminosität der Daten skaliert sind. Abbildung a) zeigt den Polarwinkel des gestreuten Quarks Θ_q, b) die aus dem Ereignis berechnete Größe y. Hier treten wegen der Meßunsicherheit auch Ereignisse mit $y > 1$ auf, die in den beiden folgenden Figuren nicht enthalten sind, da $y > 1$ dort zu nicht definierten Größen führt. Abbildung c) zeigt den Impulsübertrag Q^2, und Abbildung d) den Impulsbruchteil des gestreuten Quarks im Proton, x.

6.2.1 Die Pseudo-CC-Ereignisse

Die hadronischen Endzustände von CC- und NC-Ereignissen unterscheiden sich nicht wesentlich, wenn die Kinematik der Streuung gleich ist, d.h. bei gleichen Werten von x und y. Daher eignen sich NC-Ereignisse, aus denen programmtechnisch das gestreute Elektron entfernt wird, hervorragend zur Bestimmung der Selektionseffizienz für CC-Ereignisse, denn die Selektion der NC-Ereignisse erfolgt durch das gestreute Elektron völlig unabhängig vom hadronischen Endzustand. Diese behandelten Ereignisse werden „Pseudo-CC-Ereignisse“ genannt.

Sehr unterschiedlich ist jedoch die Verteilung der kinematischen Größen von CC- und NC-Ereignissen, da im geladenen Strom niedriges Q^2 durch die Propagatormasse des W-Bosons stark unterdrückt sind und die Wechselwirkungen eine unterschiedliche Helizitätsstruktur besitzen. Dies wird durch eine geeignete Gewichtung der Pseudo-CC-Ereignisse ausgeglichen.

Herstellung der Pseudo-CC-Ereignisse

Zur Herstellung von Pseudo-CC-Ereignissen werden selektierte NC-Ereignisse benutzt. Zunächst werden in jedem Ereignis aus Energie und Streuwinkel des Elektrons die kinematischen Größen x und y berechnet. Für jedes Ereignis ergibt sich daraus ein Gewichtsfaktor

$$w(x,y) = \frac{\sigma^{CC}(x,y)}{\sigma^{NC}(x,y)}, \tag{6.1}$$

wobei σ^{CC} und σ^{NC} die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation [9] theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte des geladenen bzw. neutralen Stroms sind.

Nun werden in den Ereignissen mit Hilfe eines speziellen Programms alle relevanten Detektordaten, die vom gestreuten Elektron verursacht wurden, beseitigt. Das sind:

- Alle LAr-Kalorimeterzellen, die in einem Konus von 10° um den Schauer des gestreuten Elektrons liegen. (Hierin ist ein evtl. abgestrahltes Photon meist enthalten.)
- Alle Signale in der CJC innerhalb desselben Konus.
- Die vom Elektron ausgelösten digitalisierten Signale in der Triggerlogik des LAr-Kalorimeters.
- Die entsprechenden Triggersignale des z-Vertex-t_0-Triggers.

Nach dieser Modifikation wird die Entscheidung der Triggerlogik durch eine Simulation neu berechnet. Diese Simulation ist exakt, da nur mit den bereits digitalisierten Triggerinformationen gerechnet wird. Anschließend wird das Ereignis vollständig neu rekonstruiert.

Das Ergebnis sind Ereignisse, die sich nicht von registrierten CC-Ereignissen unterscheiden und die durch Gewichtung mit dem Faktor w aus Gleichung 6.1 auch dieselbe kinematische Verteilung besitzen, die für CC-Ereignisse erwartet wird. Immer, wenn im Folgenden von Pseudo-CC-Ereignissen die Rede ist, ist diese Gewichtung vorgenommen. In Abbildung 6.9 zeigt der Vergleich der Transversalimpulsverteilung von Pseudo-CC-Daten und simulierten CC-Ereignissen für $P_t > 20$ GeV ohne weitere Selektion eine gute Übereinstimmung.

Der Vorteil der Verwendung von Pseudo-CC-Ereignissen ist die Unabhängigkeit von der Simulation. Die Detektorantwort auf einfallende Teilchen wird exakt wiedergegeben. Insbesondere die analogen Triggerinformationen, die vom Simulationsprogramm nicht gut reproduziert werden, sind genau bekannt. Auch etwaige Unterschiede der hadronischen Energieskala zwischen Daten und Simulation treten nicht auf. Überdies sind alle Schwankungen in der Qualität der Datennahme, die im Verlauf der zwei Jahre aufgetreten sind, automatisch berücksichtigt, da die Auswahl der Datensätze dieselbe ist wie für die CC-Selektion. Die Triggereffizienz für NC-Ereignisse mit $P_{t,El} > 20$ GeV, die für die Produktion der Pseudo-CC-Ereignisse benutzt werden, ist ca. 99% und konstant, so daß diese Daten zur Bestimmung der CC-Selektionseffizienz verwendet werden können.

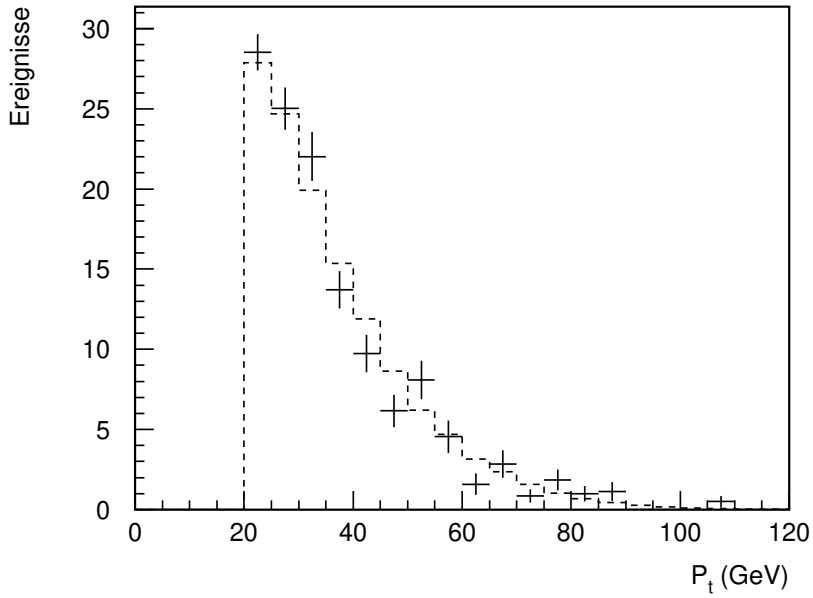

Abbildung 6.9: Verteilung von P_t in Pseudo-CC-Daten (durchgezogen mit Fehlerbalken) und simulierten CC-Ereignissen. Jedes Pseudo-CC-Ereignis ist mit dem Verhältnis zwischen CC- und NC-Wirkungsquerschnitt gewichtet, das für die im Ereignis aus dem gestreuten Elektron bestimmten Werte von x und y berechnet wird. Die simulierten Ereignisse sind auf die integrierte Luminosität der Daten normiert.

Eine Abweichung vom Verhalten realer CC-Ereignisse ergibt sich daraus, daß Strahlungskorrekturen nicht korrekt behandelt werden können. Abstrahlungen von Photonen in NC-Ereignissen, die unter einem großen Winkel zum Endzustands-Elektron erfolgen, lassen sich nicht ohne weiteres aus dem Ereignis entfernen, einerseits, weil die Identifikation technisch schwierig ist, andererseits, weil Anfangs- und Endzustand wegen quantenmechanischer Interferenz nicht trennbar sind. Die Anzahl von Ereignissen mit Abstrahlung unter großem Winkel ist allerdings sehr gering, wie sich durch entsprechende Untersuchungen mit simulierten NC-Ereignissen und auch in den Daten [32] zeigen läßt. Der Effekt auf die Selektionseffizienzen, die mit Hilfe der Pseudo-CC-Ereignisse bestimmt werden, ist vernachlässigbar.

Ein weiterer Unterschied besteht in der Änderung des Quark-Flavours beim geladenen Strom, der beim neutralen Strom nicht auftritt. Der Effekt spielt aber nur bei Prozessen mit schweren Quarks, die sehr selten sind, eine Rolle und wird daher vernachlässigt. Mögliche Fehler in den Gewichten w, die mit Hilfe eines Monte-Carlo-Generators ermittelt sind, sind ebenfalls vernachlässigbar.

Insgesamt ist die Methode der Verwendung von Pseudo-CC-Ereignissen, die in [25] entwickelt und in [33] vervollkommnet wurde, wenn möglich, der Benutzung simulierter Ereignisse vorzuziehen, da sie mit wesentlich geringeren systematischen Unsicherheiten behaftet ist.

6.2.2 Die Vertexbedingung

Die Selektion von Ereignissen, die einen rekonstruierten Vertex innerhalb von 35 cm vom nominalen Vertex aufweisen, verringert zwar den Untergrund und verbessert die P_t-Messung, bringt aber auch Verluste mit sich. CC-Ereignisse sind hiervon besonders betroffen, da ein beträchtlicher Teil der Ereignisse ein unter sehr kleinem Winkel gestreutes Quark aufweist und daher keine Spur

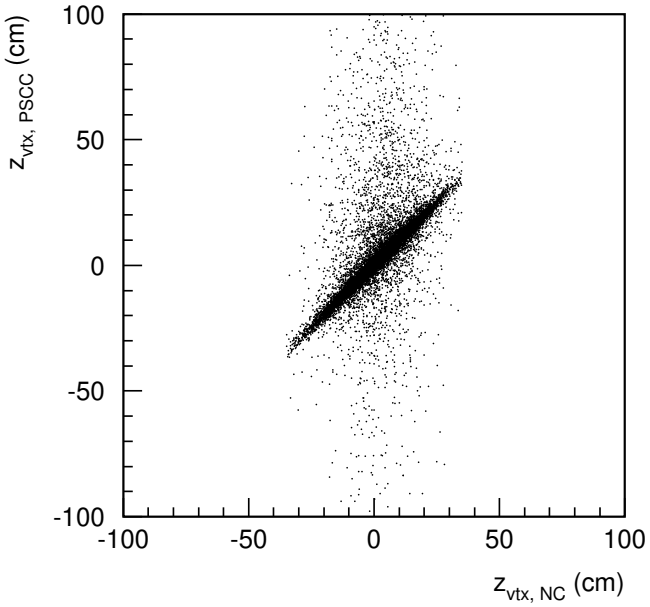

Abbildung 6.10: Die z-Position der Pseudo-CC-Ereignisse ist aufgetragen gegen die z-Position des zugehörigen vollständigen NC-Ereignisses, die auch das gestreute Elektron berücksichtigt. Etwa 1% der Ereignisse fehlt ganz in diesem Diagramm, da nach dem Herausnehmen des Elektrons im Pseudo-CC-Ereignis kein Vertex mehr rekonstruiert werden kann.

im Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer hinterlassen wird. Dies ist in Abbildung 6.8 nur teilweise zu erkennen, da die Ereignisse bei ganz kleinen Winkeln gar nicht nachgewiesen werden können.

Die Bestimmung des Ereignisvertex mit den Vorwärts-Spurkammern allein ist recht ungenau. Erstens ist die Auflösung in der z-Richtung wegen des flachen Winkels schlechter als die der zentralen Spurkammer, zweitens werden häufig zusätzliche Teilchen des Protonrestes am Material der Strahlröhre in den Detektor gestreut, was zu einer Verschiebung der z-Position des rekonstruierten Vertex hin zu großen Werten führen kann.

Dieser Effekt wird in Abbildung 6.10 deutlich. Hier ist für Pseudo-CC-Ereignisse auf der Abszisse die z-Position des Vertex aufgetragen, die aus dem zugehörigen vollständigen NC-Ereignis berechnet wird, also unter Berücksichtigung des gestreuten Elektrons; es besitzt nahezu immer eine Spur in der zentralen Spurkammer, aus der sich der Ereignisvertex mit großer Genauigkeit berechnen läßt. Die Effizienz für die Bestimmung eines Vertex in NC-Ereignissen ist nahezu eins, und die Vertexauflösung ist durch das Vorhandensein der Elektronspur im Bereich weniger Zentimeter. Die Ordinate zeigt die z-Position des Pseudo-CC-Ereignisses. Erkennbar ist die gute Korrelation beider Größen, die dann gegeben ist, wenn auch das Pseudo-CC-Ereignis Spuren in der zentralen Spurkammer hinterläßt. Es gibt jedoch auch weite Ausläufer, besonders hin zu großen Werten in z. Sie stammen fast ausschließlich von solchen Pseudo-CC-Ereignissen, die keine zentrale Spur haben. Zusätzlich hat ein Anteil von 1% der Pseudo-CC-Ereignisse gar keinen rekonstruierten Vertex mehr und ist hier nicht dargestellt.

Insgesamt besitzen 95% der Pseudo-CC-Ereignisse mit $P_t > 25$ GeV noch einen rekonstruierten Vertex innerhalb der geforderten Grenzen, was eine erhebliche Steigerung der Effizienz gegenüber der ohne die Verwendung der Vorwärts-Spurkammern erreichbaren Effizienz von 88% bedeutet.

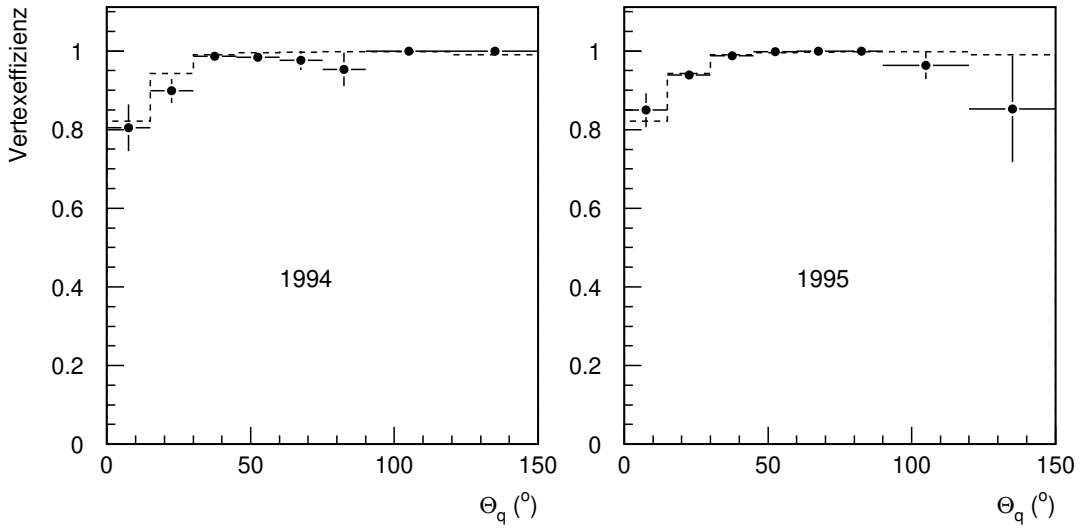

Abbildung 6.11: Effizienz der Vertexbedingung für Pseudo-CC-Ereignisse mit $P_t > 25$ GeV (Punkte mit Fehlerbalken) für die Jahre 1994 und 1995 getrennt und für simulierte CC-Ereignisse (gestricheltes Histogramm, für beide Jahre dasselbe, da nur Simulation mit Bedingungen von 1994 zur Verfügung steht).

Die Selektionseffizienz des Vertexkriteriums für Pseudo-CC-Ereignisse mit $P_t > 25$ GeV, die einen „wahren“ (d.h. unter Hinzunahme des gestreuten Elektrons rekonstruierten) Vertex innerhalb der erlaubten Grenzen aufweisen, ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Es zeigt sich wie erwartet, daß die Effizienz bei kleinem Winkel des hadronischen Systems Θ_q, der mit Hilfe der Jaquet-Blondel-Methode aus dem hadronischen System bestimmt wird, sinkt. Zum Vergleich können leider nur Ereignisse benutzt werden, die nach den Bedingungen von 1994 simuliert sind, da zum Zeitpunkt dieser Analyse noch keine neueren Simulationsdaten zur Verfügung standen.

6.2.3 Der CC-Trigger

Der ETMISS-Trigger, dessen Funktionsweise in Kapitel 3.2.4 beschrieben wird, ist speziell für Ereignissignaturen mit Transversalimpuls ausgelegt. Die nominale Triggerschwelle liegt bei $P_t = 6$ GeV. Die tatsächliche Schwelle liegt weitaus höher, was folgende Gründe hat:

In den Kalorimeterzellen tritt elektrisches Rauschen auf, um so mehr, je größer die Zellen sind, da der Rauschpegel mit der Kapazität ansteigt. Die Zellen eines Kalorimeterbereichs werden analog zu „Trigger Towers“ zusammengefaßt, wodurch sich das Rauschen verstärkt. Danach durchlaufen die Signale Diskriminatoren zur Rauschunterdrückung, die sog. „AGM (Analog Gating Modules)“. Danach werden die Signale wiederum zu „Big Towers“ zusammengefaßt und digitalisiert. Nun ist das Rauschen der einzelnen Zellen stärker als vorausgesehen, daher müssen die AGM-Schwellen hoch eingestellt sein. Dadurch aber ist es nicht unwahrscheinlich, daß Energiedepositionen, die sich auf mehr als einen Trigger Tower verteilen und dadurch in jedem einzelnen Trigger-Tower nur wenig Energie deponieren, ganz unter die Schwelle fallen und zum Triggersignal nicht beitragen.

Die Effizienz des CC-Triggers kann mit Hilfe von Pseudo-CC-Ereignissen bestimmt werden, da der CC-Trigger eines Pseudo-CC-Ereignisses unabhängig vom Elektron-Trigger des dazugehöri-

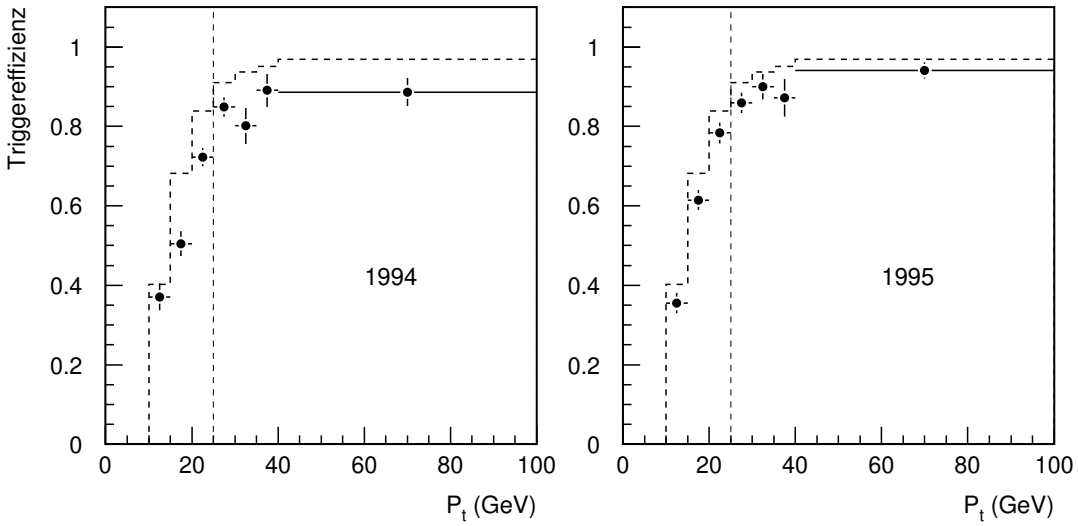

Abbildung 6.12: Effizienz des ETMISS-Triggers als Funktion des Transversalimpulses bestimmt mit Pseudo-CC-Daten der Jahre 1994 und 1995 (Punkte mit Fehlerbalken). Das gestrichelte Histogramm zeigt die Effizienz in simulierten Ereignissen (auf beiden Seiten dieselbe Simulation der Bedingungen von 1994). Die senkrechte Linie markiert den Schnitt $P_t > 25$ GeV.

gen NC-Ereignisses ist. Nach dem Entfernen aller Signale des Elektrons wird die Entscheidung des CC-Triggers basierend auf dem hadronischen System des Ereignisses neu berechnet.

Die Abhängigkeit der Triggereffizienz von P_t ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Die ansteigende Flanke erstreckt sich über einen Bereich von ca. 15 GeV und überschreitet erst bei 15 GeV die 50%-Marke. Für $P_t > 25$ GeV wird eine Effizienz von 0.87 (1994) bzw. 0.92 (1995) erreicht. Der Unterschied zwischen 1994 und 1995 erklärt sich aus erheblichen Optimierungen, die in der Zwischenzeit durchgeführt wurden. Vor allem die Schwellen der AGM-Module konnten besser kalibriert werden, so daß die Schwellen 1995 im Mittel niedriger lagen.

Es zeigt sich eine deutliche Abweichung der Simulation von den Daten. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Detektorantwort und die analoge Triggerelektronik nicht hinreichend genau beschrieben werden. Insbesondere das Rauschverhalten der Kalorimeterzellen ist bisher nicht ausreichend verstanden, und die analogen Schwellen sind im Simulationsprogramm nicht richtig eingestellt. Einen Grund für die mangelnde Übereinstimmung liefert Abbildung 6.13. Die Darstellung der Triggereffizienz in Abhängigkeit vom Polarwinkel des hadronischen Systems zeigt, daß im zentralen Bereich des Detektors der Unterschied zwischen Simulation und Daten besonders groß ist. Hier sind die Kalorimeterzellen groß, ihr Rauschverhalten wird unterschätzt, und in der Folge werden die analogen Schwellen niedriger angenommen, als sie tatsächlich sind. Das wirkt sich im Bereich mit großem Θ_q besonders stark aus, da hier die hadronischen Jets breit sind und sich ihre Energie auf viele Trigger-Towers verteilt.

Bei ganz kleinen Winkeln muß die Triggerschwelle sehr hoch eingestellt – und damit die Effizienz verringert – werden, um hohe Untergrundraten zu verhindern, denn in diesen Winkelbereich fällt bei sehr vielen Ereignissen ein Teil des Protonrests, der erheblichen Transversalimpuls im Trigger vortäuschen kann.

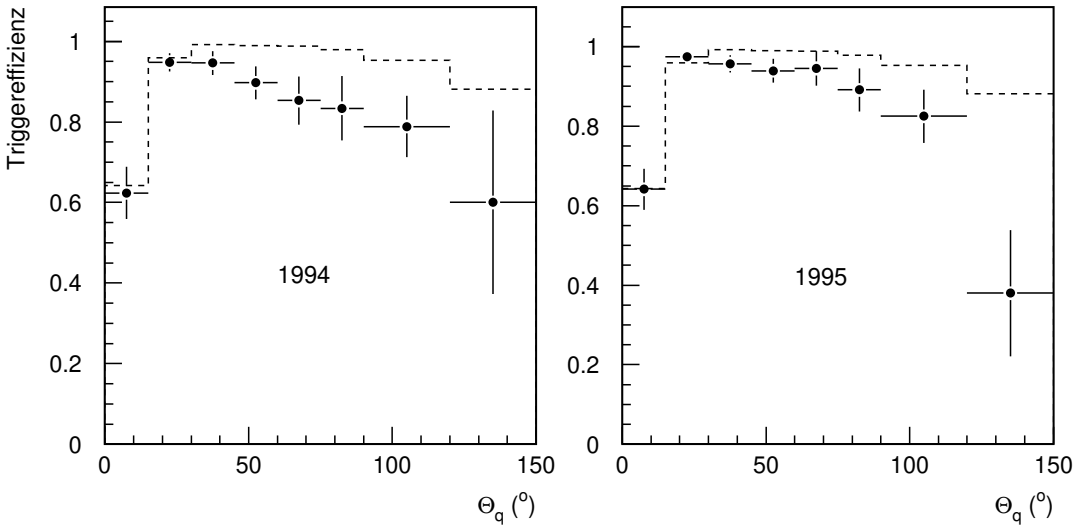

Abbildung 6.13: Hier wird die Effizienz des CC-Triggers als Funktion des hadronischen Winkels Θ_q für Ereignisse mit $P_t > 25$ GeV gezeigt. Punkte mit Fehlerbalken stellen die Pseudo-CC-Daten dar, die gestrichelte Linie zeigt simulierte CC-Ereignisse mit der Simulation der Bedingungen von 1994.

6.2.4 CC-Selektionseffizienz der Untergrundunterdrückung

Die Filterprogramme, die der Unterdrückung von Myon-induzierten Untergrundereignissen dienen, wurden in Kapitel 4.1.3 beschrieben. Sie verwerfen im Einzelfall auch CC-Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird mit Pseudo-CC-Ereignissen abgeschätzt. Es ergibt sich eine Effizienz der Untergrundfilter von 0.98 in beiden Jahren 1994 und 1995. Die Bestimmung dieser Effizienz aus den Daten ist essentiell. Simulierte Ereignisse eignen sich hierfür nicht, da die Ineffizienz meist von subtilen Detektoreffekten, wie z.B. extremen Fluktuationen der Energiemessung, verursacht wird, die in der Simulation nicht vorkommen. In simulierten Ereignissen haben die Filterprogramme eine Effizienz nahe 100%.

6.2.5 Migrationen in P_t

Der Wirkungsquerschnitt geladener Ströme soll gemessen werden für $P_{t,\nu} > 25$ GeV, gemessen wird aber der im Detektor deponierte hadronische Transversalimpuls $P_{t,had}$. Durch Fluktuationen der Energiemessung, Akzeptanzverluste etc. entsprechen sich diese beiden Größen nicht unbedingt. Um diese Effekte auszugleichen, wird im Folgenden die Effizienz des Selektionsschrittes $P_t > 25$ GeV ermittelt.

Die Verteilung von $P_{t,had}$ gegen $P_{t,\nu}$ in simulierten CC-Ereignissen ist in Abbildung 6.14 links dargestellt. Die Breite der Streuung ist recht groß; sie beträgt ca. 4 GeV im Bereich von $P_{t,\nu} \approx 25$ GeV. Es fällt auf, daß die Verteilung nicht symmetrisch um die Diagonale liegt. Bei niedrigem P_t wird zu wenig P_t gemessen. Das läßt sich anhand der rechten Figur erklären, die den Zusammenhang zwischen $P_{t,\nu}$ und hadronischem Winkel Θ_q zeigt. Kleine Werte von P_t werden bevorzugt bei kleinem oder großem hadronischen Winkel erzeugt, was hohe Akzeptanzverluste zur Folge hat (hier sind keine Schnitte auf die Energie im Rückwärtskalorimeter gemacht). Hoher Transversalimpuls wird allerdings eher überschätzt; das liegt an dem Korrekturfaktor von 1.08 (bzw. 1.1 für simulierte Ereignisse), der für den Durchschnitt der Ereignisse bestimmt wurde. Auch wurde die Korrektur mit

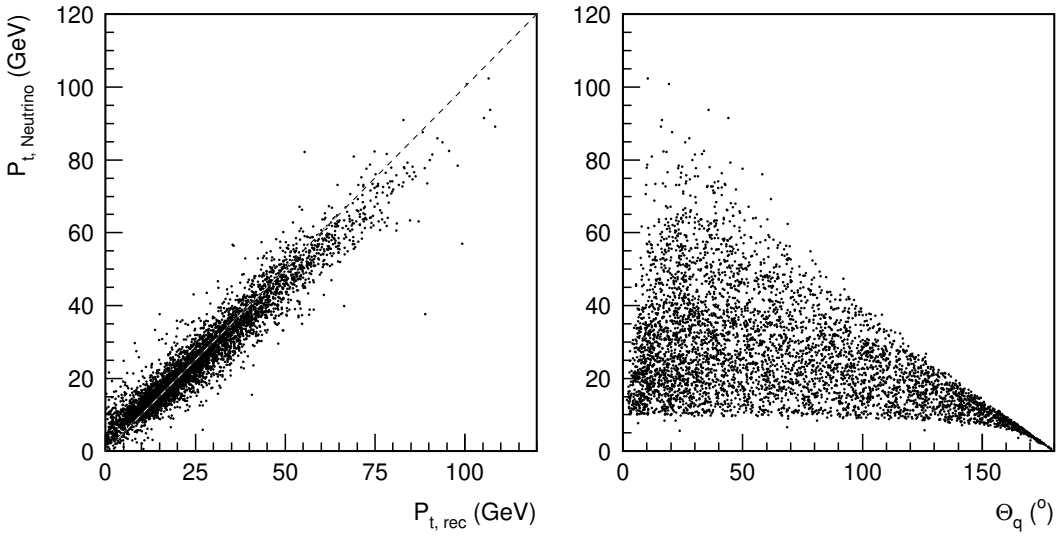

Abbildung 6.14: Die linke Verteilung zeigt für simulierte CC-Ereignisse den Transversalimpuls des gestreuten Neutrinos $P_{t,\nu}$ und den im Kalorimeter gemessenen Transversalimpuls $P_{t,had}$. Sie zeigt die Unschärfe der Energiemessung und die daraus folgenden Migrationen. Es sind keine Schnitte auf die Ereignisse angewendet worden. Die rechte Verteilung zeigt für dieselben Ereignisse $P_{t,\nu}$ gegen den Winkel des hadronischen Systems $P_{t,had}$, der hier aus den generierten Größen berechnet ist.

NC-Ereignissen ermittelt; sie hat wegen der Unterschiedlichkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts nicht ohne weiteres für CC-Ereignisse Gültigkeit. Der Wert des Korrekturfaktors spielt aber für die Messung des Wirkungsquerschnitts keine Rolle, da die Schnitteffizienz eben diesen Effekt ausgleicht. Wichtig ist nur, daß Daten und Simulation nach der Korrektur dieselbe Energieskala aufweisen. Das läßt sich in den Daten mit CC-Ereignissen nicht testen, da das gestreute Lepton nicht zur Verfügung steht. Daher verläßt sich die Analyse auf die mit NC-Ereignissen gefundene Übereinstimmung.

Alle Effekte, die die Energiemessung beeinflussen, auch die gewählte Energieskala, finden Berücksichtigung in der P_t-Schnitt-Effizienz. Das ist die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse mit $P_{t,\nu} > 25$ GeV, auch der Bedingung $P_{t,had} > 25$ GeV zu genügen. Notwendig für diese Reduktion aller Migrationsprozesse auf eine Verhältniszahl ist die Kenntnis der Form des Wirkungsquerschnitts für den untersuchten Prozeß. Es können entweder simulierte Ereignisse zur Bestimmung der Schnitteffizienz benutzt werden, deren Verteilung der Form des Wirkungsquerschnitts gehorcht, oder Pseudo-CC-Ereignisse, die die Kenntnis des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts in den Gewichtsfaktoren tragen. Die absolute Höhe des Wirkungsquerschnitts geht allerdings in die Bestimmung der Schnitteffizienz nicht ein.

In Abbildung 6.15 zeigt das obere Histogramm die Verteilung von $P_{t,\nu}$ in simulierten CC-Ereignissen. Das untere, schattierte Histogramm zeigt davon alle diejenigen Ereignisse, deren gemessenes P_t größer als 25 GeV ist. Im schattierten Bereich links der eingezeichneten Linie befinden sich also Ereignisse, die in den Signalbereich hinein migrieren, im weiß gebliebenen Bereich zwischen den beiden Histogrammen rechts der Linie fehlen die Ereignisse, die aus dem Signalbereich heraus migriert sind. Die Differenz dieser beiden Bereiche, geteilt durch die Gesamtzahl der Ereignisse mit $P_{t,\nu} > 25$ GeV, ist die gesuchte Migrationskorrektur. Sie beträgt 1.04 ± 0.01 $(stat.)$.

Der dominierende systematische Fehler der ganzen Messung liegt in der Unsicherheit der hadroni-

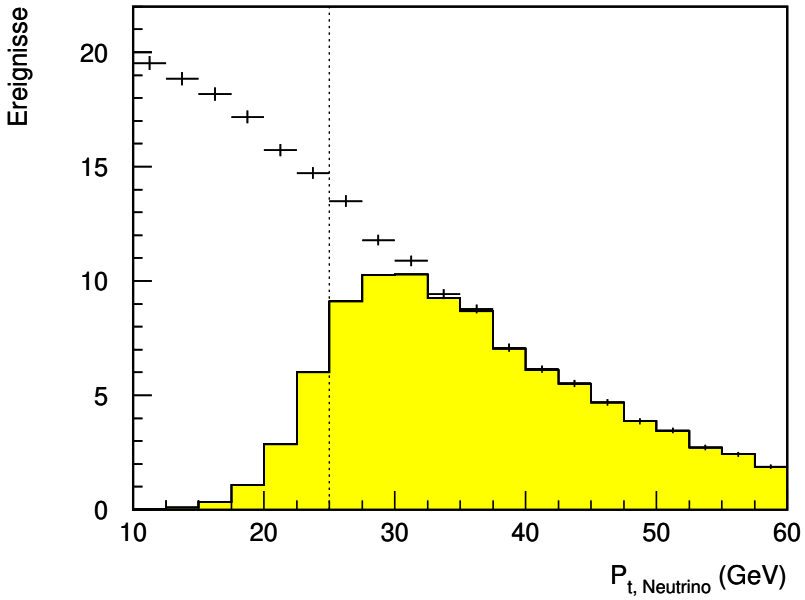

Abbildung 6.15: Migrationen von simulierten CC-Ereignissen. Das obere Histogramm zeigt alle simulierten Ereignisse, das untere nur die mit gemessenem $P_t > 25$ GeV. Rechts und links der bei $P_{t,\nu} = 25$ GeV eingezeichneten Linie sind die durch Meßunsicherheiten verursachten Migrationen zu erkennen.

schen Energieskala (s. Abschnitt 5.1.2). Eine Variation dieser Skala um 0.05 ergibt eine Variation der Schnitteffizienz um 0.07. Ein Vergleich verschiedener Versionen des Simulations- und Rekonstruktionsprogramms ergibt Unterschiede von 0.02, ist also vernachlässigbar gegenüber der Energieskalenunsicherheit.

Das Ergebnis läßt sich durch Verwendung von Pseudo-CC-Ereignissen überprüfen, was allerdings größere technische Probleme bereitet. Zunächst muß möglichst sichergestellt werden, daß die Elektronenergie (und damit der Transversalimpuls, die Winkelunsicherheit ist vernachlässigbar) gut gemessen ist. Dazu werden alle Ereignisse entfernt, deren Elektron in Spalten zwischen den Kalorimetermodulen fliegt. Sie treten bei bestimmten Werten der Koordinaten Θ und ϕ auf. Um jeden wird in ϕ ein Bereich von 4° und in Θ ein Bereich von 2.5° ausgespart. Der Winkelschnitt für Elektronen beträgt 140°; ein kleinerer Winkelschnitt würde durch eine kinematische Einschränkung des Transversalimpulses das Ergebnis verfälschen.

Die Migrationen von Pseudo-CC-Ereignissen sind in Abbildung 6.16 dargestellt, mit $P_{t,El}$ statt $P_{t,\nu}$ auf der Abszisse. Das Abknicken des oberen Histogramms bei niedrigen Werten von $P_{t,El}$ ist auf den Winkelschnitt für das Elektron zurückzuführen. Die Selektionseffizienz wird mit dieser Methode zu 1.04 ± 0.04 $(stat.)$ ermittelt, in Bestätigung des mit simulierten Ereignissen gewonnenen Ergebnisses.

Auch mit dieser Methode bleibt eine Unsicherheit der Energieskala erhalten, auf der die Rekonstruktion der elektromagnetischen und der hadronischen Energie beruht. Eliminiert wird nur die relative Unsicherheit zwischen Daten und simulierten Ereignissen. Hinzu kommen neue Unsicherheiten. Das Ergebnis erweist sich als empfindlich in der Größenordnung von 0.03 auf die speziellen Schnitte der Elektronselektion (s. oben). Auch sind mit dem Entfernen der Elektronen, die in totes Material fliegen, nicht unbedingt alle fehlgemessenen Elektronen beseitigt.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird also die Effizienz des Schnittes auf $P_t >$

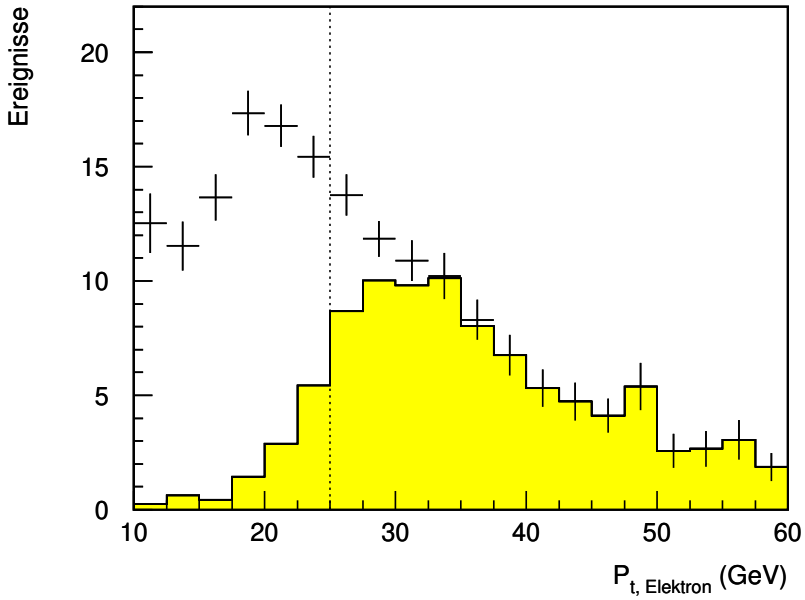

Abbildung 6.16: Hier sind die Migrationen um den Schnitt bei $P_t = 25$ GeV mit Pseudo-CC-Ereignissen dargestellt. Die Rolle von $P_{t,\nu}$ wird von $P_{t,El}$ übernommen, ansonsten gilt die Beschreibung von Abbildung 6.15.

25 GeV mit Hilfe von simulierten CC-Ereignissen bestimmt. Die Verwendung von Pseudo-CC-Ereignissen bietet hier keinen Vorteil. Die Schnitteffizienz beträgt $1.04 \pm 0.01\ (stat.) \pm 0.07\ (syst.)$.

6.2.6 Gesamtkorrektur

Die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts notwendige Korrektur aller in den letzten Abschnitten genannten Effekte wird durch Multiplikation von zwei Anteilen bestimmt: Die Effizienz des Schnittes auf $P_t > 25$ GeV wurde in Abschnitt 6.2.5 mit simulierten CC-Ereignissen ermittelt. Dieses Verfahren hat gegenüber der Bestimmung mit Pseudo-CC-Daten systematische Vorteile und wird daher weiterhin getrennt behandelt. Der zweite Teil, die Effizienz aller anderen Selektionsschnitte, die in den vorangegangenen Abschnitten einzeln behandelt wurden, wird mit Hilfe von Pseudo-CC-Daten gemeinsam bestimmt. Eine getrennte Berechnung der Effizienzen ist nicht sinnvoll, da die Schnitte nicht unabhängig voneinander sind. So verlangt z.B. der CC-Trigger mit niedriger Schwelle die Existenz von geladenen Spuren, während für die hohe Schwelle keine Spuren nötig sind. Solche komplizierten Abhängigkeiten lassen sich nicht leicht faktorisieren.

Die gesamte Selektionseffizienz ergibt sich also aus der Berechnung einer bedingten Wahrscheinlichkeit mit Hilfe von gewichteten Pseudo-CC-Ereignissen: Wie groß ist für Ereignisse, die der Bedingung

- technische Vorselektion,
- das volle Ereignis unter Einbeziehung des gestreuten Elektrons besitzt einen Vertex mit $|z_{vertex}| < 35$ cm bezogen auf den nominalen Nullpunkt und
- $P_t > 25$ GeV

genügen, die Wahrscheinlichkeit, daß außerdem die folgende Selektion erfüllt wird:

- Der CC-Trigger wird ausgelöst,
- ein Vertex errechnet aus dem hadronischen Teil des Ereignisses existiert mit $|z_{vertex}| < 35$ cm und
- die Untergrundfilter sprechen nicht an.

Das Ergebnis dieser gemeinsamen Berechnung beträgt 0.81 ± 0.02 $(stat.)$ für das Jahr 1994, 0.88 ± 0.02 $(stat.)$ für das Jahr 1995 und für beide Jahre kombiniert 0.85 ± 0.01 $(stat.)$.

Die systematische Unsicherheit aufgrund der hadronischen Energieskala beträgt hier nur 0.005. Sie verursacht nur einen Fehler zweiter Ordnung, da die Triggereffizienz bei $P_t = 25$ GeV bereits ein Plateau erreicht hat, und die anderen Schnitte im wesentlichen unabhängig vom Transversalimpuls sind. Systematische Unsicherheiten, die durch die Gewichtung der Pseudo-CC-Ereignisse mit dem Verhältnis der NC- und CC-Wirkungsquerschnitte auftreten, gehen in noch niedrigerer Ordnung in das Ergebnis ein und werden daher vernachlässigt.

Die Selektionseffizienz multipliziert mit dem in Abschnitt 6.2.5 ermittelten Wert für die Effizienz des P_t-Schnittes ergibt eine Gesamteffizienz ε der Selektion von Ereignissen mit gemessenem $P_t > 25$ GeV für die Ereignismenge der CC-Ereignisse mit $P_{t,\nu} > 25$ GeV von 0.88 ± 0.02 $(stat.) \pm 0.07$ $(syst.)$. Der systematische Fehler wird dominiert von der Unsicherheit in der hadronischen Energieskala.

6.3 Untergrund

Zwei mögliche Ursachen für Untergrund in der Menge der CC-Kandidaten werden betrachtet: Ereignisse, die von einlaufenden Myonen oder Kollisionen von Halo-Protonen mit Restgas-Atomen bzw. mit dem Strahlrohr verursacht werden, und solche aus ep-Wechselwirkungen.

Die Unterdrückung von Untergrundereignissen, die nicht aus ep-Wechselwirkungen stammen, ist in Abschnitt 4.1.3 beschrieben. Da alle CC-Kandidaten von mehreren Personen unabhängig einer visuellen Kontrolle unterzogen wurden, ist eine Kontamination mit solchen Untergrundereignissen beinahe auszuschließen. Der mögliche Untergrund von ep-Ereignissen wird im folgenden getrennt für die verschiedenen Ereignisklassen diskutiert.

6.3.1 Untergrund von γp-Ereignissen

Der dominante Untergrundbeitrag kommt von γp-Ereignissen, da diese über eine rein hadronische Signatur verfügen wie die CC-Ereignisse und sich daher nicht einfach von diesen unterscheiden lassen. Möglich wäre eine Unterdrückung von γp-Ereignissen aufgrund ihrer Zwei-Jet-Topologie, die in CC-Ereignissen selten ist – dieser Weg wird hier nicht beschritten, um Einflüsse der Simulation des hadronischen Endzustandes möglichst gering zu halten. Selektieren ließen sich auch γp-Ereignisse, deren gestreutes Elektron im Elektron-Tagging-Detektor gefunden wird. Das ist jedoch nur in ca. 15% der γp-Ereignisse der Fall. Überdies ist eine Selektion basierend auf dem Tagging-Detektor problematisch, da auch die zufällige Überlagerung zwischen einem CC-Ereignis und einem der sehr häufigen Bethe-Heitler-Streuereignisse ein Elektron im Tagging-Detektor aufweist.

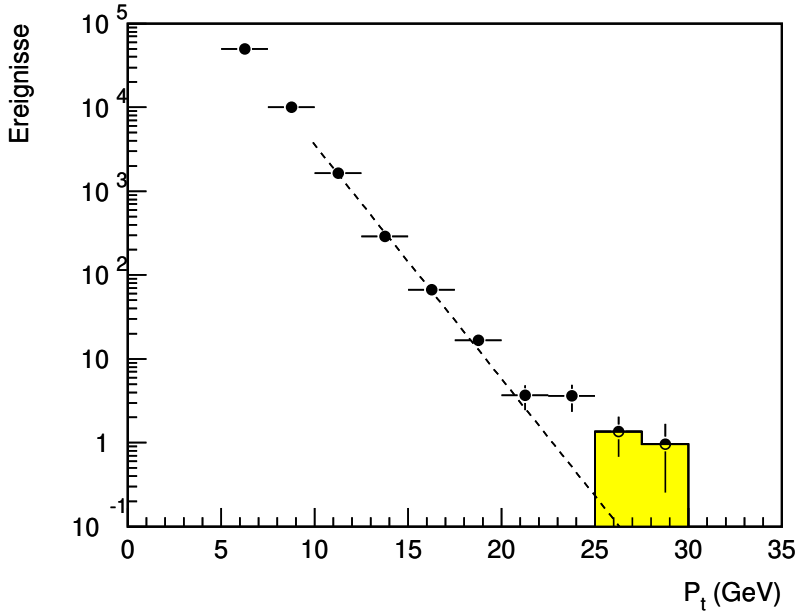

Abbildung 6.17: Das P_t-Spektrum von simulierten γp-Ereignissen im Hinblick auf Untergrund in der CC-Ereignismenge. Die Verteilung ist auf die Luminosität der Daten normiert. Die Triggereffizienz ist konstant gleich 0.9 angenommen. Der Bereich $P_t > 25$ GeV ist als Untergrund gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung einer Exponentialfunktion an die Flanke des Spektrums; sie hat nur den Zweck, die Abweichung von diesem exponentiellen Abfall bei hohen Werten von P_t zu zeigen.

Photoproduktionsereignisse kommen als CC-Kandidaten in Frage, wenn ihr Transversalimpuls 25 GeV übersteigt. Die Häufigkeit des Auftretens solcher extremen Fluktuationen kann mit simulierten Ereignissen ermittelt werden. Abbildung 6.17 zeigt das P_t-Spektrum von simulierten γp-Ereignissen, deren Anzahl in etwa der dreifachen Statistik der Daten entspricht. Es wird keine Triggerbedingung in den simulierten Ereignissen verlangt, sondern eine konstante Effizienz von 0.9 angenommen, da der Untergrund für den Bereich $P_t > 25$ GeV bestimmt werden soll. Das im letzten Kapitel entwickelte einfache Kalorimetermodell wird hier nicht verwendet, da vollständig simulierte Ereignisse mit der dreifachen integrierten Luminosität der aufgenommenen Daten zur Verfügung stehen, was zur Abschätzung des Untergrundes ausreicht.

Die Flanke des Transversalimpulsspektrums der γp-Ereignisse stimmt sehr gut mit einem exponentiellen Abfall überein. Für dieses Verhalten kann kein fundamentaler Grund angegeben werden, es ergibt sich empirisch. Es zeigt sich aber, daß die extremen Ausläufer von dieser Form abweichen. Würde die exponentielle Flanke in die Signalregion $P_t > 25$ GeV extrapoliert, so würden dort ca. 0.3 Ereignisse erwartet. Mit voller Simulation werden 6 simulierte Ereignisse in der Signalregion gefunden, die nach Multiplikation mit der relativen Luminosität und der Triggereffizienz eine Erwartung von 2.2 ± 0.9 $(stat.)$ Ereignissen in den Daten ergeben.

Es ist sehr schwierig, eine systematische Unsicherheit für diese Untergrundabschätzung anzugeben. Es ist möglich, daß die Prozesse, die zu solch hohem Transversalimpuls in γp-Ereignissen führen, nicht ausreichend vom Simulationsprogramm beschrieben werden. Denn erstens ist die Simulation von extremen Ausläufern einer Verteilung mittels Monte-Carlo-Techniken immer unsicher. Zweitens gehen hier physikalische Parameter ein, die noch nicht gut oder gar nicht gemessen sind, wie z.B. die Gluondichte im Proton bei hohem x; sie spielt eine Rolle, da schwere Quarks vor allem durch den Boson-Gluon-Fusionsprozeß produziert werden. Für diese Analyse

wird, zugegebenermaßen ohne gute Begründung, eine Unsicherheit von 100% für den erwarteten γp-Untergrund angenommen, in der Hoffnung, daß diese Abschätzung konservativ ist. So ergibt sich ein erwarteter Untergrund von $2.2^{+2.4}_{-2.2}$ Ereignissen in der Signalregion, wobei statistische und systematische Unsicherheit quadratisch summiert wurden.

Der Untergrund liegt, wie zu erwarten, in den untersten P_t-Intervallen des CC-Signalbereiches. Der beobachtete Überschuß von registrierten Ereignissen (vgl. Abbildung 6.6) liegt auch bei niedrigem P_t, erstreckt sich allerdings bis 45 GeV. Der hier ermittelte γp-Untergrund reicht nicht aus, um das beobachtete Transversalimpulsspektrum zu beschreiben. Die Annahme, der Untergrund sei zehnmal so hoch und in P_t flach verteilt bis zu 45 GeV, was nötig wäre, um die Verteilung der registrierten Ereignisse im Bereich 25 GeV $< P_t <$ 45 GeV zu erklären, ist nicht plausibel. Insbesondere widerspricht dem die gute Übereinstimmung des Transversalimpulsspektrums von Daten und simulierten Ereignissen unterhalb dieses Bereichs (s. Abbildung 5.18).

6.3.2 Untergrund von NC-Ereignissen

Wie in Abschnitt 5.5.1 dargestellt kommt es in NC-Ereignissen durch Akzeptanzverluste zu sehr großen Ausläufern hin zu großem Transversalimpuls. Jedoch weisen alle diese Ereignisse ein gestreutes Elektron auf, selbst wenn dieses vom Elektron-Identifikations-Programm nicht gefunden werden konnte (vgl. Abbildung 5.19). Dieses Elektron bleibt aber bei der visuellen Inspektion der Ereignisse nicht verborgen. Insgesamt werden aus der Menge von 328 Ereignissen, die nach der automatischen CC-Selektion verblieb, 15 Ereignisse entfernt, die ein gestreutes Elektron im LAr-Kalorimeter aufweisen, das meist per Programm nicht identifiziert wird. Diese Elektronen fliegen entweder in totes Material zwischen Kalorimetermodulen („Cracks“) oder in den rückwärtigen Teil des LAr-Kalorimeters, wo die Nachweiseffizienz durch die geringe Dicke des Kalorimeters reduziert ist. Es ist nicht möglich, daß ein tatsächliches Elektronereignis der visuellen Inspektion entgeht.

Eine Ausnahme stellen Elektronen dar, die unter kleinem Winkel in die Kante des LAr-Kalorimeters oder die vordere Strahlröhre gestreut werden und daher nicht erkannt werden können. Eine Abschätzung der Häufigkeit von Elektronen mit kleinem Streuwinkel ergibt sich aus Abbildung 6.18. Sie zeigt den Polarwinkel des gestreuten Elektrons für gemessene Elektronereignisse mit $P_{t,El} > 25$ GeV und die theoretische Erwartung für diese Verteilung, die mit simulierten NC-Ereignissen bestimmt wird. Das Elektron-Identifikations-Programm erkennt Elektronen nur oberhalb von 10°, und auch für die visuelle Erkennung muß eine ähnliche Grenze angenommen werden. Im Winkelbereich unterhalb von 10° werden 0.35 ± 0.35 Ereignisse vorhergesagt. Eine genauere Abschätzung ist zur Zeit nicht möglich, da keine Simulation mit entsprechend großer Statistik existiert.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Untergrund in den selektierten CC-Kandidaten klein, aber nicht vernachlässigbar ist. Untergrund von nicht-ep-Ereignissen wird ausgeschlossen. Der erwartete Untergrund von Photoproduktions- und NC-Prozessen beträgt 2.6 ± 2.4 Ereignisse und ist stark durch Photoproduktion dominiert.

6.4 Der CC-Wirkungsquerschnitt

Mit der Zahl von $N = 118$ selektierten CC-Kandidaten, einem erwarteten Untergrund von $B = 2.6$ Ereignissen und einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} = 6.38$ pb^{-1} in der Periode der Datennahme und der oben ermittelten Gesamtkorrektur $\varepsilon = 0.88$ ergibt sich nach der Formel

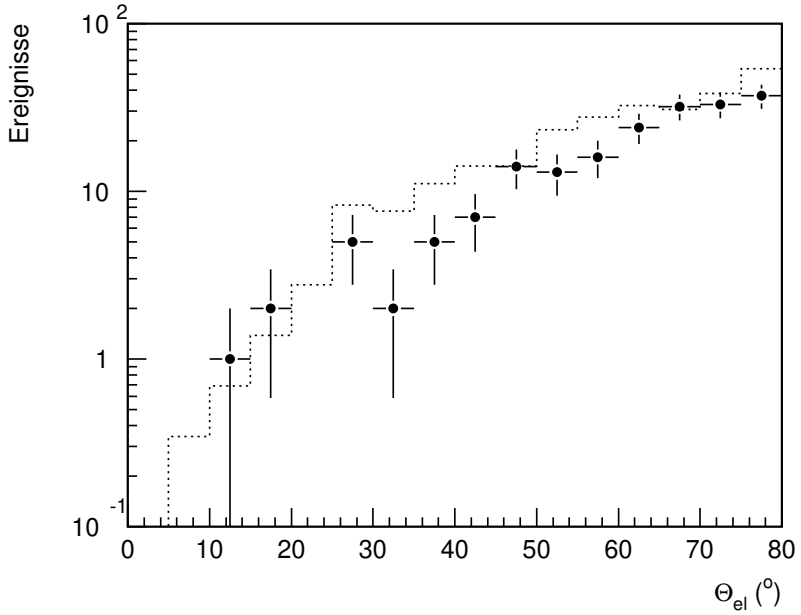

Abbildung 6.18: Winkelverteilung des gestreuten Elektrons in registrierten Elektronereignissen mit $P_{t,El} > 25$ GeV (Punkte mit Fehlerbalken). Das gestrichelte Histogramm zeigt die theoretische Erwartung.

$$\sigma = \frac{N - B}{\varepsilon \times \mathcal{L}} \tag{6.2}$$

der Wirkungsquerschnitt für e^+p-Streuprozesse mit geladenem Strom, deren Neutrino einen Transversalimpuls von mehr als 25 GeV besitzt

$$\sigma^{CC}(P_{t,\nu} > 25 \text{ GeV}) \;=\; 20.6 \pm 2.0\ (stat.) \pm 1.7\ (syst.) \text{ pb}.$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus der Zählstatistik der CC-Kandidaten und der statistischen Unsicherheit der Gesamtkorrektur, da diese durch die Anzahl der Pseudo-CC-Ereignisse bedingt wird. Der systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Summation der in den vorangegangenen Abschnitten ermittelten Unsicherheiten.

Der theoretische Wert liegt bei 15.8 ± 0.6 pb. Er wurde unter Berücksichtigung radiativer Korrekturen der Ordnung $O(\alpha)$ und mit der Parametrisierung MRSH [11] für die Quarkdichten im Proton mit Hilfe des HERACLES-Programms [10] ermittelt (s. Abschnitt 2.5).

Der gemessene Wert liegt ca. zwei Standardabweichungen über diesem erwarteten Wert. Damit setzt sich, wenn auch in abgeschwächter Form, die Tendenz fort, die bereits in dem von der H1-Kollaboration früher veröffentlichten Wert von $\sigma^{CC}(P_{t,\nu} > 25 \text{ GeV}) = 21.9 \pm 3.4\ (stat.) \pm 2.0\ (syst.)$ pb zutage tritt; er wurde mit einer integrierten Luminosität von 2.7 pb^{-1} gemessen [34].

Die Ereignisse, die diese Abweichung verursachen, sind vor allem im Transversalimpulsintervall $25 \text{ GeV} < P_t < 45 \text{ GeV}$ zu finden. Prozesse, die jenseits des Standardmodells liegen, wie z.B. Kontaktwechselwirkungen oder schwere zusätzliche W-Bosonen, erzeugen eher Überschüsse bei hohen Werten von Q^2 bzw. P_t, die in der Ereignismenge nicht auftreten.

Kapitel 7

Suche nach supersymmetrischen Teilchen

In Kapitel 5 wird eine gute Übereinstimmung des inklusiven P_t-Spektrums von registrierten Ereignissen mit der theoretischen Erwartung gezeigt; dies schließt das Vorkommen von exotischen Prozessen jenseits des Standardmodells jedoch nicht gänzlich aus, wenn diese sehr selten sind. Weitere Einsicht läßt sich durch die exklusive Analyse von speziellen exotischen Produktions- und Zerfallskanälen gewinnen. Diese Analyse ist in [35] veröffentlicht.

In diesem Kapitel wird der dominante Kanal für die Produktion von Teilchen der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) bei HERA untersucht. Es handelt sich um die Produktion eines $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Paares mit anschließendem Zerfall dieser Teilchen in Elektron bzw. Quark und jeweils ein χ_1^0, der bereits in Kapitel 2 beschrieben ist. Abbildung 7.1 zeigt noch einmal das dazugehörige Feynmandiagramm. Die Signatur ähnelt der normalen tiefinelastischen Streuung, zeichnet sich jedoch durch unausgeglichene Impulssummen wegen der nicht nachweisbaren χ_1^0-Teilchen aus.

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitt und Selektionseffizienzen werden alle interferierenden Diagramme sowie die Verzweigungsverhältnisse $\tilde{e} \to e\chi_1^0$ und $\tilde{q} \to q\chi_1^0$ korrekt berücksichtigt und mit Hilfe des HERASUSY-Ereignisgenerators, der speziell zu diesem Zweck entwickelt wurde [16], berechnet (s. Kapitel 2.5).

Zur Vereinfachung der Suche in dem hochdimensionalen Raum der MSSM-Parameter (s. Kapitel 2.4) wurden einige einschränkende Annahmen gemacht, die für diese Art der Analyse üblich sind:

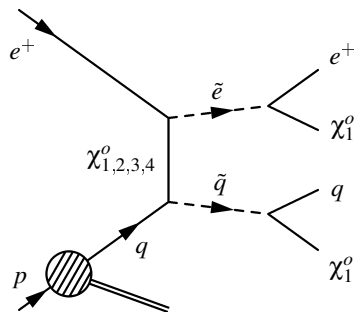

Abbildung 7.1: Die hier dargestellte $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Erzeugung mit anschließendem Zerfall ist der dominante MSSM-Prozeß bei HERA.

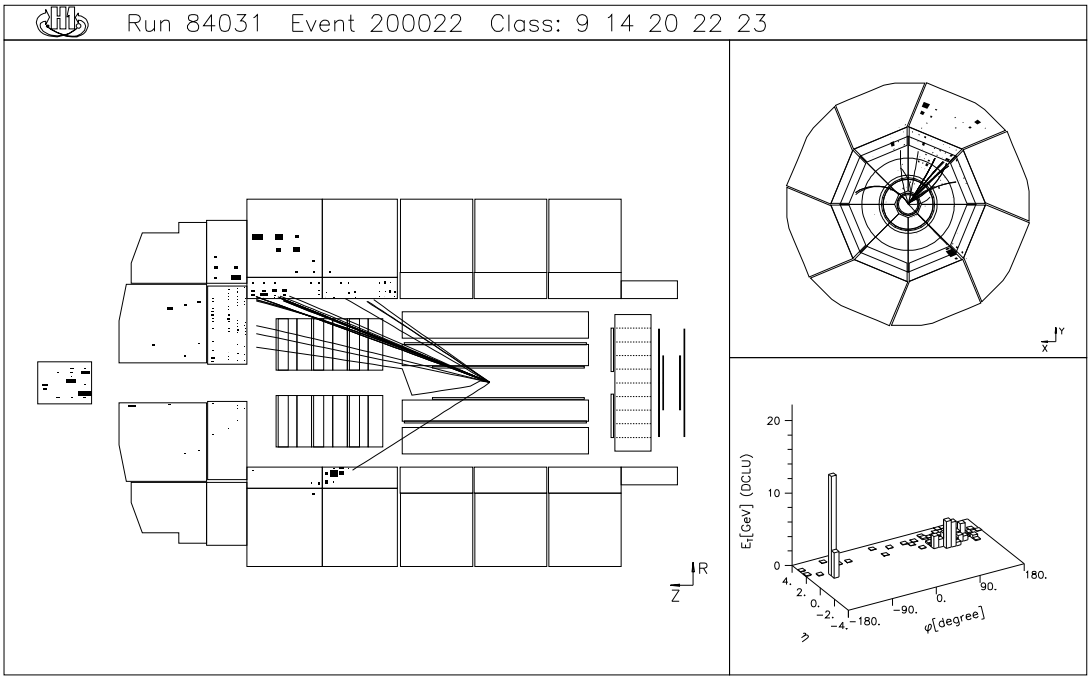

Abbildung 7.2: Ein typisches simuliertes SUSY-Ereignis. Die Parameter sind: $\tan\beta = 1$, $\mu = -200$ GeV, $M_2 = 78$ GeV, $M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}} = 65$ GeV.

- Die Massen von $\tilde{e_R}$ und $\tilde{e_L}$ werden als identisch angenommen. Dasselbe gilt für die $\tilde{q}$-Zustände. Entartung der Massen wird außerdem angenommen für die Superpartner der vier leichtesten Quarks.
- Es wird angenommen, daß M_1 und M_2 durch den schwachen Mischungswinkel θ_W verknüpft sind durch die Beziehung $M_1 = 5/3\, M_2 \tan^2\theta_W$. Diese Relation ist durch allgemeine Annahmen im Rahmen von Grand Unified Theories motiviert. Es werden keine weiteren GUT-Annahmen verwendet.

Die verbleibenden freien Parameter $\tan\beta$, μ, M_2, $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\tilde{q}}$ bestimmen nun vollständig alle weiteren Parameter, also auch die Kopplungen, im MSSM. Beispielhaft ist in Abbildung 7.2 ein generiertes SUSY-Ereignis mit den Parametern $\tan\beta = 1$, $\mu = -200$ GeV, $M_2 = 78$ GeV und $M_{\tilde{e}} = M_{\tilde{q}} = 65$ GeV (es folgt $M_{\chi_1^0} = 44.4$ GeV und ein totaler Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 0.63$ pb) gezeigt. Dieser Parametersatz wird auch im weiteren Verlauf dieses Kapitel benutzt, um in den Verteilungen der kinematischen Größen den Verlauf für SUSY-Ereignisse zu exemplifizieren.

7.1 Datenselektion

Der gesamte Transversalimpuls in Ereignissen mit gestreutem Elektron reicht alleine nicht zur Selektion von SUSY-Ereignissen, da hierbei mit erheblichem Untergrund zu rechnen ist, wie in Kapitel 5 gezeigt wird. Eine bessere Diskriminierung läßt sich durch zusätzliche Schnitte erreichen, z.B. indem verlangt wird, daß Elektron und hadronisches System nicht koplanar zueinander sind. Diese Bedingung wird durch das SUSY-Ereignis in Abbildung 7.2 illustriert: Während die longitudinale Sicht sehr stark einem normalen DIS-Ereignis ähnelt, zeigt die transversale Sicht

den Winkel zwischen hadronischem System und Elektron, der durch die beiden abgestrahlten nicht nachweisbaren χ_1^0-Teilchen verursacht wird.

Zur Selektion von solchen akoplanaren Ereignissen werden zwei weitere Ereignisgrößen, $P_{t\parallel}$ und $P_{t\perp}$, definiert, die die Zerlegung des zweidimensionalen Transversalimpulsvektors des gesamten Ereignisses $\vec{P}_t$ in den Richtungsanteil parallel bzw. senkrecht zum gestreuten Elektron mit Impulsvektor $\vec{P_{t,El}}$ darstellen:

$$P_{t\parallel} = \frac{\vec{P_{t,El}} \cdot \vec{P}_t}{P_{t,El}} \qquad P_{t\perp} = \frac{\vec{P_{t,El}} \times \vec{P}_t}{P_{t,El}} \tag{7.1}$$

Die Verteilung der Größen $P_{t\parallel}$ und $P_{t\perp}$ in Ereignissen mit identifiziertem Elektron ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Durch den Vergleich mit simulierten Ereignissen zeigt sich, daß nur NC-Ereignisse nennenswert beitragen. Die Verteilung von $P_{t\parallel}$ ist recht breit, was zu erwarten ist, da die Mehrzahl der tiefinelastischen Ereignisse ein Elektron und einen Jet Rücken-an-Rücken aufweisen. Daher können Verluste auch nur in Richtung oder Gegenrichtung des gestreuten Elektrons auftreten und $|P_{t\parallel}|$ entspricht dann dem totalen P_t. Verluste im hadronischen System verursachen einen positiven Wert von $P_{t\parallel}$. In der Größe $P_{t\perp}$ hat das Vorzeichen keine Bedeutung. Ihre Verteilung wird nicht ganz so gut von der Simulation beschrieben wie diejenige von $P_{t\perp}$, da zu $P_{t\perp}$ vor allem Prozesse höherer Ordnung, z.B. solche mit zwei Jets im Endzustand, beitragen. Diese werden, besonders für den Fall hoher Transversalimpulse zwischen beiden Jets, von dem hier zur Simulation von NC-Ereignissen benutzten Programm DJANGO nicht hinlänglich beschrieben. Das Ergebnis der Analyse verhält sich jedoch robust gegenüber solchen Abweichungen.

Selektionsschnitte

Im einzelnen werden folgende Schnitte zur Selektion von SUSY-Ereignissen angewendet, wobei die Elektronereignisse, deren Selektion in Abschnitt 4.3 beschrieben ist, die Grundlage bilden:

1. Das Ereignis muß der Elektronselektion aus Abschnitt 4.3 genügen.
2. Der im Plug-Kalorimeter gemessene Transversalimpuls darf 5 GeV nicht übersteigen.
3. Die Größe $E - P_z$ muß unterhalb 40 GeV liegen.
4. Entweder
   (a) Der nach Jaquet-Blondel bestimmte Winkel des hadronischen Systems Θ_q muß größer als 5° sein.
   (b) $|P_{t\perp}| > 3$ GeV und
   (c) $|P_{t\parallel}| > 2.5 \text{ GeV} + (E - P_z)/2$

   oder

   (d) $|P_{t\perp}| > 7$ GeV und
   (e) $|P_{t\parallel}| > 3$ GeV.

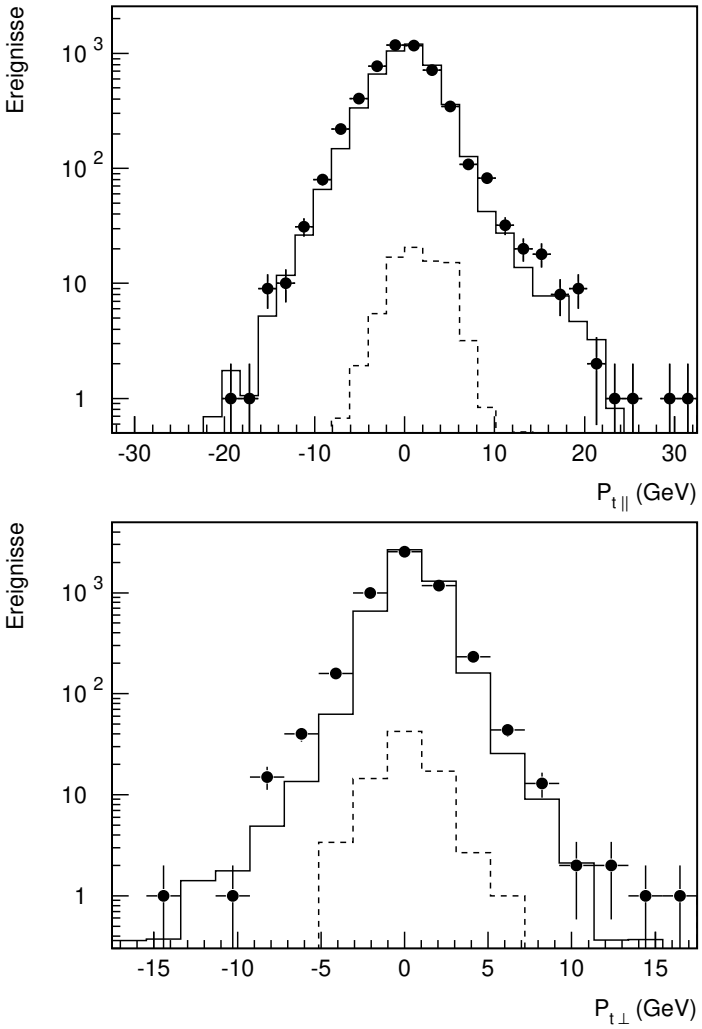

Abbildung 7.3: Verteilung der Größen $P_{t\parallel}$ und $P_{t\perp}$ in registrierten Elektronereignissen (Punkte) und in simulierten SM-Ereignissen (durchgezogenes Histogramm, auf Datenluminosität normiert). Die Simulation berücksichtigt alle in Frage kommenden Ereignisklassen NC, CC und Photoproduktion. Gestrichelt ist der Anteil der Photoproduktionsereignisse eingetragen, CC-Ereignisse treten in dieser Skala überhaupt nicht zutage.

Der hadronische Winkel

Tiefinelastische 2-Jet-Ereignisse können dann die gesuchte akoplanare Signatur aufweisen, wenn einer der Jets in Vorwärtsrichtung unter sehr kleinem Polarwinkel gestreut wird und daher im LAr-Kalorimeter nicht nachgewiesen wird (Akzeptanzverluste). Das Plug-Kalorimeter, das den Polarwinkelbereich $0.75^\circ < \theta < 3.5^\circ$ abdeckt, könnte solche Jets prinzipiell nachweisen, jedoch ist die Energiemessung dieses Kalorimeters, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben ist, nicht zuverlässig genug für eine Einbeziehung in die Transversalimpulssumme.

Der im Plug-Kalorimeter gemessene Transversalimpuls $P_{t,Plug}$ läßt sich aber als Veto-Detektor gegen Ereignisse mit Vorwärtsjet einsetzen. Abbildung 7.4 zeigt die Verteilung von $P_{t,Plug}$ für alle selektierten Elektronereignisse sowie für simulierte Ereignisse. Die Übereinstimmung ist recht gut.

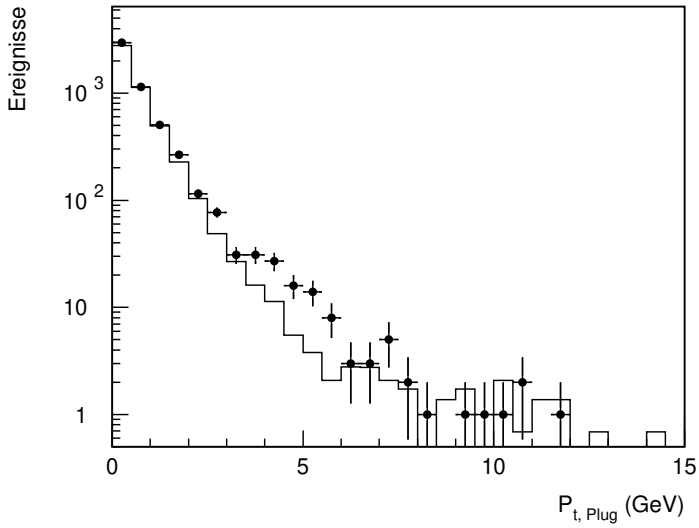

Abbildung 7.4: Der im Plug-Kalorimeter deponierte Transversalimpuls $P_{t,Plug}$ in Elektronereignissen (Punkte mit Fehlerbalken) und in simulierten Ereignissen (durchgezogenes Histogramm, auf die Luminosität der Daten normiert).

Der Effekt von Schnitt 2 auf die Elektronereignisse ist in Abbildung 7.5 in der Größe $P_{t\|}$ dargestellt. Bei großen positiven Werten von $P_{t\|}$, d.h. starken Verlusten in Gegenrichtung des Elektrons, ist eine Reduktion um bis zu 50% zu erreichen. Die Gesamteffizienz des Schnittes beträgt 97%.

Der in Schnitt 4a benutzte Polarwinkel des hadronischen Systems hat eine ähnliche Bedeutung: durch Unterdrückung von Ereignissen mit sehr kleinem hadronischen Winkel ($\Theta_q < 5^\circ$) wird eine Reduktion von bis zu 50% der Ereignisse mit großem positiven Wert von $P_{t\|}$ erreicht, wie in Abbildung 7.6 zu sehen ist. Die Auswirkung beider Schnitte wird von den simulierten SM-Ereignissen gut beschrieben.

Longitudinalimpuls

Der Verlust von zwei schweren χ_1^0-Teilchen wird in SUSY-Ereignissen nicht nur in der transversalen, sondern auch in der longitudinalen Impulssumme sichtbar. Die hierfür geeignete Größe ist $E - P_z$, da es sich um eine Erhaltungsgröße handelt ($E - P_z = 2E_{einl.El.} = 55$ GeV), die unempfindlich auf Protonrest-Verluste in Vorwärtsrichtung ist. Verluste in Rückwärtsrichtung, wie z.B. durch Initial State Photon Radiation (ISR), haben jedoch eine starke Auswirkung auf $E - P_z$. Auch Photoproduktionsereignisse, in denen fälschlicherweise ein gestreutes Elektron identifiziert wird, weisen einen niedrigen Wert von $E - P_z$ auf.

Dies wird in Abbildung 7.7 deutlich, in der die Verteilung von $E - P_z$ für alle Elektronereignisse gezeigt wird. Die simulierten Ereignisse zeigen, daß bei niedrigen Werten von $E - P_z$ Photoproduktionsereignisse dominieren. Sie gelangen meist durch ein als Elektron fehlidentifiziertes abgestrahltes Photon oder π^0 in diese Ereignisklasse. Das gleiche gilt für die in der ereignismenge vorhandenen CC-Ereignisse.

Die simulierten SUSY-Ereignisse finden sich sämtlich bei niedrigen Werten von $E - P_z$. Tatsächlich kommen im Rahmen der hier untersuchten Bereiche der MSSM-Parameter höchst selten Ereignisse mit $E - P_z > 40$ GeV vor. Daher hat die Forderung von $E - P_z < 40$ GeV in

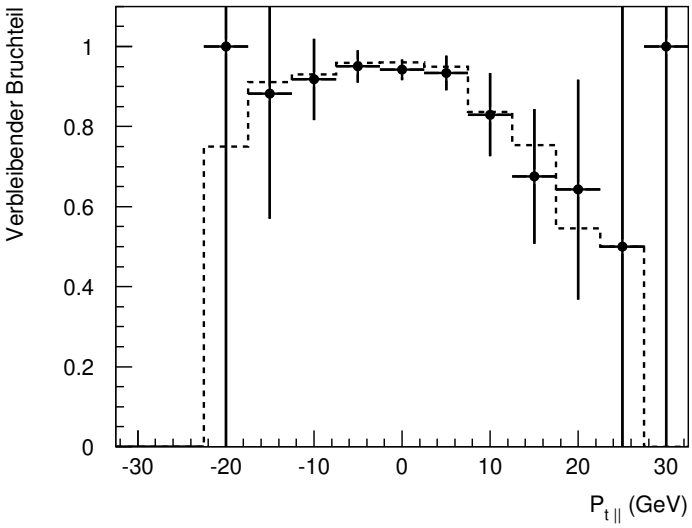

Abbildung 7.5: Verbleibender Bruchteil der Elektronereignisse in Abhängigkeit von $P_{t\|}$ für Elektrondaten (Punkte) und simulierte NC-Ereignisse (gestrichelt) nach einem Schnitt auf $P_{t,Plug} < 2$ GeV. Fehlerbalken oberhalb von eins haben keine Bedeutung.

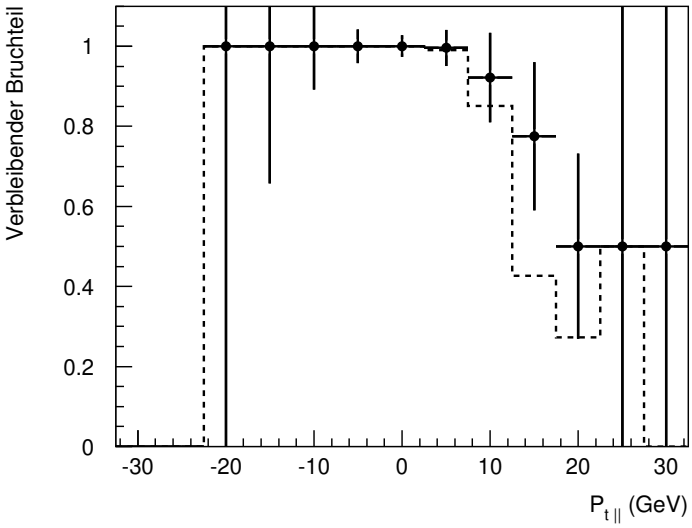

Abbildung 7.6: Wie Figur 7.5, hier jedoch nach einem Schnitt auf $\Theta_q > 5^\circ$.

Schnitt 3, die in Figur 7.7 durch eine senkrechte Linie dargestellt wird, beinahe 100% Effizienz für SUSY-Ereignisse und verwirft bereits 92% des Untergrundes.

Kombinierte Schnitte

Abbildung 7.8 zeigt die Verteilung der Absolutwerte von $P_{t\|}$ und $P_{t\perp}$ nach erfolgtem Schnitt 3. Auch hier sind zum Vergleich die Vorhersage der SM- und der SUSY-Simulation dargestellt. Die Schnitte 4b, 4d und 4e lassen sich direkt ablesen. Die Ausläufer der SM-Verteilung (jenseits von $|P_{t\|}| > 24$ GeV bzw. $|P_{t\perp}| > 12$ GeV) sind ausschließlich mit radiativen CC-Ereignissen gefüllt.

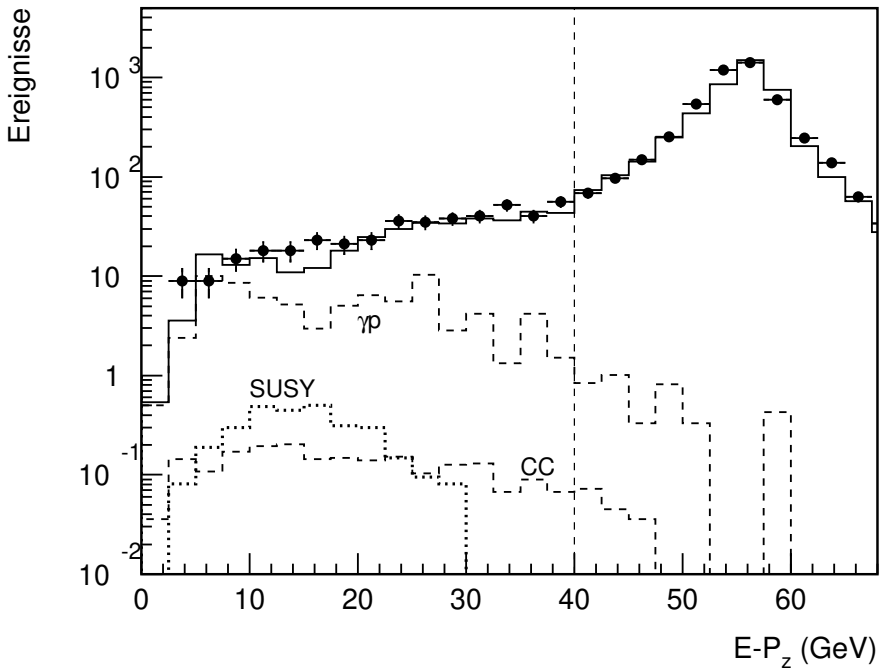

Abbildung 7.7: Verteilung der Größe $E - P_z$ in Elektronereignissen. Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt, die Simulation aller beitagenden SM-Prozesse durch das durchgezogene Histogramm. Der Anteil von Photoproduktions- und CC-Ereignissen ist gesondert gezeigt. Das gepunktete Histogramm zeigt die Verteilung der SUSY-Ereignisse mit den oben beschriebenen Parametern. Alle simulierten Histogramme sind auf die Luminosität der Daten normiert. Schnitt 3 wird durch die senkrechte Linie dargestellt.

Schnitt 4a auf den Winkel des hadronischen Systems reduziert die NC-Ereignisse mit hohen Akzeptanzverlusten. Es wird auch ein Mindestwert für $|P_{t\perp}|$ gefordert (Schnitt 4b). Schnitt 4c auf die Korrelation von $|P_{t\parallel}|$ und $E - P_z$ wird in Abbildung 7.9 illustriert. Hier sind nach den Schnitten 1 – 3, 4a und 4b die Daten (ausgefüllte Punkte) zusammen mit einigen simulierten SUSY-Ereignissen dargestellt. Hier ist hervorzuheben, daß der als gestrichelte Linie dargestellte Schnitt 4c nicht anhand der Daten, sondern ausschließlich mit Hilfe von simulierten Ereignissen optimiert wurde, die allerdings in einer zweidimensionalen Verteilung wegen der Normierungsprobleme nur sehr schwer darzustellen sind.

Schnitt 4c führt zu einem hohen Verlust an Selektionseffizienz für SUSY-Ereignisse. Ein erheblicher Teil dieser Ereignisse läßt sich jedoch durch die alternativen Schnitte 4d und 4e, die hauptsächlich Ereignisse mit einem sehr hohen Wert von $|P_{t\perp}|$ selektieren, zurückgewinnen.

Nach allen Schnitten werden von den simulierten NC- und Photoproduktions-Ereignissen keine mehr gefunden. Die Anzahl simulierter Ereignisse entspricht dem dreifachen der registrierten Daten. Ein Untergrund von 0.6 ± 0.2 radiativen CC-Ereignissen wird vorausgesagt. Es verbleiben keine Kandidatenereignisse in den Daten.

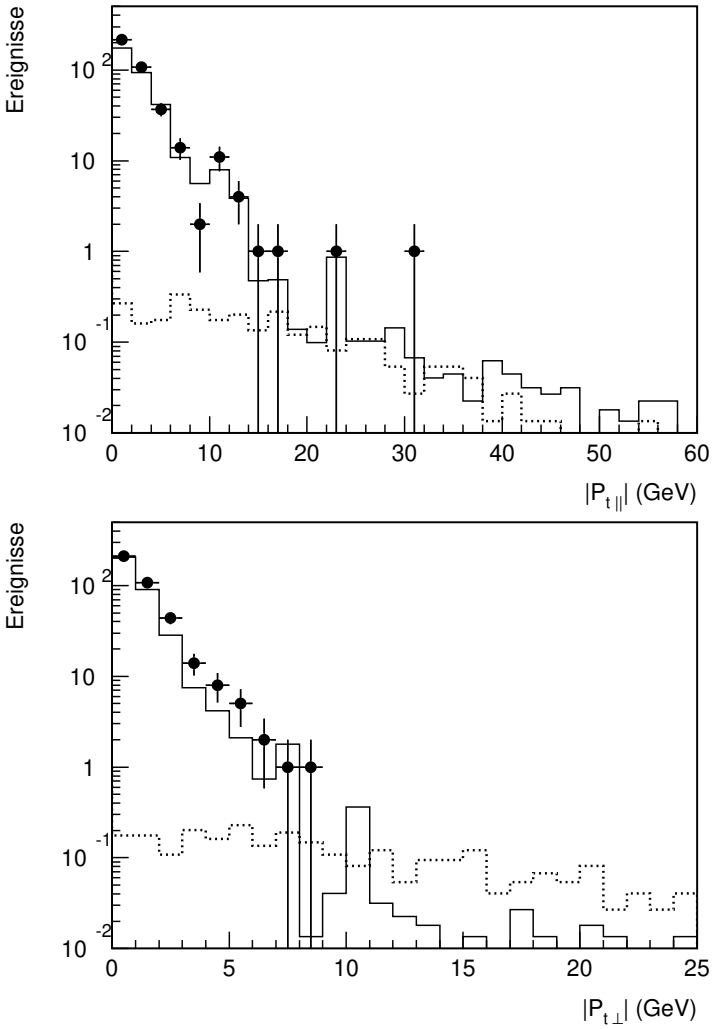

Abbildung 7.8: Verteilung der Größen $|P_{t_\parallel}|$ und $|P_{t_\perp}|$ nach einem Schnitt auf $E - P_z < 40$ GeV in Daten und simulierten SM- und SUSY-Ereignissen (auf die Luminosität der Daten normiert und durchgezogen bzw. punktiert dargestellt)

7.2 Selektionseffizienz

Die Selektionseffizienz wird mit Hilfe der für verschiedene Werte von $M_{\tilde{e}}$, $M_{\tilde{q}}$ und $M_{\chi_1^0}$ simulierten SUSY-Ereignisse bestimmt. Es zeigt sich, daß andere MSSM-Parameter die Kinematik des Endzustandes nicht signifikant beeinflussen. Um zwischen den simulierten Werten von $M_{\tilde{e}}$, $M_{\tilde{q}}$ und $M_{\chi_1^0}$ interpolieren zu können, wird eine empirische Funktion $\varepsilon(\mathcal{P})$ an die simulierten Effizienzwerte angepaßt. $\mathcal{P}$ ist definiert als

$$\mathcal{P}^2 \equiv \frac{M_{\tilde{e}}^2 - M_{\chi_1^0}^2}{2\,M_{\tilde{e}}} \times \frac{M_{\tilde{q}}^2 - M_{\chi_1^0}^2}{2\,M_{\tilde{q}}}. \tag{7.2}$$

$\mathcal{P}$ charakterisiert den Transversalimpuls von Elektron und Quark nach den Zweikörperzerfällen $\tilde{e} \to e\chi_1^0$ und $\tilde{q} \to q\chi_1^0$. Abbildung 7.10 zeigt die Effizienz der verschiedenen simulierten SUSY-Ereignismengen aufgetragen in Abhängigkeit des Parameters $\mathcal{P}$ sowie die angepaßte Effizienzfunktion $\varepsilon(\mathcal{P})$. Das Plateau liegt bei einer Selektionseffizienz von 56%.

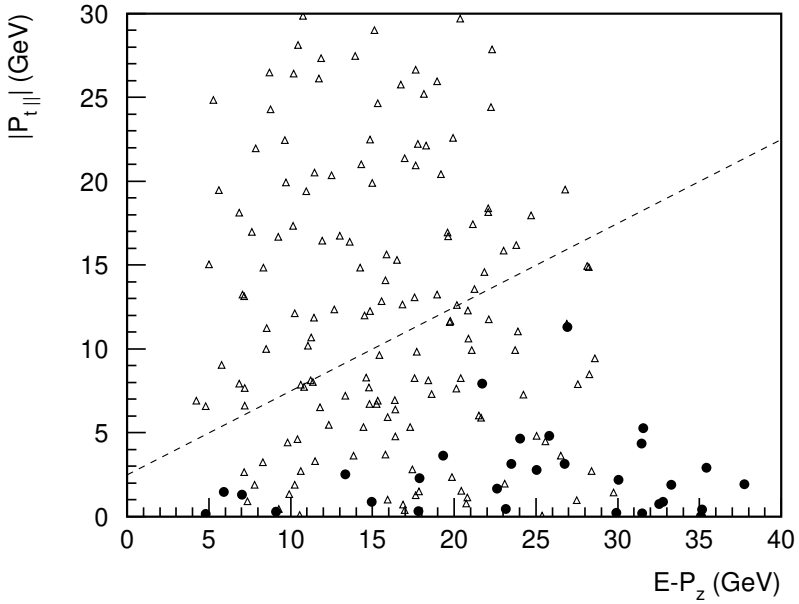

Abbildung 7.9: Der korrelierte Schnitt in $|P_{t||}|$ und $E - P_z$. SUSY-Ereignisse sind durch Dreiecke, Daten durch Punkte dargestellt.

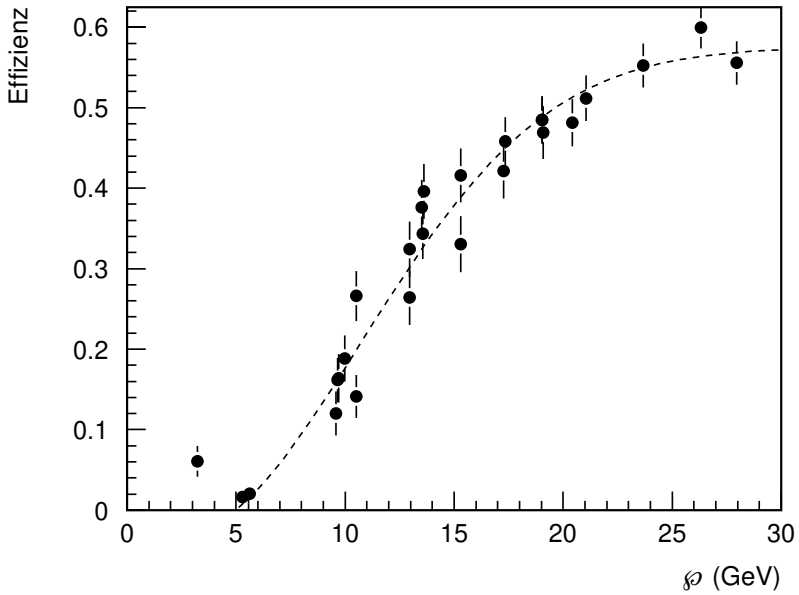

Abbildung 7.10: Selektionseffizienz für SUSY-Ereignisse in Abhängigkeit von der Größe $\mathcal{P}$ (s. Text).

7.3 Systematische Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten der Analyse wirken sich auf die für einen bestimmten Satz der MSSM-Parameter vorhergesagte Anzahl von SUSY-Ereignissen aus. Die Unsicherheiten setzen sich wie folgt zusammen:

- Die Unsicherheit der Effizienzparametrisierung wird zu 3% abgeschätzt.
- Die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala beträgt 2%. Hieraus folgt eine Unsicherheit für die erwartete Ereigniszahl von 1%.
- Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala beträgt 5%, woraus 0.5% Unsicherheit für die erwartete Ereigniszahl resultiert. Dieser Wert ist kleiner als der durch die elektromagnetische Energieskala bedingte, da das hadronische Energiespektrum wesentlich flacher abfällt.
- Die Unsicherheit der in die Simulation eingehenden Quarkdichtefunktionen wird konservativ mit 2% abgeschätzt. Der Grund für diese genaue Kenntnis liegt in den für die Erzeugung des $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Paares notwendigen Impulsbruchteilen des beteiligten Partons im Proton. Der wesentliche Beitrag liegt bei $0.1 < x < 0.2$.
- Der Fehler der integrierten Luminosität liegt bei 2% [24].

Insgesamt folgt durch quadratische Summation der Einzelfehler eine Unsicherheit von 4.3% für die Anzahl der vorhergesagten Ereignisse.

7.4 Ausschließungsgrenzen im SUSY-Parameterraum

Da kein Signal beobachtet wird, können Ausschließungsgrenzen im 5-dimensionalen Raum der SUSY-Parameter mit einer Vertrauensgrenze von 95% abgeleitet werden. Dazu wird ein systematischer Scan für Werte von $M_{\tilde{e}} \geq 45$ GeV, $M_{\tilde{q}} \geq 45$ GeV, -1 TeV $\leq \mu \leq 1$ TeV, $M_2 \geq 0$ GeV und $1 \leq \tan\beta \leq 50$ durchgeführt. Für jedes untersuchte Wertetupel werden Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnisse und Selektionseffizienz berechnet, woraus die im Zeitraum der Datennahme zu erwartende Anzahl beobachteter SUSY-Ereignisse folgt. Ein Wertetupel gilt als ausgeschlossen, wenn diese Zahl höher ist als die mit einer Vertrauensgrenze von 95% ausgeschlossene Obergrenze für Null beobachtete Ereignisse. Diese Obergrenze liegt im wesentlichen bei 3 Ereignissen. Berücksichtigt wird bei der Bestimmung der genauen Obergrenze noch die systematische Unsicherheit von 4.3% durch Faltung der Poisson-Verteilung mit einer gaußischen Fehlerkurve. Das hierfür verwendete Verfahren ist in [36] beschrieben. Die resultierenden Ausschlußgrenzen im 5-dimensionalen MSSM-Parameterraum werden in 4 verschiedenen Projektionen dargestellt:

- $M_{\chi_1^0}$ versus $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2$ für konstantes μ und $\tan\beta = 1.41$ (Abbildung 7.11)
- $M_{\tilde{e}}$ versus $M_{\tilde{q}}$ für konstantes M_2, μ und $\tan\beta = 1.41$ (Abbildung 7.12)
- M_2 versus μ für konstantes $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2$ und $\tan\beta = 1.41$ (Abbildung 7.13)
- M_2 versus $\tan\beta$ für konstantes $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2$ und μ (Abbildung 7.14)

Die Größe $\tan\beta = 1.41$ wird als typischer niedriger Wert von $\tan\beta$ verwendet. Hierdurch wird ein direkter Vergleich mit den von LEP 1.3 erlangten Resultaten ermöglicht. Die Abhängigkeit von $\tan\beta$ wird in Abbildung 7.14 gezeigt.

Der Wirkungsquerschnitt für $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Produktion hängt in erster Näherung von der Masse und den Kopplungen des χ_1^0 und von der Energieschwelle $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ des harten Prozesses ab. Die Massen von Neutralinos und Charginos skalieren ungefähr mit M_2 für $\mu \ll 0$. In den ausgeschlossenen

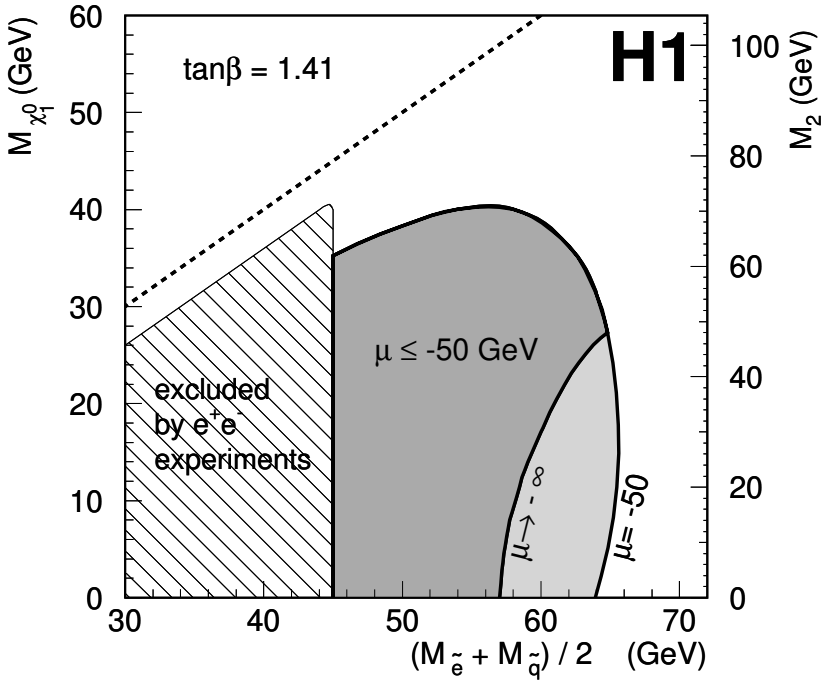

Abbildung 7.11: Ausschließungsgrenzen mit einer Vertrauensgrenze von 95% in der Ebene, die von den Parametern $M_{\tilde{e}}$ und $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2$ aufgespannt wird, für $\tan\beta = 1.41$. Der gesamte dunkel und hell schattierte Bereich ist für $\mu = -50$ GeV ausgeschlossen. Für kleinere Werte von μ schrumpft der ausgeschlossene Bereich durch sich öffnende Zerfallskanäle in andere Gauginos als das χ_1^0. Die Grenze erreicht einen asymptotischen Limes, daher ist für alle $\mu \leq -50$ GeV der dunkel schraffierte Bereich ausgeschlossen. Die gestrichelte Diagonale zeigt $M_{\tilde{e},\tilde{q}} = M_{\chi_1^0}$. Der schraffierte Bereich ist von direkter Suche nach $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Produktion in Z^0-Zerfällen ausgeschlossen [37]. Die Ordinate ist sowohl in Einheiten von $M_{\chi_1^0}$, als auch von M_2 eingeteilt (Näheres hierzu s. Text).

Parameterbereichen sind die Verzweigungsverhältnisse $\mathrm{B}(\tilde{e} \to \chi_1^0)$ und $\mathrm{B}(\tilde{q} \to \chi_1^0)$ ungefähr eins, da alle anderen Gauginos schwerer als $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$ sind. Nur bei sehr kleinen Werten von μ und M_2 sind andere Zerfälle möglich, die jedoch in dieser Analyse nicht untersucht werden.

In Abbildung 7.11 wird die Ebene $M_{\chi_1^0}$ versus $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2$ für $\tan\beta = 1.41$ dargestellt. Die dunkel und hell schattierten Flächen sind für $\mu = -50$ GeV ausgeschlossen. Für kleinere Werte von μ ($\mu \to -\infty$) und für kleine M_2 schwächen sich die Grenzen auf $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2$ ab, da konkurrierende Zerfälle in andere Gauginoarten möglich werden. Die dunkel schattierte Fläche ist für alle $\mu \leq -50$ GeV ausgeschlossen. Im Bereich $\mu \leq -50$ GeV und bei dem festen Wert von $\tan\beta = 1.41$ hängt $M_{\chi_1^0}$ nur noch von M_2 ab, was durch die zweite vertikale Achse auf der rechten Seite der Figur angezeigt wird. Bei großen Werten von $M_{\chi_1^0}$ schrumpft der Massenunterschied zwischen $\tilde{e}$ bzw. $\tilde{q}$ und χ_1^0, wodurch sich die Selektionseffizienz reduziert. Außerdem sinkt der Wirkungsquerschnitt durch die erhöhte Propagatormasse. Beide Effekte resultieren in weniger stringenten Ausschlußgrenzen für $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2$. Aus dem Abstand zwischen der schattierten Fläche und der Diagonalen ($M_{\chi_1^0} = M_{\tilde{e},\tilde{q}}$) wird deutlich, daß diese Analyse bis hinab zu Massenunterschieden von 10 GeV sensitiv ist. Die ausgeschlossenen Massenbereiche reichen bis zu Werten von 65 GeV für $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2$ und 40 GeV für $M_{\chi_1^0}$. Insbesondere ist die Region $(M_{\tilde{e}}+M_{\tilde{q}})/2 \leq 63$ GeV für $M_{\chi_1^0} \leq 35$ GeV ausgeschlossen. In der Abbildung sind außerdem die Grenzen eingetragen, die durch direkte Suche nach $\tilde{e}\,\tilde{q}$-Paarproduktion in Z^0-Zerfällen erreicht wurden [37].

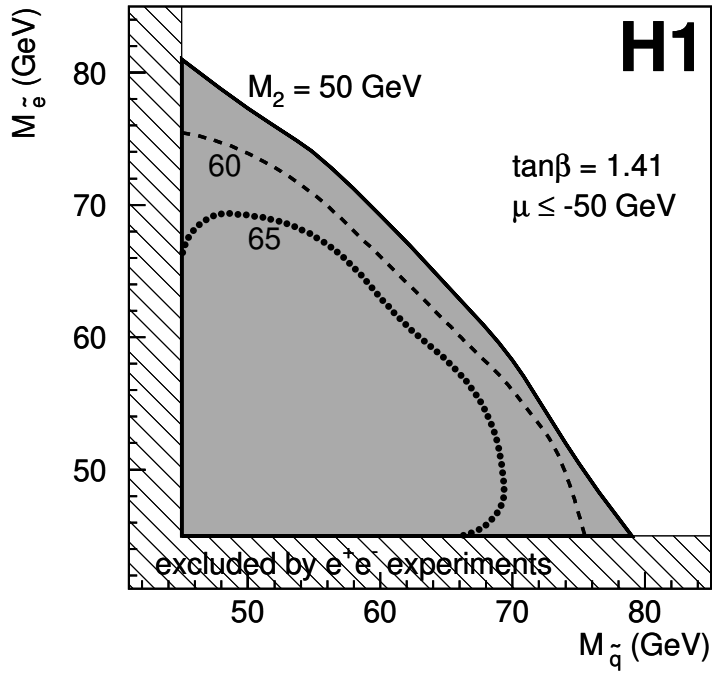

Abbildung 7.12: Ausschließungsgrenzen in der Parameterebene $M_{\tilde{e}}$ vs. $M_{\tilde{q}}$ für verschiedene Werte von M_2 und für $\tan\beta = 1.41$ und alle $\mu \leq -50$ GeV. Massen $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\tilde{q}}$ unterhalb von 45 GeV sind durch Suche in Z^0-Zerfällen ausgeschlossen.

Abbildung 7.12 zeigt Ausschließungsgrenzen in $M_{\tilde{e}}$ versus $M_{\tilde{q}}$ für drei verschiedene Werte von M_2. In weiten Bereichen hängen die Grenzen nur von der Summe $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ ab, die in Abbildung 7.11 benutzt wird. Diese Näherung ist gültig für große Massenunterschiede zwischen $\tilde{e}$ und χ_1^0 bzw. $\tilde{q}$ und χ_1^0, also z.B. $M_{\tilde{e},\tilde{q}} - M_{\chi_1^0} \geq 20$ GeV. Die Grenzen auf $M_{\tilde{e}}$ und $M_{\tilde{q}}$ verschlechtern sich, wenn diese Differenz zu klein wird. Für $M_2 \approx 50$ GeV werden mit $M_{\tilde{e}} = 77$ GeV bei $M_{\tilde{q}} = 50$ GeV und $M_{\tilde{q}} = 75$ GeV bei $M_{\tilde{e}} = 50$ GeV die höchsten Massenausschließungsgrenzen erreicht.

In Abbildung 7.13 werden die Ausschließungsgrenzen in der Ebene M_2 vs. μ für $\tan\beta = 1.41$ und Massenbereiche $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 63$ GeV und ≤ 60 GeV gezeigt. Für $\mu \ll 0$ ist das χ_1^0 von seiner Photino-Komponente dominiert. Daher sind die Kopplungen von $\tilde{e}$ und $\tilde{q}$ von elektromagnetischer Stärke, was einen hohen Wirkungsquerschnitt zur Folge hat. Nähert sich μ dagegen Null, so wird die Higgsino-Komponente des χ_1^0 stärker und die Kopplungen und Wirkungsquerschnitte werden klein. Durch diesen Effekt wird die Grenze des ausgeschlossenen Bereichs nahe bei $\mu = 0$ bestimmt. Für sehr kleine μ wird der ausgeschlossene M_2-Bereich unabhängig von μ. Der Bereich kleiner μ und kleiner M_2 kann nicht ausgeschlossen werden, da hier Zerfälle in Charginos auftreten. Dieser Bereich entspricht der hell schattierten Fläche in Abbildung 7.11.

Der schraffierte Bereich in Abbildung 7.13 stellt die restriktivsten Grenzen dar, die in direkter Suche nach Charginos und Neutralinos in e^+e^--Kollisionen bei CMS-Energien um die Z^0-Masse und bei 130 bzw. 136 GeV bei LEP erreicht wurden [38, 39]. Diese Grenzen sind für $M_{\tilde{e},\tilde{\nu}} \geq 500$ GeV gültig. Bei kleineren Massen werden die Grenzen weniger restriktiv und diese Analyse kann daher die bestehenden Grenzen für $\mu \ll 0$ erheblich ausweiten. Für $\mu > 0$ sind die Ausschließungsgrenzen von LEP von HERA nicht erreichbar, weshalb dieser Bereich hier nicht dargestellt wird.

In Abbildung 7.14 wird die Abhängigkeit der M_2-Grenzen von $\tan\beta$ dargestellt für $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 60$ GeV und $\mu = -200$ GeV. Die Ausschließungsgrenze für M_2 steigt bis 80 GeV bei großen Werten von $\tan\beta$. Die beiden Balken bei $\tan\beta = 1.41$ und 35 zeigen die LEP-Grenzen, die weiter oben

diskutiert sind. Der von dieser Analyse zusätzlich zu den schon bestehenden Grenzen ausgeschlossene Bereich ist am größten bei kleinen Werten von $\tan\beta$.

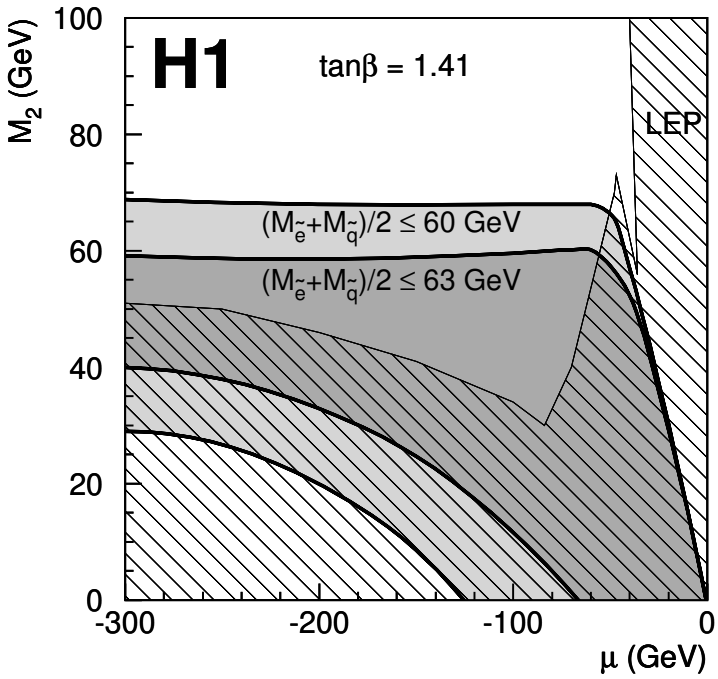

Abbildung 7.13: Ausgeschlossene Bereiche in der Parameterebene M_2 vs. μ bei $\tan\beta = 1.41$. Der dunkel schraffierte Bereich ist für $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 63$ GeV, der helle für $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 60$ GeV ausgeschlossen. Der schraffierte Bereich stellt die restriktivsten Grenzen dar, die bei LEP in e^+e^--Kollisionen bei CMS-Energien um die Z^0-Masse und bei 130 bzw. 136 GeV erreicht wurden [38].

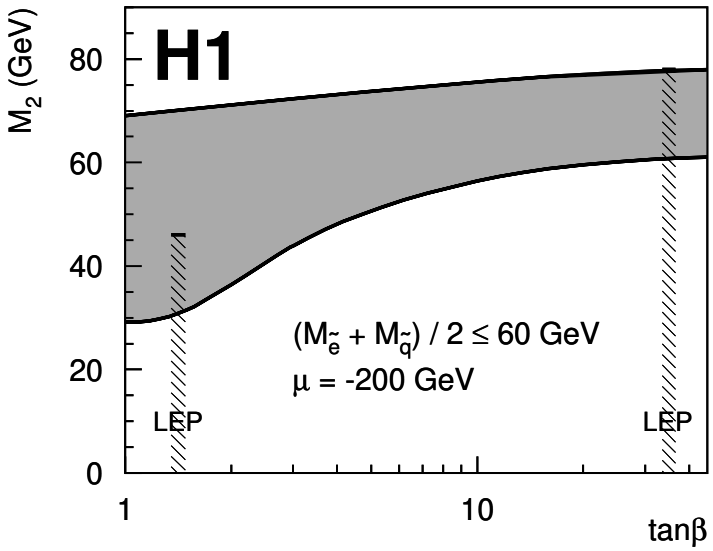

Abbildung 7.14: Abhängig von $\tan\beta$ ausgeschlossene von M_2-Bereiche. Die anderen Parameter sind $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 60$ GeV und $\mu = -200$ GeV. Die beiden Balken zeigen die Ausschließungsgrenzen für M_2, die bei $\tan\beta = 1.41$ und 35 in e^+e^--Kollisionen bei LEP erreicht wurden [38].

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit stellt eine Analyse von Ereignissignaturen mit hohem Transversalimpuls in der ep-Streuung vor. Untersucht wurden Daten, die mit dem H1-Detektor am HERA-Beschleuniger in den Jahren 1994 und 1995 aufgezeichnet wurden; sie entsprechen einer integrierten Luminosität von 6.38 pb^{-1}.

Der Transversalimpuls P_t ist definiert als Betrag der vektoriellen Summe der Transversalimpulsvektoren des gesamten nachgewiesenen Endzustandes, also die „Unbalanciertheit“ eines Ereignisses. Diese Signatur ist interessant, da sie Aufschluß über nicht-nachweisbare Teilchen im Endzustand geben kann, z.B. Neutrinos oder supersymmetrische Neutralinos. Im Verlauf einer systematischen Untersuchung wurde eine Vielzahl möglicher Ursachen für hohen Transversalimpuls in ep-Ereignissen untersucht:

- Durch die Auflösungsungenauigkeit der kalorimetrischen Messung kann die Transversalimpulsbalance verletzt werden. Die Auflösung des H1-Kalorimeters für Jets mit hoher Transversalenergie wurde zu $0.8/\sqrt{E}$ bestimmt. Allein durch diesen Effekt ist ein erheblicher Teil des gemessenen Transversalimpulsspektrums zu erklären (s. Abschnitt 5.2.3).
- Teilchen, die durch Akzeptanzverluste verlorengehen, können besonders im Bereich der vorderen Strahlröhre (in Richtung des einlaufenden Protons) sehr hohen Transversalimpuls verursachen. Insbesondere in der Klasse der tiefinelastischen NC-Ereignisse werden dadurch Werte von P_t bis zu 30 GeV erwartet (s. Abschnitt 5.3).
- Teilchen, die im Detektor nicht nachgewiesen werden können (z.B. Neutrinos) oder die im Kalorimeter prinzipbedingt nur einen Bruchteil ihrer eigentlichen Energie deponieren (Myonen), können die Transversalimpulsbalance stark verletzen. Ereignisse mit geladenem Strom weisen dadurch P_t in der Größenordnung von 10 – 100 GeV auf. Aber auch in Photoproduktionsprozessen werden hochenergetische Myonen und Neutrinos mit P_t bis 25 GeV erzeugt (s. Abschnitt 5.4).

Durch Vergleich der Vorhersagen eines einfachen Kalorimetermodells, das die drei genannten Effekte auf einfache Art modelliert, mit den Daten konnte gezeigt werden, daß diese drei Effekte hinreichend zur Beschreibung des beobachteten Transversalimpulsspektrums bei H1 sind. Ereignisse mit nachgewiesenem gestreuten Elektron und solche ohne Elektron wurden getrennt betrachtet. Es wurden keine signifikanten Abweichungen des gemessenen Transversalimpulsspektrums von der Vorhersage des Standardmodells festgestellt, die mit Hilfe von simulierten Ereignissen aller

beitragenden Prozesse (tiefinelastische Streuung mit neutralem und geladenem Strom sowie Photoproduktion) berechnet wurde (s. Abschnitt 5.5).

Zwei Prozesse, deren Signatur einen hohen Transversalimpuls aufweist, wurden detailliert untersucht: der geladene Strom und die assoziierte Produktion supersymmetrischer Teilchen.

Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms (CC) in e^+p-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV wurde für Transversalimpulse des gestreuten Neutrinos oberhalb von 25 GeV gemessen (s. Kapitel 6). Das Ergebnis

$$\sigma^{CC}(P_{t,\nu} > 25 \text{ GeV}) \;=\; 20.6 \pm 2.0 \;(stat.) \pm 1.7 \;(syst.) \text{ pb}$$

ist statistisch kompatibel mit dem theoretisch ermittelten Wert von 15.8 ± 0.6 pb. Die überzähligen Ereignisse häufen sich im unteren Bereich des Transversalimpulsspektrums. Der in diesem Bereich zu erwartete Untergrund von Photoproduktionsereignissen ist um ca. eine Größenordnung zu gering um den Überschuß zu erklären. Es bleibt im SM nur eine (mögliche) statistische Fluktuation zur Erklärung der Daten.

Im Rahmen der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM) mit Erhaltung der R-Parität wird die assoziierte Produktion von Selektron $\tilde{e}$ und Squark $\tilde{q}$ (den supersymmetrischen Partnerteilchen von Elektron und Quark) als dominanter Erzeugungskanal von supersymmetrischen Teilchen in der ep-Streuung vorhergesagt. Der Prozeß hat die Struktur einer tiefinelastischen Streuung unter Austausch eines Neutralinos χ_1^0 (ein schwach wechselwirkendes massives supersymmetrisches Partnerteilchen des Photons). Selektron und Squark zerfallen sofort wieder in Elektron und Quark sowie jeweils ein χ_1^0. Andere Zerfallskanäle sind möglich, wurden hier aber nicht untersucht. Die Signatur dieser Ereignisse besteht in einer verletzten Transversalimpulsbalance sowie fehlendem Longitudinalimpuls.

Es wurden keine Ereignisse der gesuchten Art gefunden. Eine ausführliche Suche liefert Ausschließungsgrenzen mit einer Vertrauensgrenze von 95% im Raum der Parameter $M_{\tilde{e}}$, $M_{\tilde{q}}$, M_2, μ und $\tan\beta$, die das MSSM charakterisieren (s. Abschnitt 7.4). Die Wirkungsquerschnitte, Verzweigungsverhältnisse und Selektionseffizienzen hängen hauptsächlich von der Summe $M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}}$ sowie der Masse und den Kopplungen des χ_1^0 ab. Für $\tan\beta = 1.41$ können Massen bis zu $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 = 65$ GeV und bis zu $M_{\chi_1^0} = 40$ GeV ausgeschlossen werden. Die Abhängigkeit von $\tan\beta$ ist schwach und die Massengrenzen verbessern sich für große Werte von $\tan\beta$. Die Parameterregion

$$(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 \leq 63 \text{ GeV} \quad \text{für} \quad M_{\chi_1^0} \leq 35 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad \mu = -50 \text{ GeV}$$

ist mit einer Vertrauensgrenze von 95% ausgeschlossen. Die Grenze gilt, solange $M_{\tilde{e},\tilde{q}} - M_{\chi_1^0} \geq 20$ GeV gilt und sinkt etwas, wenn diese Differenz kleiner wird. Für $\mu \leq -50$ GeV wird das Ergebnis unabhängig von μ. Bei sehr kleinen Werten von μ sinkt die Sensitivität dieser Analyse durch Zerfälle in Charginos, die hier nicht untersucht wurden.

Für ein photinoartiges χ_1^0 und bei kleinen Werten von $\tan\beta$ weitet dieses Resultat die Ausschließungsgrenzen, die am LEP-Beschleuniger bei Schwerpunktsenergien um die Z^0-Resonanz sowie bei 130 und 136 GeV erzielt wurden, erheblich aus.

Hoher Transversalimpuls erweist sich als interessante Signatur in ep-Streuereignissen – sowohl für die Messung von Parametern des Standardmodells als auch zur Suche nach exotischen Prozessen. Die bisher zur Verfügung stehenden Daten erlauben einen ersten Einblick in dieses Gebiet. Sie geben durch ihre geringe statistische Sicherheit allerdings bisher trotz ihrer guten Übereinstimmung

mit den Vorhersagen des Standardmodells wenig Auskunft über mögliche exotische Phänomene und noch keine Möglichkeit für Präzisionsmessungen.

Für die mittelfristige Zukunft ist allerdings eine erhebliche Steigerung der Luminosität des HERA-Beschleunigers geplant. Mit einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} könnte das Entdeckungspotential für die Selektron-Squark-Produktion bis zu Massen $(M_{\tilde{e}} + M_{\tilde{q}})/2 = 90$ GeV ausgedehnt werden. Auch Modelle mit Super-Gravitation, die mit der bisherigen Datenmenge nicht untersucht werden konnten, sind dann erreichbar. Die Untersuchung des geladenen Stroms bietet ein reichhaltiges Physikpotential; sie kann z.B. zur Bestimmung der flavorabhängigen Quarkdichten im Proton benutzt werden.

Literaturverzeichnis

[1] V. D. Barger, R. J. N. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley (1987)

[2] C. G. Callan, D. J. Cross, Phys. Ref. Lett. 22, (1969) 156

[3] D. Bardin et al., *Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects,* Proceedings of the Workshop on Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelmann, DESY (1992) 783

[4] H1 Collaboration, S.Aid et al., Z. Phys. C60 (1995) 27

[5] M. Erdmann, *The Partonic Structure of the Photon: Photoproduction at the Lepton-Proton Collider HERA*, Universität Heidelberg (1996)

[6] H. P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1
H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. C117 (1985) 75
G. G. Ross, *Grand Unified Theories*, Benjamin Cummings (1985)
Ein aktueller Überblick ist zu finden bei:
H. Baer et al., HEP preprint hep-ph/953479 (1995)

[7] H1 Collaboration, S. Aid et al., Z. Phys. C71, (1996) 211

[8] U. Braun, *Untersuchungen zum Nachweis supersymmetrischer Reaktionen bei HERA*, Universität Aachen (1993)

[9] G. A. Schuler, H. Spiesberger, *DJANGO 2.1*, Proceedings of the workshop on Physics at HERA, Ed. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY (1992) 1419.

[10] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. J. Mohring, Comp. Phys. Comm. 69 (1990) 155

[11] A. Martin, R. Roberts, J. Stirling, Phys. Rev. D47 (1993) 867 und RAL preprint 94-055 (1994)

[12] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[13] I.Abt, *Manual to IJRAY*, Interner H1-Report, H1-05/93-290 (1993)

[14] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127

[15] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 651

[16] P. Schleper, *Searches for minimal Supersymmetry at HERA*, Proceedings of the workshop on Future Physics at HERA, Ed. G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner DESY (1996).

[17] H. Baer, F. Paige, S. Protopopescu, X. Tata, *Simulating Supersymmetry with ISAJET 7.0 / ISASUSY 7.11* Proceedings of the workshop on Physics at Current Accelerators and Supercolliders, Ed. J. Hewett, A. White, D. Zeppenfeld, Argonne National Laboratory (1993)

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

[19] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, J. C. Lassalle, CERN-Report GEANT-DD/78/2 (1978) 76

[20] H1 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 310-347 und 348-396

[21] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460, ibid. A336 (1993) 499, ibid. A350 (1994) 57

[22] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 499

[23] H1 SpaCal Group, T. Nicholls et al., DESY preprint 95-165 (1995)
H1 SpaCal Group, T. Nicholls et al., DESY preprint 96-013 (1995)

[24] N. Gogitidze, S. Levonian, Interner H1-Report H1-02/96-471 (1996)

[25] M. Hapke, *Messung des Wirkungsquerschnitts geladener Ströme in tiefinelastischer Streuung*, Universität Hamburg (1994)

[26] O. Kaufmann, *Suche nach neuen Prozessen mit hohen transversalen Energien bei HERA*, Universität Heidelberg (1995)

[27] H1 Collaboration, I. Abt et al., DESY-Report DESY 94-055 (1994)

[28] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460

[29] S. Kermiche, J. Marks, Interner H1-Report H1-12/95-466 (1995)

[30] E.Elsen, J.Meyer, A.Schöning, Interner H1-Report H1-04/95-440 (1995)

[31] H1 Collaboration, T Ahmed et al., DESY-Report DESY 94-248 (1994)

[32] H1 Collaboration, T.Ahmed et al., Z. Phys. C66 (1995) 529

[33] A. Schöning, *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^{\pm}$-Bosonen am H1-Detektor bei HERA*, Universität Hamburg (1996)

[34] H1 Collaboration, S. Aid et al., Z. Phys. C67 (1995) 565

[35] H1 Collaboration, S. Aid et al., Phys. Lett. B380 (1996) 461

[36] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., Z. Phys. C64 (1994) 545

[37] OPAL Collaboration, M. Z. Akrawy et al., Phys. Lett. B240 (1990) 261
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Phys. Lett. B247 (1990) 148
ibid. B247 (1990) 157
MARK II Collaboration, T. Barklow et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2984
ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Rep. 216 (1992) 253

[38] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Phys. Lett. B373 (1996) 246

[39] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Phys. Lett. B377 (1996) 181

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde in der H1-Gruppe am Physikalischen Institut in Heidelberg angefertigt. Ich danke allen Mitgliedern der Gruppe und des ganzen Instituts für die angenehme und inspirierende Arbeitsatmosphäre.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Franz Eisele, der diese Arbeit angeregt und ihr Entstehen stets mit lebhaftem Interesse verfolgt und durch wertvolle Ratschläge gefördert hat.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. Michael G. Schmidt für die Übernahme des Korreferats.

Für anregende Diskussionen, wichtige Hinweise und gute Zusammenarbeit bin ich der ganzen H1-Gruppe in Heidelberg, inbesondere Dr. Peter Schleper, Dr. Martin Erdmann, Dr. Bernhard Schwab, Judith Katzy, Marco Werner und Stefan Scharein sowie der Elektroschwachen Arbeitsgruppe am DESY zu größtem Dank verpflichtet.

Meinen Eltern möchte ich für die Unterstützung danken, mit der sie mich mein ganzes langes Studentenleben hindurch begleitet haben.

Ganz herzlichen Dank schulde ich vor allem meiner Frau, Dr. Petra Fochler. Ohne ihren Ansporn und ihre Geduld in den letzten Monaten wäre diese Arbeit niemals fertig geworden.