Untersuchung des schwachen geladenen Stroms in tiefinelastischen Positron–Proton Kollisionen mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring

Dissertation an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

von
Karsten Rüter
aus Bochum

München
16. Oktober 1996

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. Christian Kiesling

2. Gutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Dezember 1996

In the world according to Garp, we are all terminal cases.

John Irving

Inhaltsverzeichnis

Anhang

1 Einleitung

Die erste Beobachtung der schwachen Wechselwirkung war der radioaktive β-Zerfall der Atomkerne. Dabei zerfällt ein Neutron des Kerns in ein Proton, ein Antineutrino und ein Elektron, das als β-Strahlung beobachtet wird. Fermi lieferte 1934 erstmals eine theoretische Beschreibung der schwachen Wechselwirkung. Er interpretierte den β-Zerfall als punktförmige Wechselwirkung von vier Fermionen mit der Kopplungskonstanten G_F [1]. Aufgrund der langen Lebenszeit der schwach zerfallenden Fermionen muß die Kopplungskonstante der Fermi-Theorie G_F sehr klein sein.
Der experimentelle Befund, daß Kaonen in zwei und in drei Pionen zerfallen, zwei Zustände mit unterschiedlicher Parität, konnte zunächst nicht erklärt werden. Als Lösung dieses sogenannten θ/τ-Rätsels wurde von Lee und Yang die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung postuliert [2]. Diese wurde später von Wu durch Messung des Zerfalls polarisierter ^{60}Co-Kerne experimentell bestätigt [3].
Die V-A Theorie wurde von Feynman und Gell-Mann entwickelt [4]. Sie erklärt im Gegensatz zur Fermi-Theorie die experimentell beobachtete Paritätsverletzung. Ein gravierendes Problem der Fermi-Theorie blieb jedoch, daß der Wirkungsquerschnitt linear mit dem Quadrat der Schwerpunktenergie s ansteigt und so bei hohen Energien ($\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$) die Unitarität verletzt wird.
Dieses Problem konnte durch die Einführung massiver Eichbosonen ($W^{\pm}$), die analog zum Photon in der Quantenelektrodynamik (QED) die schwache Wechselwirkung vermitteln, gelöst werden. Der Propagator des W-Bosons ist vom übertragenden Viererimpuls und der Masse des W-Bosons abhängig und dämpft bei hohen Viererimpulsüberträgen den Wirkungsquerschnitt. Die Kopplung g der Fermionen an das Boson ist dabei etwa gleich stark wie die elektromagnetische Kopplungskonstante, die Schwäche der Wechselwirkung liegt an der sehr hohen Masse der W-Bosonen. Dies führte zur Vereinheitlichung beider Wechselwirkungen im sogenannten Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [5–7].

Die Vorhersagen des Standardmodells wurden durch viele Neutrino-Streuexperimente bestätigt[1]. Insbesondere wurde 1973 experimentell die im Standardmodell postulierte Existenz von schwachen neutralen Strömen (Z^0-Austausch) nachgewiesen [9].
In diesen Experimenten war jedoch die Schwerpunktenergie nicht hoch genug, um eine Abweichung vom linearen Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu registrieren. Durch Annihilationsprozesse wurden an Speicherringen erstmals

---

[1] Eine Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse aus diesen Experimenten finden sich z.B. in [8].

reelle Eichbosonen erzeugt [10]. Die Masse der $W^{\pm}$-Bosonen konnte am Tevatron [11] und am SPS [12], die des Z^0-Bosons am LEP [13] bestimmt werden. Diese Massenbestimmungen werden mit LEP2 durch die Untersuchung von W^+W^--Paarproduktion bei einer Schwerpunktenergie von bis zu 200 GeV fortgesetzt werden.

Der Elektron-Proton Speicherring HERA bietet die Möglichkeit, Untersuchungen schwacher Prozesse in Lepton-Nukleon Streuung bei der bisher höchsten Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ durchzuführen. Durch HERA werden Protonen auf 820 GeV und Elektronen auf 30 GeV beschleunigt. Die Kollisionen werden von zwei großen Detektoren, H1 [14] und ZEUS [15], aufgezeichnet. Durch die hohen Energien der Teilchen sind Kollisionen mit Viererimpulsüberträgen Q^2 in der Größenordnung der Massen der schwachen Eichbosonen möglich. Dies ermöglicht, die Überprüfung des Standardmodells in einer neuen kinematischen Region, die den bisherigen Experimenten nicht zugänglich war.

Bereits in den ersten Daten aus dem Jahr 1993 wurde sowohl von H1 als auch von ZEUS der Propagatoreffekt des W-Bosons auf den Wirkungsquerschnitt des schwachen geladenen Stroms nachgewiesen [16, 17]. Seit 1994 werden von HERA Positronen und Protonen zur Kollision gebracht. Mit den Daten dieses Jahres konnte erstmals die Masse des virtuellen W-Bosons bestimmt werden [18, 19]. Diese Ergebnisse sind konsistent mit den Messungen der Masse der reellen W-Bosonen.
Die Statistik in den Analysen der Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen reicht dagegen noch nicht aus, um den Einfluß des Z^0-Bosons im Vergleich zum dominanten Photonaustausch signifikant nachzuweisen.

Neben den Untersuchungen der elektroschwachen Wechselwirkung wird bei H1 vor allem die Struktur des Protons analysiert (siehe z.B. [20–23]), der hadronische Endzustand untersucht (z.B. in [24, 25]) und nach Anzeichen für physikalische Prozesse jenseits des Standardmodells gesucht (siehe z.B. [26–28]).

In dieser Arbeit werden die gesamten bisher von H1 aufgezeichneten Daten aus Positron-Proton Kollisionen untersucht und die Ereignisse der Reaktion $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ (Ereignisse des geladenen Stroms) selektiert; dabei bezeichnet X einen beliebigen hadronischen Endzustand. Aus diesen Ereignissen werden der totale Wirkungsquerschnitt sowie der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma^{CC}/\,\mathrm{d}Q^2$ bestimmt. Mit Hilfe einer Extended Likelihood Analyse wird die Masse des W-Bosons ermittelt. Durch die Untersuchung der Winkelverteilung der Ereignisse des geladenen Stroms kann die Vorhersage des Standardmodells über die Helizitätsstruktur der schwachen Wechselwirkung überprüft werden.

Eine wichtige Aufgabe in der experimentellen Untersuchung des geladenen Stroms ist das Verständnis des Triggers des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr), auf ihm basiert die Aufzeichnung der Ereignisse. Im Gegensatz zu anderen Ereignissen der tiefinelastischen Streuung wird das auslaufende Lepton nicht direkt nachgewiesen, dem Trigger steht daher nur der hadronische Endzustand zur Verfügung. Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit bilden Untersuchungen zum Verständnis des Triggers und dessen Optimierung zum Nachweis von Ereignissen des geladenen Stroms.

In Abschnitt 2 wird die hochenergetische Positron-Proton-Streuung im Bild des Standardmodells erläutert. Die Abschnitte 3 und 4 stellen die Speicherringe und die für diese Analyse wesentlichen Komponenten des H1-Detektors vor. Der Abschnitt 5 verdeutlicht die Schritte zur Messung der Wirkungsquerschnitte. Im Abschnitt 6 wird die Optimierung des LAr-Triggers für den Nachweis von Ereignissen des geladenen Stroms beschrieben. Daran anschließend wird die Selektion der Ereignisse erläutert. Im Abschnitt 8 werden die Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt. Diese sind die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts, der differentiellen Wirkungsquerschnitte, sowie die Bestimmung der Masse des W-Bosons und eine qualitative Betrachtung der Helizitätsstruktur der schwachen Wechselwirkung.

2 Positron-Proton Streuung

In der Streuung von hochenergetischen Positronen an Protonen werden Ereignisse beobachtet, in denen im Endzustand kein Positron sondern ein Antineutrino auftritt. Die Ereignisse dieses Prozesses werden *Ereignisse des geladenen Stroms* (engl.: charged current, CC) genannt, da die elektrische Ladung des auslaufenden Leptons eine andere als die des einlaufenden Leptons ist. Treten dabei Impulsüberträge von mehreren GeV auf, so wird der Prozeß tiefinelastisch, und das Proton zerbricht in den hadronischen Endzustand X ($e^+p \to \bar{\nu}_e X$).
Abbildung 2.1 zeigt den Feynmangraph des geladenen Stroms für die Streuung von Positronen an Protonen in niedrigster Ordnung.

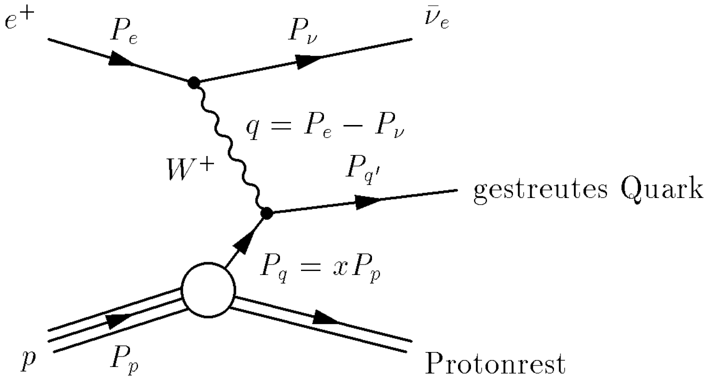


Abbildung 2.1: *Feynmangraph des geladenen Stroms niedrigster Ordnung in tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung. P_x sind die Viererimpulse der Teilchen.*

Im Quark-Parton-Modell (QPM) [29, 30] wird die Streuung am Proton auf die Wechselwirkung des Eichbosons mit einer Konstituenten (Parton) des Protons zurückgeführt.
Im folgenden Abschnitt wird der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+p \to \bar{\nu}_e X$ aus der Streuung von Positronen an Quarks bzw. Antiquarks hergeleitet. Die nachfolgenden Abschnitte behandeln kurz Prozesse mit neutralen Austauschteilchen (Photon, Z^0).

2.1 Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms in e^+p Kollisionen

Im Bild des QPM besteht das Proton aus drei *Valenzquarks* (zwei Up(u)- und einem Down(d)-Quark) die durch Gluonen, den Trägern der starken Wechselwirkung, zusammengehalten werden. Durch Vakuumfluktuationen entstehen aus den Gluonen Quark-Antiquarkpaare. Diese Quarks werden *Seequarks* genannt.
Im Prozeß des geladenen Stroms wird am Leptonvertex die elektrische Ladung des Leptons beim Übergang $e^+ \to \bar{\nu}_e$ um eine Elementarladung vermindert, die Ladung des auslaufenden Quarks muß dann aus Gründen der Ladungserhaltung um eine Einheit höher als die des einlaufenden Quarks sein. Daher können nur (Anti-)Quarks, die eine negative elektrische Ladung tragen, mit dem W-Boson wechselwirken. Den dominierenden Beitrag liefert die Streuung des Positrons an dem d-Valenzquark. Abbildung 2.2 zeigt den Feynmangraphen dieses Prozesses.

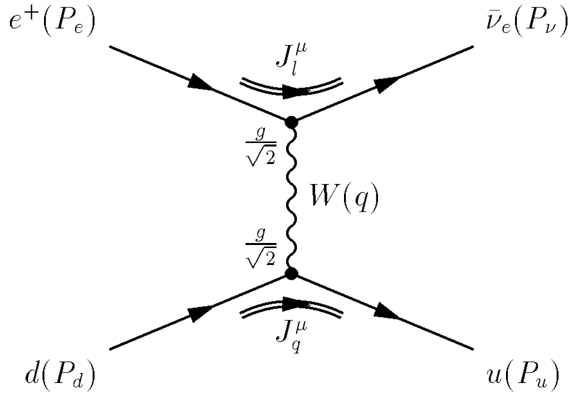


Abbildung 2.2: *Feynmangraph des geladenen Stroms in niedrigster Ordnung bei der Streuung eines Positrons an einem d-Quark (In Klammern die Viererimpulse der Teilchen). Die geladenen Dirac-Ströme am Lepton- und Quarkvertex sind mit* J_l^μ *bzw.* J_q^μ *bezeichnet, die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung ist* g.

Die schwache Wechselwirkung koppelt nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen[1]. Dies wird durch den linkshändigen Projektionsoperator $\frac{1}{2}(1-\gamma^5)$ in den geladenen Dirac-Strömen ausgedrückt:

$$J_l^\mu = \bar{u}_\nu \, \gamma^\mu \tfrac{1}{2}(1-\gamma^5) \, u_e \qquad (2.1)$$

---

[1] Ein Teilchen ist linkshändig, wenn seine Helizität, also das Skalarprodukt aus Spin und Impuls, negativ ist und rechtshändig, wenn sie positiv ist.

$$J_q^\mu = \bar{u}_u \, \gamma^\mu \tfrac{1}{2}(1-\gamma^5) \, u_d \tag{2.2}$$

ergibt sich für das Matrixelement $\mathcal{M}$ des in Abbildung 2.2 gezeigten Streuprozesses (siehe z.B. [31]):

$$\mathcal{M} = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \, \bar{u}_\nu \, \gamma_\mu \tfrac{1}{2}(1-\gamma^5) \, u_e \right) \frac{(-g^{\mu\nu} + q^\mu q^\nu / M_W^2)}{q^2 - M_W^2} \left(\frac{g}{\sqrt{2}} \, \bar{u}_u \, \gamma_\nu \tfrac{1}{2}(1-\gamma^5) \, u_d \right) \, . \tag{2.3}$$

u und $\bar{u}$ sind die Dirac-Spinoren der ein- bzw. auslaufenden Teilchen, γ^μ die Diracschen γ-Matrizen und $q = P_e - P_\nu$ der Viererimpuls des W-Bosons.

Der Term $q^\mu q^\nu / M_W^2$ liefert einen Beitrag $\sim m_e m_u / M_W^2$, der aufgrund der geringen Massen der Leptonen vernachlässigt werden kann[2].
Die Stärke der Kopplung der schwachen Wechselwirkung kann durch die Fermi-Konstante G_F ausgedrückt werden [31]:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 \, M_W^2} \tag{2.4}$$

Es ist üblich, den Impulsübertrag durch die positive Lorentzinvariante $Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_\nu)^2$ auszudrücken, für das Matrixelement erhält man schließlich:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \, \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \, \big(\bar{u}_\nu \, \gamma^\mu (1-\gamma^5) \, u_e\big) \, \big(\bar{u}_u \, \gamma_\mu (1-\gamma^5) \, u_d\big) \tag{2.5}$$

Die Matrixelemente für die Streuung des Positrons an einem Quark oder Antiquark des Sees ergeben sich entsprechend durch Ersetzen der Dirac-Spinoren.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem der Positron-Quark-Streuung gilt [32]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega^*} = \frac{1}{64 \, \pi^2 \, s_q} \overline{|\mathcal{M}|^2} \tag{2.6}$$

Dabei bezeichnet $\mathrm{d}\Omega^*$ einen infinitesimalen Raumwinkel im Schwerpunktsystem der Positron-Quark-Streuung, $s_q = (P_e + P_q)^2$ ist das Quadrat der Schwerpunktenergie.

Zur Berechnung des Betragsquadrats des Matrixelements muß berücksichtigt werden, daß sowohl die einlaufenden Positronen als auch die Quarks nicht polarisiert sind.

---

[2] In der gesamten Arbeit werden alle Massen mit Ausnahme der Masse des W-Bosons im weiteren vernachlässigt.

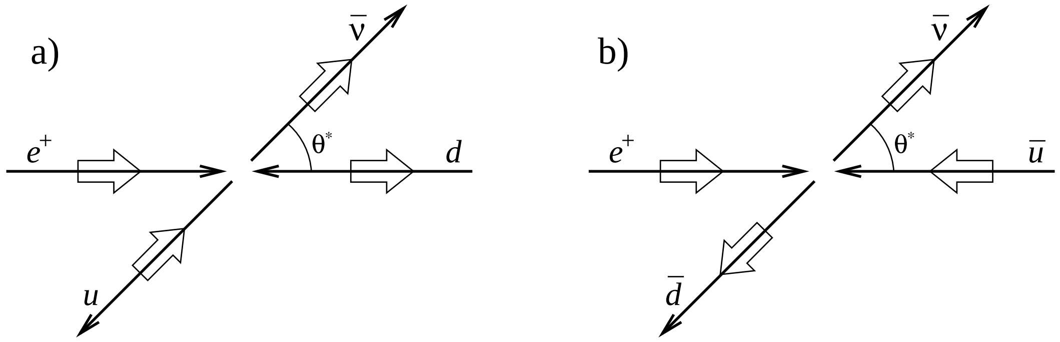


Abbildung 2.3: *Helizitäts-Konfiguration bei der Streuung von Positronen an Quarks (a) bzw. Antiquarks (b). Die Helizität der Teilchen ist durch die offenen Pfeile dargestellt.*

Abbildung 2.3 zeigt die Helizitäts-Konfiguration der Streuung von Positronen an Quarks bzw. Antiquarks im Schwerpunktsystem. Besonders zu beachten ist, daß aufgrund der Drehimpulserhaltung eine Rückwärtsstreuung ($\theta^* = \pi$) bei Quarks im Gegensatz zu Antiquarks nicht möglich ist.
Für die Streuung von Positronen an Quarks bzw. Antiquarks ergeben sich dann folgende Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+d \to \bar{\nu}\, u)}{\mathrm{d}\Omega^*} = \frac{G_F^2}{32\,\pi^2}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2 s_q\;(1+\cos\theta^*)^2 \tag{2.7}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+\bar{u} \to \bar{\nu}\, \bar{d})}{\mathrm{d}\Omega^*} = \frac{G_F^2}{8\,\pi^2}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2 s_q \tag{2.8}$$

Stimmen Labor- und Schwerpunktsystem nicht überein, so ist es vorteilhaft, die Winkelabhängigkeit durch die dimensionslose Variable y auszudrücken[3]. Zwischen y und θ^* besteht folgender Zusammenhang:

$$1 - y \equiv \frac{P_q \cdot P_\nu}{P_q \cdot P_e} = \tfrac{1}{2}(1+\cos\theta^*) \tag{2.9}$$

Durch Verwendung von 2.9 erhält man für 2.7 und 2.8:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+d \to \bar{\nu}\, u)}{\mathrm{d}y} = \frac{G_F^2\, s_q}{2\,\pi}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2 (1-y)^2 \tag{2.10}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+\bar{u} \to \bar{\nu}\, \bar{d})}{\mathrm{d}y} = \frac{G_F^2\, s_q}{2\,\pi}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2 \tag{2.11}$$

---

[3] Die physikalische Bedeutung von y wird im Abschnitt 2.4 näher erläutert.

Aus den Wirkungsquerschnitten der Positron-Quark und Positron-Antiquark Streuung kann man nun den Wirkungsquerschnitt für die Positron-Proton Streuung bestimmen. Dabei ist der Impuls, und damit auch die Schwerpunktenergie des streuenden Partons, nicht mehr vorgegeben, vielmehr ist nur der Impuls des einlaufenden Protons fest. Die Verknüpfung von Quark- und Protonimpuls erfolgt über die Bjorkensche Skalenvariable x. Für den Quarkimpuls und die Schwerpunktenergie im Positron-Quark System gilt:

$$P_q = x\,P_p \tag{2.12}$$

$$s_q = x\,s \quad , \tag{2.13}$$

d.h. x kann in niedrigster Ordnung als Bruchteil des Protonimpulses, den das streuende (Anti-) Quark trägt, interpretiert werden. Man beachte, daß in der Definition von y der Quarkimpuls durch den Protonimpuls ersetzt werden kann, ohne den Wert zu ändern.

Die Quarkverteilungsdichten $q_f(x, Q^2)$ beschreiben die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit dem *flavour* f und dem Impulsanteil x im Proton bei einem Impulsübertrag von Q^2 zu finden. Im Quark-Parton-Modell sind die Quarks punktförmige Konstituenten des Protons. Die Quarkverteilungsdichten sind dann nicht von Q^2 abhängig. Dieses Phänomen wird *scaling* genannt.
Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung. Durch eine mögliche Abstrahlung von Gluonen wird neben der starken x- auch eine Q^2-Abhängigkeit (*scaling violation*) erwartet. Dies wird auch in der Bestimmung der Protonstrukturfunktionen bei H1 [22, 23, 33, 34] beobachtet. In dieser Arbeit wird der Bereich $Q^2 > 400\,\mathrm{GeV}^2$ und $x > 1.77 \cdot 10^{-2}$ untersucht (siehe Abschnitt 7). Dort ist die Abhängigkeit der Quarkverteilungsdichten von Q^2 sehr schwach und kann daher in erster Ordnung vernachlässigt werden.

Unter Verwendung der Quarkverteilungsdichten $q_f(x)$ können 2.10 und 2.11 zusammengefaßt werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Positron-Proton-Streuung ergibt sich damit:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+p \to \bar{\nu}\,X)}{\mathrm{d}y\ \mathrm{d}x} = \frac{G_F^2\,xs}{2\,\pi}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right)^2 \left[(1-y)^2 \sum_{f=d,s,b} q_f(x) + \sum_{f=u,c} \bar{q}_f(x)\right] \tag{2.14}$$

Eine ausführliche Diskussion des differentiellen Wirkungsquerschnitts und seiner Abhängigkeit von den elektroschwachen Parametern bei der Berücksichtigung höherer Ordnungen findet sich in [35].

2.2 Neutrale Ströme

Die tiefinelastische Streuung eines Positrons am Proton kann auch über den Austausch eines Photons (γ) oder eines Z^0 erfolgen. Das Positron bleibt in diesem Prozeß erhalten. Da sich seine elektrische Ladung nicht ändert, wird der Prozeß *neutraler Strom* (engl.: neutral current, NC) genannt. Abbildung 2.4 zeigt den Feynmangraph des neutralen Stroms niedrigster Ordnung.

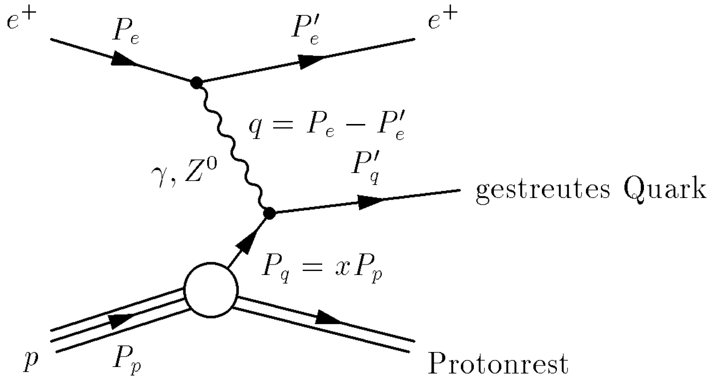


Abbildung 2.4: *Feynmangraph des neutralen Stroms niedrigster Ordnung in tiefinelastischer Positron - Proton - Streuung. P_x sind die Viererimpulse der Teilchen.*

Im Quark-Parton-Modell ist der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms ($e^+p \to e^+X$) unter Verwendung der Callan-Cross Relation $2xF_1 = F_2$ [36] gegeben durch [35]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{NC}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[\left(1+(1-y)^2\right)F_2(x,Q^2) - \left(1-(1-y)^2\right)xF_3(x,Q^2)\right] \tag{2.15}$$

α ist die Feinstrukturkonstante; $F_2(x,Q^2)$, $F_3(x,Q^2)$ sind die Strukturfunktionen des Protons, sie enthalten die Quarkverteilungsdichten, die Kopplungskonstanten und die Propagatorterme der schwachen Wechselwirkung.
Die Strukturfunktion F_3 beschreibt den paritätsverletzenden Anteil der schwachen Wechselwirkung. Sie läßt sich als Differenz der Quarkverteilungsdichten schreiben. Es gilt:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x,Q^2) + x\bar{q}_f(x,Q^2)\right] A_f(Q^2) \tag{2.16}$$

$$xF_3(x,Q^2) = \sum_f \left[xq_f(x,Q^2) - x\bar{q}_f(x,Q^2)\right] B_f(Q^2) \tag{2.17}$$

Summiert wird über alle Quarksorten (f), die Faktoren $A_f(Q^2)$ und $B_f(Q^2)$ enthalten die Kopplungskonstanten und die Korrekturen für den Austausch des massiven Z^0. Im Falle unpolarisierter Strahlen gilt:

$$A_f(Q^2) = Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \Pi_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\Pi_Z^2 \tag{2.18}$$

$$B_f(Q^2) = -2Q_f a_e a_f \Pi_Z + 4v_e a_e v_f a_f \Pi_Z^2 \tag{2.19}$$

Q_f ist die elektrische Ladung des Quarks f in Einheiten der Elementarladung. v_e, a_e und v_f, a_f bezeichnen die vektoriellen und axialen Kopplungskonstanten des Positrons und der Quarks an das Z-Boson. Π_Z ist das Verhältnis aus Z^0- und γ-Propagator:

$$\Pi_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \tag{2.20}$$

Bei niedrigen Q^2 dominiert der Photonaustausch. Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms ist daher in diesem Bereich sehr viel größer als der des geladenen Stroms. Erst wenn der Impulsübertrag in der Größenordnung der Massen der schwachen Eichbosonen ist, spielt der schwache Prozeß eine Rolle. In diesem Bereich sind die Wirkungsquerschnitte des geladenen und des neutralen Stroms etwa gleich groß.

Ereignisse des neutralen Stroms bei einem sehr kleinen Viererimpulsübertrag $Q^2 \approx 0$ werden Photoproduktionsereignisse genannt. Durch den geringen Impulsübertrag wird das Positron in diesen Ereignissen nur wenig aus seiner ursprünglichen Flugbahn abgelenkt.

2.3 Hadronischer Endzustand

Aus dem gestreuten Quark und den Quarks des Protonrests entstehen Hadronschauer (*Jets*). Der Hadronschauer, der aus dem gestreuten Quark entsteht, wird *Strom-Jet* genannt, der Jet des Protonrests *Target-Jet*. Anschaulich kann die Entstehung der Jets folgendermaßen erklärt werden [37]:

Das gestreute Quark ist durch Gluonen mit den Quarks des Protonrests verbunden. Da die Gluonen auch miteinander wechselwirken, bildet sich ein *Farbband* (color string) zwischen den Quarks aus. Durch den Streuprozeß erhält ein Quark einen großen Transversalimpuls. Es entfernt sich von den anderen, und immer mehr Energie wird im Farbband gespeichert. Ist genügend Energie vorhanden, so kann durch eine spontane Fluktuation aus dem Vakuum ein Quark-Antiquarkpaar entstehen. Dieses ist wiederum über Farbbänder mit den ursprünglichen Quarks verbunden. Durch das weitere Auseinanderlaufen wird wieder so viel Energie erzeugt, daß ein weiteres Paar entstehen kann.

Der Prozeß wiederholt sich so lange, bis nicht mehr genug Energie vorhanden ist, um ein weiteres Paar zu bilden. In Abbildung 2.5 ist diese anschauliche

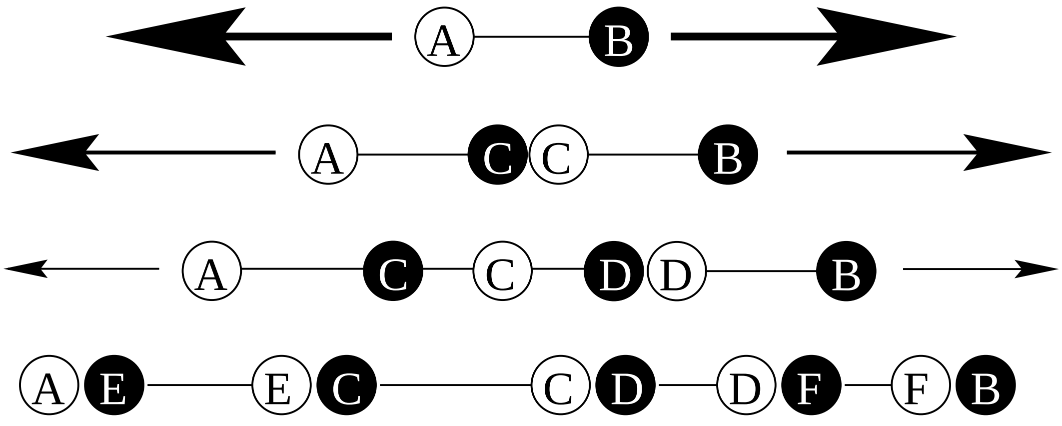


Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung der Entstehung von Jets. Zwei Quarks entfernen sich voneinander; dadurch wird die Energie in dem Farbband, das beide verbindet, so groß, daß ein Quark-Antiquarkpaar entstehen kann. Der Prozeß wiederholt sich so lange, bis nicht mehr genügend Energie zur Bildung eines neuen Paars aufgebracht wird.*

Entstehung von Jets schematisch dargestellt.
Aus den am Ende der Kaskade existierenden Quarks formieren sich Hadronen (*Hadronisierung*), meist Mesonen, die sich entlang der ursprünglichen Quarkrichtung bewegen. Diese Mesonen und ihre Zerfallsprodukte werden als Jets in den Detektoren registriert.

2.4 Kinematik in *ep*-Kollisionen

In Abschnitt 2.1 ist der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des geladenen Stroms als Funktion der kinematischen Variablen x und y hergeleitet worden. Diese Größen sind aber nicht unmittelbar zugänglich, sondern müssen erst aus dem Endzustand des Ereignisses rekonstruiert werden.
Aus den in Abbildung 2.1 eingeführten Vierervektoren lassen sich unter Verwendung des Impulsübertrags vom Positron auf das Proton $q = P_e - P_\nu$ folgende Lorentzinvarianten aus Produkten zweier Vierervektoren bilden:

s	$=$	$(P_p + P_e)^2$	Quadrat der Schwerpunktenergie
Q^2	$=$	$-q^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrags ($0 \leq Q^2 \leq s$)
x	$=$	$\frac{Q^2}{2P_p\, q}$	Bjorkensche Skalenvariable ($0 \leq x \leq 1$)
y	$=$	$\frac{P_p\, q}{P_p\, P_e}$	relativer Energieübertrag vom Positron auf das Proton im Protonruhesystem ($0 \leq y \leq 1$)

Die Kinematik in *ep*-Kollisionen ist durch zwei unabhängige Variablen vollständig bestimmt, da neben dem Streuwinkel nur die Schwerpunktenergie der zugrundeliegenden Positron-Quark-Streuung unbekannt ist Die Variablen x, y, Q^2 sind daher nicht unabhängig; es gilt die Beziehung $Q^2 = sxy$.

Der Viererimpuls des gestreuten Quarks $P_{q'}$ wird durch Summation über alle Teilchen des Strom-Jets (SJ) bestimmt[4]. Unter Verwendung des H1-Koordinatensystems, dessen z-Achse in Flugrichtung des Proton liegt und in dem der Polarwinkel θ gegen die z-Achse gemessen wird, gilt:

$$P_e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \qquad P_\nu = \begin{pmatrix} E_\nu \\ E_\nu \sin(\theta_\nu)\sin(\phi_\nu) \\ E_\nu \sin(\theta_\nu)\cos(\phi_\nu) \\ E_\nu \cos(\theta_\nu) \end{pmatrix} \tag{2.21}$$

$$P_p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix} \qquad P_{q'} = \begin{pmatrix} \sum_{SJ} E_i \\ \sum_{SJ} E_i \sin(\theta_i)\sin(\phi_i) \\ \sum_{SJ} E_i \sin(\theta_i)\cos(\phi_i) \\ \sum_{SJ} E_i \cos(\theta_i) \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

Da das Neutrino vom H1 Detektor nicht registriert wird, kann zur Bestimmung der kinematischen Variablen x, y, Q^2 nur der hadronische Endzustand verwendet werden. Bezeichnet man mit E_{SJ} die Gesamtenergie aller Teilchen des Strom-Jets und mit θ_{SJ} seinen Winkel relativ zur Richtung des Protonstrahls, so erhält man [38]:

$$x = \frac{E_{SJ}\,\cos^2(\theta_{SJ}/2)}{E_p\left(1 - \frac{E_{SJ}}{E_e}\,\sin^2(\theta_{SJ}/2)\right)} \tag{2.23}$$

$$y = \frac{E_{SJ}}{2\,E_e}\,(1 - \cos(\theta_{SJ})) \tag{2.24}$$

$$Q^2 = \frac{(E_{SJ}\,\sin(\theta_{SJ}))^2}{1-y} \tag{2.25}$$

In der Praxis ist es aber nicht möglich, die beobachteten Teilchen eindeutig dem Strom- oder dem Target-Jet zuzuordnen. F. Jacquet und A. Blondel haben ein Verfahren entwickelt, bei dem diese Unterscheidung nicht gemacht werden muß [39].
Zur Bestimmung der Kinematik werden die Longitudinalimpulse (parallel zur

---

[4] In allen Summen ist i jeweils der Summationsindex.

Strahlachse) und Transversalimpulse (senkrecht zur Strahlachse) aller Teilchen, mit Ausnahme des gestreuten Leptons, verwendet.

$$P_z^{had} = \sum_{Hadronen} E_i \cos(\theta_i) \tag{2.26}$$

$$E^{had} = \sum_{Hadronen} E_i \tag{2.27}$$

$$V^{had} = \sqrt{\left(\sum_{Hadronen} p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_{Hadronen} p_{y,i}\right)^2} \tag{2.28}$$

Aus diesen Summen werden dann die kinematischen Variablen wie folgt bestimmt:

$$y_{JB} = \frac{E^{had} - P_z^{had}}{2\,E_e} \tag{2.29}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(V^{had})^2}{1 - y_{JB}} \tag{2.30}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{4\,E_p\,E_e\,y_{JB}} \tag{2.31}$$

Der Vorteil der Jacquet-Blondel-Methode ist, daß Teilchen mit hohen Longitudinal- und geringen Transversalimpulsen, die das Strahlrohr nicht verlassen und daher nicht gemessen werden können, nur wenig zur Bestimmung der Kinematik beitragen und diese dadurch kaum verfälscht wird. Bei der V-Messung sind die Beiträge von Teilchen mit kleinen Winkeln θ_i proportional zu θ_i, bei der $(E - P_z)$-Summierung sogar proportional zu θ_i^2.
Unter Verwendung der kinematischen Variablen kann mit Hilfe der Jacquet-Blondel-Methode der Polarwinkel des gestreuten Quarks θ_q bestimmt werden:

$$\cos(\theta_q)_{JB} = \frac{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) - 4E_e^2 y_{JB}^2}{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) + 4E_e^2 y_{JB}^2} \tag{2.32}$$

$$= \frac{(V^{had})^2 - (E^{had} - P_z^{had})^2}{(V^{had})^2 + (E^{had} - P_z^{had})^2} \tag{2.33}$$

Da bei CC-Ereignissen das auslaufende Neutrino nicht nachgewiesen wird, werden die Summen 2.26 - 2.28 auf alle beobachteten Teilchen ausgedehnt. Insbesondere wird die vektorielle und skalare Summe aller gemessenen Transversalimpulse ermittelt:

$$V = \sqrt{\left(\sum_{\substack{gemessene\\Teilchen}} p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_{\substack{gemessene\\Teilchen}} p_{y,i}\right)^2} \tag{2.34}$$

$$S = \sum_{\substack{gemessene\\Teilchen}} \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2} \tag{2.35}$$

Es gilt $V \approx p_\perp^\nu$, da die Transversalimpulse der nicht gemessenen hadronischen Teilchen gering sind. Für Ereignisse, in denen das gestreute Positron nachgewiesen wird, erhält man $V \approx 0$, da alle Teilchen mit hohen Transversalimpulsen gemessen werden. Die vektorielle Summe der Transversalimpulse V eignet sich daher sehr gut zur Selektion von CC-Ereignissen.

In Abbildung 2.6 a) ist die durch x und y aufgespannte kinematische Ebene gezeigt[5]. Die eingezeichneten Linien mit konstanten V zeigen, daß ein Selektionsschnitt in V ein minimales x impliziert. Die Linien konstanten Streuwinkels θ_q zeigen den bei H1 zugänglichen Bereich zwischen $4° \leq \theta_q \leq 140°$, in dem Kalorimeter zur Messung von Hadronen installiert sind.

In Abbildung 2.6 b) ist die kinematische Ebene durch Q^2 und x aufgespannt, auch hier sind die Linien mit konstantem V eingezeichnet. Ein Schnitt in V impliziert ein minimales Q^2.

Energieflüsse werden bei H1 in der Regel nicht als Funktion des Polarwinkels θ, sondern als Funktion der Pseudorapidität η angegeben. Zwischen η und θ besteht folgender Zusammenhang:

$$\eta = -\ln(\theta/2) \tag{2.36}$$

---

[5] Im folgenden wird der Index JB bei den kinematischen Variablen weggelassen, wenn sie nicht mit den Ortskoordinaten verwechselt werden können.

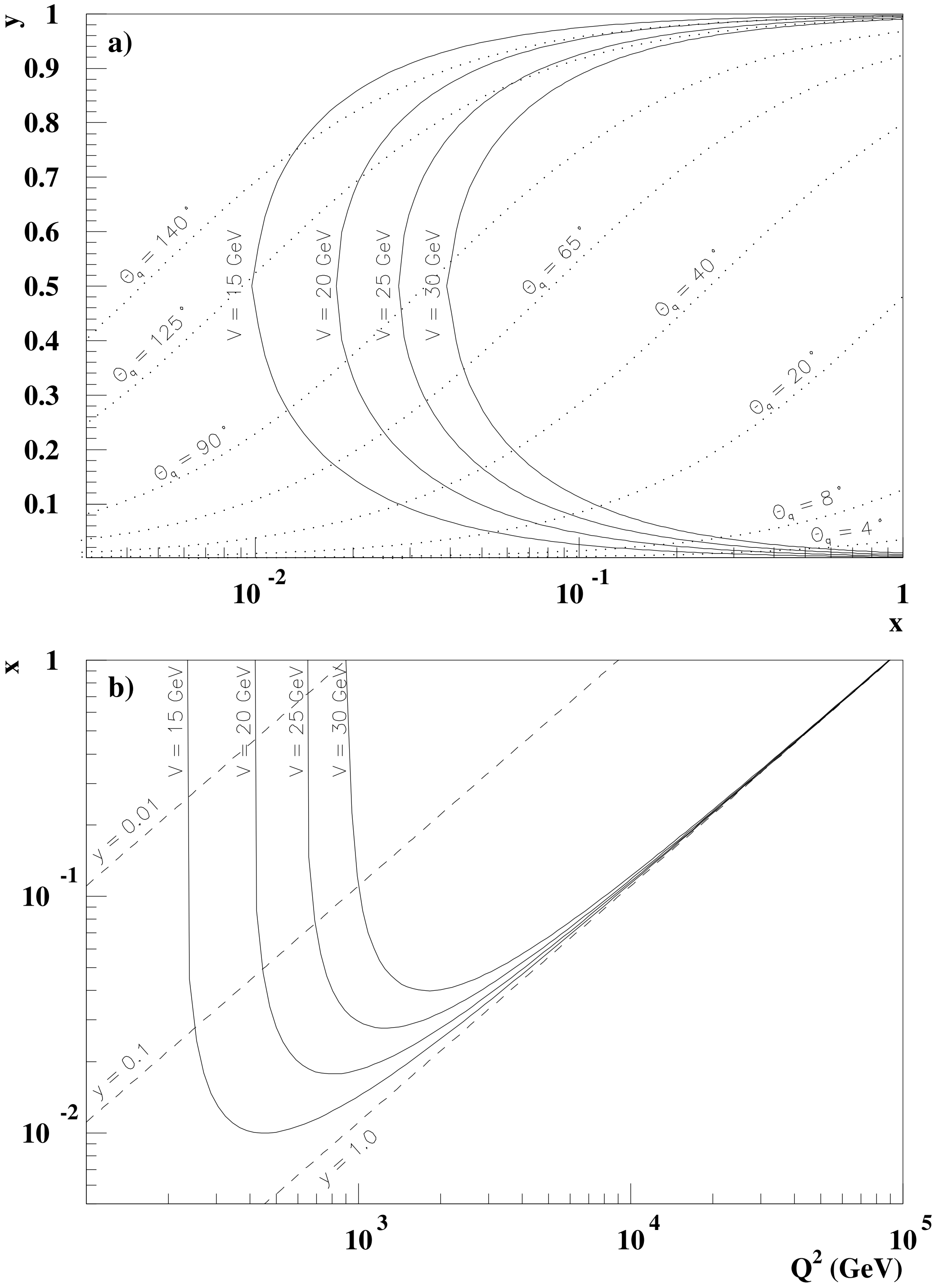


Abbildung 2.6: *Die kinematische Ebene. In a) aufgespannt durch x und y; eingezeichnet sind die Linien mit konstantem V (durchgezogen) und konstantem Streuwinkel* θ_q *(gepunktet). In b) aufgespannt durch* Q^2 *und x; wiederum mit den Linien konstanten Transversalimpuls V und zusätzlich mit konstantem y (gestrichelt).*

3 Die Beschleuniger bei DESY

Seit 1992 ist der HERA-Speicherring (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Betrieb. Der Speicherring ist der erste und bisher einzige, der hochenergetische Leptonen und Protonen zur Kollision bringt.
In HERA wurden bis Mitte Juli 1994 Elektronen beschleunigt. Dabei traten jedoch Probleme mit der Lebenszeit des Elektronenstrahls auf [40]. Da diese bei einem Betrieb mit Positronen nicht existieren, werden seitdem Positronen und Protonen zur Kollision gebracht.
Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Überblick über den HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger.

In diesem Abschnitt wird der Status des Speicherrings und seiner Vorbeschleuniger während der Positron-Strahlperioden in den Jahren 1994 und 1995 kurz erläutert.

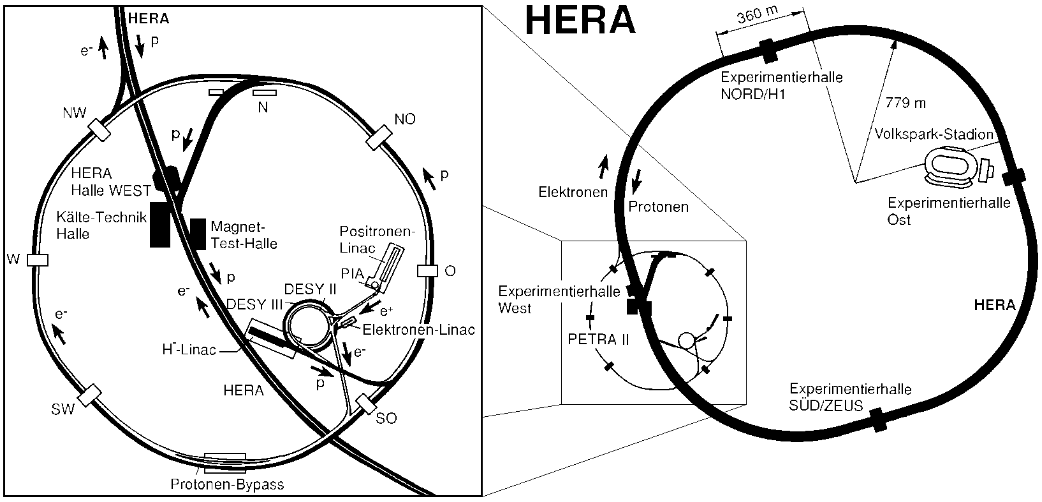


Abbildung 3.1: *Der Speicherring HERA (rechts) mit dem Vorbeschleunigersystem in der Ausschnittvergrößerung (links).*

3.1 Vorbeschleuniger für HERA

Aus technischen Gründen können Positronen und Protonen erst ab einer bestimmten Energie durch die HERA-Speicherringe beschleunigt werden. Die Teilchen werden daher durch eine Reihe von Vorbeschleunigern auf die Injektionsenergie von 14 GeV (Positronen) bzw. 40 GeV (Protonen) gebracht.

Als Vorbeschleuniger dienen die am DESY bereits existierenden Beschleuniger [41].

Positronen

Positronen werden zunächst mit einem Linear-Beschleuniger auf 500 MeV vorbeschleunigt und in einem kleinen Speicherring angesammelt. Sie werden dann in das Synchrotron DESY II injiziert; dort wird ihre Energie auf 7 GeV erhöht. Die Positronen werden dann zu dem modifizierten PETRA II Speicherring weitergeleitet. Hier werden sie auf 14 GeV beschleunigt und anschließend in den Elektron-Ring von HERA eingespeist.

Protonen

Protonen werden als H^--Ionen mit einem Linear-Beschleuniger auf 50 MeV beschleunigt. Die beiden überschüssigen Elektronen werden auf dem Transfer zum Synchrotron DESY III mittels einer *Stripperfolie* entfernt. Dort werden die Protonen dann auf 7.5 GeV weiter beschleunigt. Als letzter Vorbeschleuniger dient anschließend ebenfalls PETRA II; dort wird die Energie der Protonen auf 40 GeV erhöht bevor sie zum HERA Proton-Ring weitergeleitet werden.

3.2 Der HERA-Speicherring

Der HERA-Speicherring besteht aus zwei verschiedenen Ringen. Im Proton-Ring werden die von PETRA transferierten Protonen von 40 GeV auf 820 GeV beschleunigt. Im Elektron-Ring können sowohl Elektronen als auch Positronen beschleunigt werden. Ihre Energie wird von 14 GeV auf 30 GeV erhöht. Beide Ringe befinden sich in einem gemeinsamen 6.3 km langen Tunnel.

Um die Positronen auf ihrer kreisförmigen Bahn zu halten, ist ein Magnetfeld von 0.165 T erforderlich; es wird durch konventionelle Dipolmagnete erzeugt. Die Beschleunigung der Positronen und der Ausgleich des Energieverlusts durch Synchrotronstrahlung erfolgen durch supraleitende HF-Resonatoren, die mit einer Frequenz von 500 MHz betrieben werden. Insgesamt erbringen sie eine Leistung von 13.2 MW.
Die schwereren Protonen können nur mit einem wesentlich höheren Magnetfeld auf der Strahlposition gehalten werden. Der Proton-Ring ist daher mit supraleitenden Magneten ausgerüstet. Die Dipolmagnete erzeugen ein Magnetfeld von 4.68 T.

In beiden Ringen werden die Teilchen in Teilchenpaketen beschleunigt. Insgesamt können jeweils 210 Teilchenpakete gefüllt werden. An zwei Stellen, in der nördlichen und südlichen Experimentierhalle, werden die beiden Strahlen gekreuzt. Die Zeit zwischen zwei Kollision von einem Proton- und einem Positron-Paket (bunch crossing, BC) beträgt 96 ns.

HERA-Parameter		Design		1994		1995	
		e^+	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie	(GeV)	30.0	820	27.5	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie	(GeV)	314		300		300	
Strahlstrom	(mA)	58	163	17	41	18	54
Teilchenpakete		210	210	153	153	174	174
Max. $\mathcal{L}$	($\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$)	1.50×10^{31}		0.43×10^{31}		0.59×10^{31}	
Max. Spez. $\mathcal{L}$	($\mathrm{cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}}$)	4.0×10^{29}		5.2×10^{29}		6.2×10^{29}	
$\int \mathcal{L}\, dt^*$	($\mathrm{pb^{-1}y^{-1}}$)	100		4.7		10.1	

Tabelle 3.1: *Die Design-Parameter des Speicherrings HERA im Vergleich zu den Bedingungen der Positron-Strahlperioden in den Jahren 1994 und 1995. (* Die Integrierte Luminosität ist die von HERA gelieferte Luminosität.)*

Tabelle 3.1 zeigt, daß in den Jahren 1994 und 1995 noch nicht alle möglichen Teilchenpakete gefüllt werden konnten. Auch die Anzahl der Teilchen in einem Paket ist noch nicht so hoch wie vorgesehen. Die insgesamt im Speicherring zirkulierenden Ströme erreichen daher nur etwa ein Drittel der Designwerte. Die bisher maximal erreichte Luminosität ($\mathcal{L}$) ist noch geringer als vorgesehen, obwohl die erreichte spezifische Luminosität durch eine verbesserte Fokussierung der Strahlen bereits den Designwert übertrifft.

4 Der H1-Detektor

Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau des H1-Detektors [14]. Der Detektor ist in der nördlichen Experimentierhalle des HERA-Speicherrings aufgebaut.

Aufgrund der stark unterschiedlichen Impulse der Positronen und Protonen ist der Detektor asymmetrisch, ansonsten ist sein Aufbau ähnlich dem anderer Detektoren in der Hochenergiephysik.

Der Wechselwirkungspunkt ist von zylindrischen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben. Sie werden in Vorwärtsrichtung[1] durch die Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsdetektoren $\boxed{3}$ ergänzt.

An die Spurkammern schließt sich ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) zur Energiemessung an. Im elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$ wird Blei als Absorbermaterial verwendet, im hadronischen Teil $\boxed{5}$ Edelstahl. Im Rückwärtsbereich wird das LAr-Kalorimeter durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter $\boxed{12}$ ergänzt, mit ihm werden vor allem die gestreuten Positronen in NC-Ereignissen nachgewiesen und deren Energie bestimmt. Dieses Kalorimeter wurde Anfang 1995 durch ein Spaghetti-Kalorimeter ersetzt. Die extreme Vorwärtsrichtung wird durch ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter $\boxed{13}$ abgedeckt.

Das LAr-Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben. Der Solenoid liefert ein homogenes Magnetfeld von 1.15 T. Dies ist notwendig, um die Spuren der bei der Kollision entstandenen Teilchen zu krümmen, und so mit den Spurkammern deren Impuls bestimmen zu können. Das Rückflußjoch $\boxed{10}$ des Magneten ist mit Streamer-Röhren instrumentiert. Sie werden zur Identifikation von Myonen sowie zur Messung der Energie hadronischer Teilchen, die nicht im LAr-Kalorimeter absorbiert werden, verwendet.

Der Hauptdetektor wird in Vorwärtsrichtung durch ein Myon-Spektrometer abgeschlossen. Es besteht aus einem Toroid-Magneten $\boxed{11}$ und mehreren Myon-Kammern $\boxed{9}$, die sich vor bzw. hinter dem Magneten befinden. Mit dem Spektrometer können Impulse von 5 GeV/c bis 200 GeV/c bestimmt werden.

Die Detektoren zur Bestimmung der Luminosität befinden sich mehrere Meter in Rückwärtsrichtung vom Hauptdetektor entfernt (siehe Abschnitt 4.4), sie sind in Abbildung 4.1 nicht dargestellt.

Im folgenden werden der Aufbau und die Aufgaben der Detektorkomponenten, die in dieser Arbeit verwendet werden, erläutert.

Es wird das interne H1-Koordinatensystem, dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt liegt, verwendet. Die z-Achse zeigt in die Flugrichtung der einlaufenden Protonen, die y-Achse nach oben und die x-Achse zum

---

[1] Im folgenden wird die Richtung des einlaufenden Protonstrahls als Vorwärtsrichtung bezeichnet.

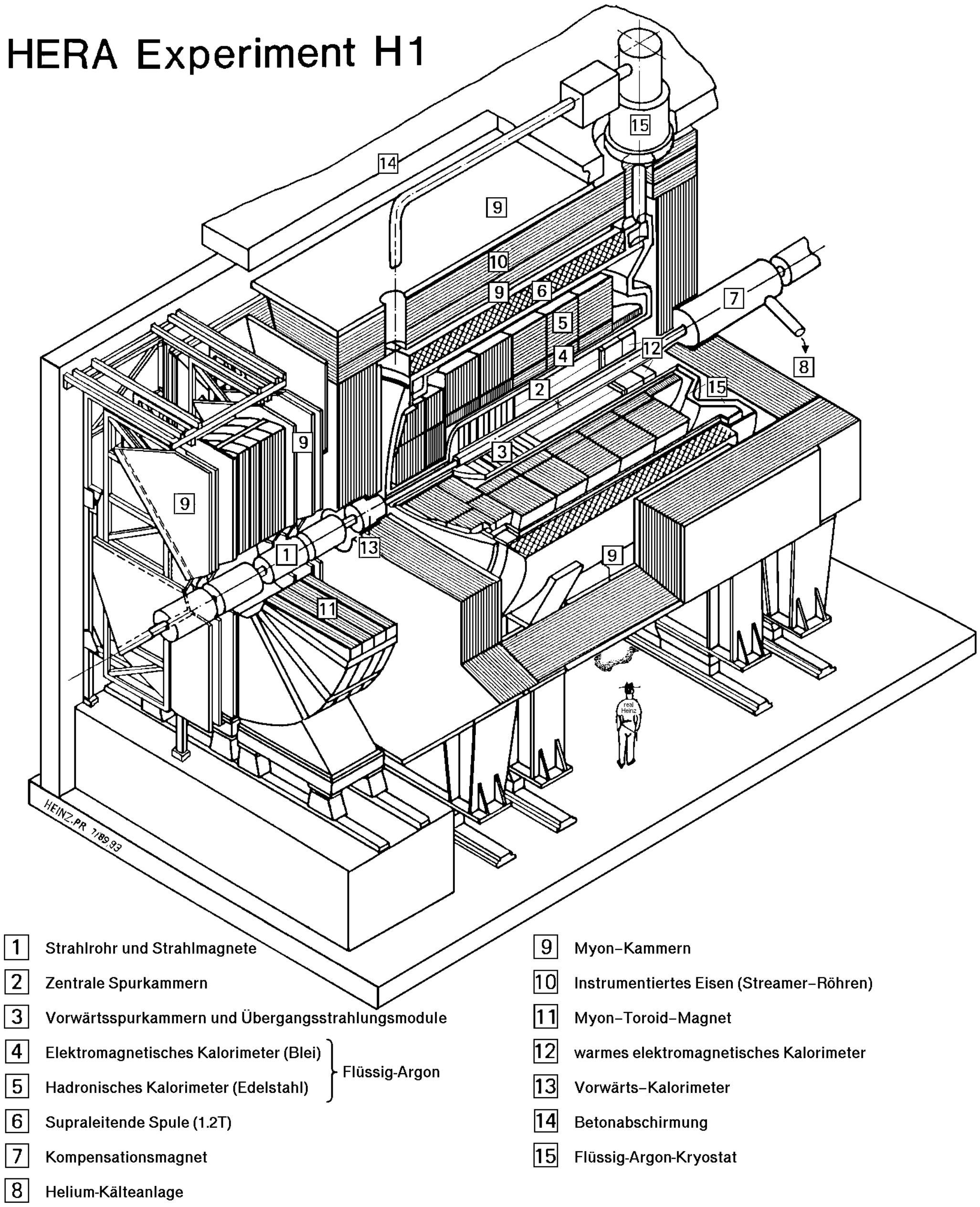


Abbildung 4.1: *Schematische Ansicht des H1-Detektors*

Zentrum des Speicherrings. Der Polarwinkel θ wird gegen die z-Achse, der Azimuthalwinkel ϕ von der x zur y-Achse gemessen.

4.1 Spurkammern

Die Spurkammern des H1-Detektors haben die Aufgabe Spuren geladener Teilchen zu erkennen, sie zu rekonstruieren und eine Teilchenidentifikation zu ermöglichen. Dazu werden verschiedene Kammern eingesetzt. Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Seitenansicht der Spurkammern.

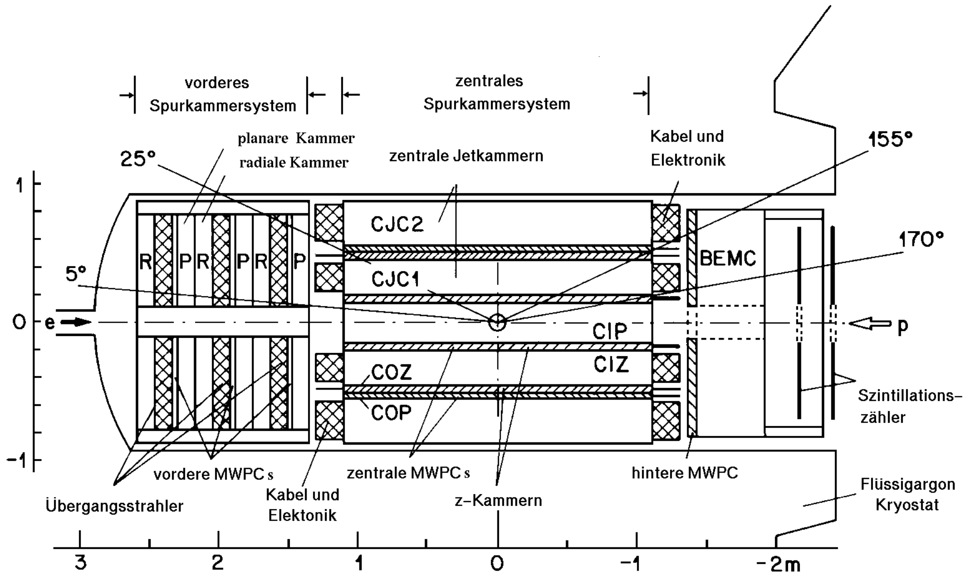


Abbildung 4.2: *Schematische Seitenansicht der Spurkammern*

Insgesamt wird der Winkelbereich $5^\circ < \theta < 175^\circ$ abgedeckt. Der asymmetrischen Ereignistopologie bei HERA wird durch die Anordnung der Kammern Rechnung getragen. Sie werden ihrer Lage entsprechend dem zentralen bzw. dem vorderen Spurkammer-System zugeordnet.

4.1.1 Das zentrale Spurkammer-System

Die zentralen Spurkammern sind in etwa 2.2 m langen, konzentrischen Zylindern um die Strahlachse angeordnet. Abbildung 4.3 zeigt schematisch die radiale Anordnung der Kammern.

Der erste Zylinder besteht aus zwei Lagen Proportionalkammern (Central Inner Proportional chamber, CIP) es folgt eine Driftkammer zur Bestimmung der z-Position (Central Inner Z-chamber, CIZ), sowie eine große Driftkammer zur Messung von $r - \phi$ (Central Jet Chamber 1, CJC1). Diese Aufbau wird mit den jeweils äußeren (Outer, O) Kammern wiederholt (COZ, COP, CJC2).

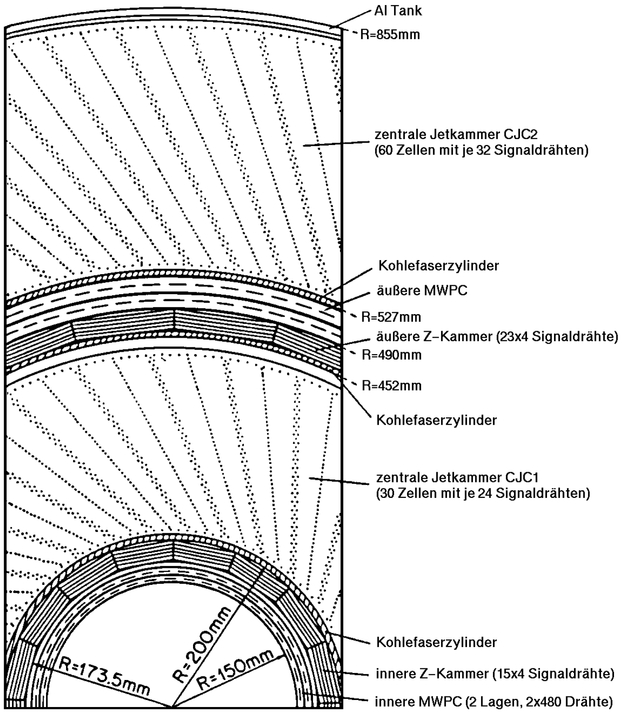


Abbildung 4.3: *Schematische Radialansicht der zentralen Spurkammern*

Im folgenden werden die Aufgaben und der Aufbau der zentralen Spurkammern erläutert.

4.1.1.1 Die zentralen Driftkammern

Aufgabe der großen zentralen Driftkammern (CJC1, CJC2) [42] ist es, die Spuren geladener Teilchen zu vermessen. Die Signaldrähte der CJCs sind parallel zur z-Achse gespannt. Zur Erzeugung und Formung des Driftfeldes werden ebenfalls Drähte, die parallel zur z-Achse verlaufen, verwendet. Die Driftzellen sind gegenüber der Radialrichtung um etwa 30° gedreht (siehe Abbildung 4.3), so daß die freigesetzten Elektronen möglichst senkrecht zur Richtung der Teilchenspuren driften und somit eine gute Ortsauflösung gewährleistet ist. Die Ortsauflösung der CJCs in der $r\phi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m. Die Lage der Spuren in Strahlrichtung wird durch Vergleich der Signale an beiden Enden der Signaldrähte bestimmt, die Ortsauflösung beträgt $\sigma_z = 22$ mm.
Die Teilchenidentifikation wird über die Bestimmung des Energieverlusts $\mathrm{d}E/\,\mathrm{d}x$ vorgenommen.
In Tabelle 4.1 sind die technischen Merkmale der zentralen Driftkammern zusammengefaßt.

		CJC1	CJC2
Innerer Radius	(mm)	203	530
Äußerer Radius	(mm)	451	844
Aktive Länge Δz	(mm)	2200	
Anzahl der Driftzellen		30	60
Anzahl der Signaldrähte pro Zelle		24	32
Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$	(mm)	0.17	
Ortsauflösung σ_z	(mm)	22	
Impulsauflösung σ_p/p^2	(GeV^{-1})	< 0.003	
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Auflösung		$\sigma(\mathrm{d}E)/\mathrm{d}E = 6\%$	

Tabelle 4.1: *Technische Merkmale der großen Driftkammern*

4.1.1.2 Die z-Kammern

Die Bestimmung der Lage einer Spur entlang der Strahlachse durch die CJCs über die Ladungsteilung ist nicht ausreichend genau. Aufgabe der z-Kammern (CIZ,COZ)[43] ist es, diese Position genauer zu bestimmen.

Die z-Kammern sind ebenfalls Driftkammern, allerdings verlaufen die Signaldrähte senkrecht zur Strahlachse (Ringe), so daß die freigesetzten Elektronen parallel zur Strahlachse driften. Jeder der 15 (CIZ) bzw. 24 (COZ) Ringe besteht jeweils aus vier konzentrisch angeordneten Signaldrähten.

Die Ortsauflösung der z-Kammern in Richtung der Strahlachse beträgt 0.26 mm (CIZ) bzw. 0.20 mm (COZ).

		CIZ	COZ
Innerer Radius	(mm)	173.5	460
Äußerer Radius	(mm)	200	485
Aktive Länge Δz	(mm)	1800	2160
Anzahl der Driftzellen (Ringe)		15	24
Anzahl der Signaldrähte pro Ring		4	4
Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$	(mm)	28	58
Ortsauflösung σ_z	(mm)	0.26	0.20

Tabelle 4.2: *Technische Merkmale der z-Kammern*

Die Informationen aus den z-Kammern (gute z-Auflösung) wird in der Rekonstruktion mit den Informationen aus den CJCs (gute $r\phi$-Auflösung) kombiniert, so daß die Position einer Spur sehr genau bestimmt werden kann.
Die technischen Merkmale der z-Kammern sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

4.1.1.3 Zentrale Proportionalkammern

Zur schnellen Erkennung von Spuren geladener Teilchen für den Trigger werden innerhalb des zentralen Spurkammer-Systems Vieldrahtproportionalkammern[2] (CIP, COP) [44] eingesetzt. Jede der beiden Kammern besteht aus zwei Lagen, die über Felder ausgelesen werden. Die beiden Lagen sind in ϕ um die Hälfte einer Feldbreite verschoben. Die Segmentierung der Lagen und die technischen Daten der Kammern sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.
Damit eine Spur den Trigger der zentralen Proportionalkammern auslöst, muß ein Signal in mindestens drei der vier Lagen beider Kammern registriert werden.

	CIP	COP
Position der ersten Lage (mm)	157	501
Position der zweiten Lage (mm)	166	514
Aktive Länge Δz (mm)	2190	2172
Anzahl der Felder in z	60	18
Anzahl der Felder in ϕ	8	16
Zeitauflösung (FWHM) (ns)	21	

Tabelle 4.3: *Technische Merkmale der zentralen Proportionalkammern*

4.1.2 Das Vorwärts-Spurkammer-System

Das Vorwärts-Spurkammer-System hat die Aufgabe, Spuren geladener Teilchen im Bereich $5° < \theta < 25°$ zu registrieren und zu vermessen ($\sigma_p/p^2 < 0.003\,\mathrm{GeV}^{-1}$, $\sigma_{\theta,\phi} < 1$ mrad). Es besteht aus drei identischen *Supermodulen*, die hintereinander entlang der Strahlachse installiert sind. Jedes Supermodul enthält eine Driftkammer mit planaren Auslesedrähten, eine MWPC für den Trigger, mehrere Folien aus Polypropylen zur Erzeugung von Übergangsstrahlung sowie eine abschließende Driftkammer mit Auslesedrähten, die radial verlaufen.

---

[2] engl.: multiwire proportional chamber, MWPC

Planare Driftkammern

Die planare Driftkammer jedes Supermoduls besteht aus drei Lagen, jede Lage aus 32 Driftzellen, in denen sich jeweils 4 Signaldrähte befinden. Alle Signaldrähte einer Lage sind parallel und um 60° gegenüber der benachbarten Lage verschoben. Durch die parallelen gekreuzten Signaldrähte wird eine Ortsauflösung in der xy-Ebene von $\sigma_{xy} = 150 - 170$ μm erreicht.

Radiale Driftkammern

Die radialen Driftkammern sind aus jeweils 48 Driftzellen (Sektoren) zusammengesetzt. Jeder Sektor hat ein Breite von 7.5° und enthält 12 Signaldrähte. Über die Messung der Driftzeit und Ladungsteilung wird in der $r\phi$-Ebene eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 180 - 200$ μm erzielt.

Proportionalkammern

Die Proportionalkammern bestehen jeweils aus zwei Lagen Anodendrähten und drei Lagen mit Kathodenfeldern. Die Zeitauflösung für Teilchen, die in mindestens zwei der drei Kammern Signale erzeugen, beträgt 20 ns (FWHM) und ist damit ausreichend, um die Spuren eindeutig einer Teilchenkollision zuzuordnen.

4.2 Kalorimeter

Die in den H1-Detektor integrierten Kalorimeter haben die Aufgabe, Elektronen, Myonen, neutrale Teilchen und hadronische Schauer mit hohen Teilchendichten zu identifizieren und deren Energie zu messen. Das größte Kalorimeter ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr); es deckt den Winkelbereich von $4° \leq \theta \leq 153°$ ab.
In Vorwärtsrichtung wird das LAr-Kalorimeter durch ein Kupfer-Silizium Kalorimeter (PLUG) [45] ergänzt; es deckt den Bereich $0.6° \leq \theta \leq 3.5°$ ab. Aufgabe des PLUG ist es, Reste des Protons nahe des Strahlrohrs zu registrieren. Es hat eine Tiefe von 4.25 Absorptionslängen (λ_{abs}).
In Rückwärtsrichtung befand sich während der Datennahme im Jahre 1994 ein elektromagnetisches Kalorimeter (Backward Electromagnetic Calorimeter, BEMC) [46] zur Messung der Energie und der Richtung des gestreuten Positrons in tiefinelastischen Prozessen bei kleinen Streuwinkeln. Das BEMC besteht aus einer Blei-Szintillator Sandwich-Struktur und deckt die Streuwinkel $151° \leq \theta \leq 176°$ ab. Im Winter 1994/95 wurde das BEMC durch ein Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL) [47] ersetzt. Es besteht ebenfalls aus einer Blei-Szintillator Kombination und ist aus einem elektromagnetischen Teil zur Messung der Positronen und einem hadronischen Teil aufgebaut [48].

4.2.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter [49] ist ein Sampling-Kalorimeter, mit dem sowohl elektromagnetische als auch hadronische Teilchen gemessen werden können. Die Absorberplatten bilden mit Lücken, in denen sich das flüssige Argon befindet, eine Sandwichstruktur. In den Absorberplatten erzeugen die primären Teilchen, im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Paarbildung, Teilchenschauer, die das flüssige Argon ionisieren. Die freigesetzten Elektronen werden nach dem Prinzip der Ionisationskammer von Ausleseflächen aufgesammelt und so das Signal erzeugt. In den Auslesezellen wird also nur eine Stichprobe (engl.: *sampling*) der gesamten Energie des Schauers gemessen. In Abbildung 4.4 ist die Schauerentwicklung und die Messung einer Stichprobe der Gesamtenergie in den Lücken schematisch dargestellt.

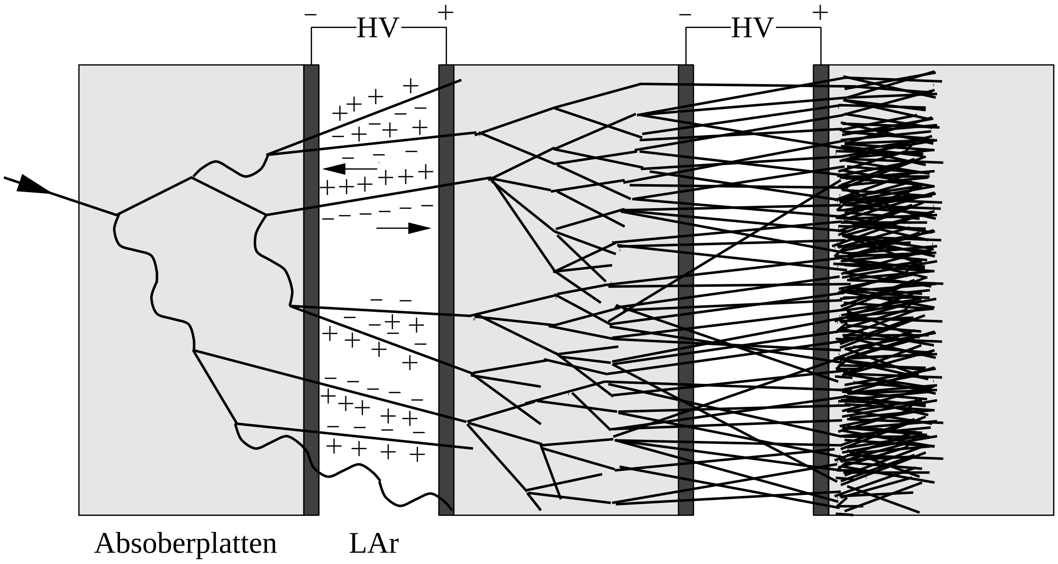


Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung der Schauerentwicklung und der Energiemessung in einem Sampling-Kalorimeter.*

Die Energieauflösung des Kalorimeters ist durch die Samplingfluktuation dominiert, d.h. durch die Schwankung des in den aktiven Schichten deponierten Energieanteils. Diese Schwankungen sind rein statistischer Natur, daher ist der relative Fehler der Energiemessung um so geringer, je mehr Teilchen erzeugt werden, also um so höher die Primärenergie ist. Für die Energieauflösung gilt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{4.1}$$

Abbildung 4.5 zeigt schematisch die Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Die Absorberplatten sind im zentralen Bereich (Central Barrel, CB) parallel, sonst

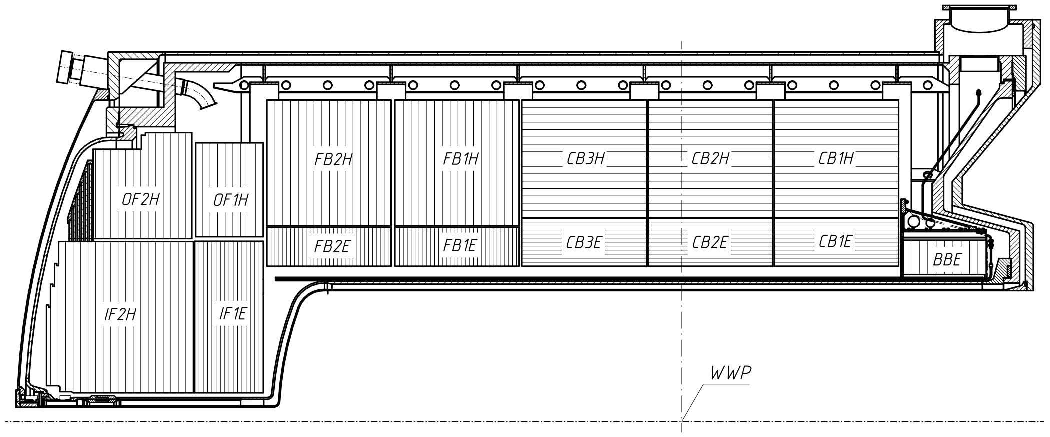


Abbildung 4.5: *Schematische Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Zu sehen ist die Segmentierung des Kalorimeters in acht Räder (BBE - IF2), sowie die Orientierung der Absorberplatten in den Segmenten.*

senkrecht zur Strahlachse angeordnet. So ist gewährleistet, daß Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommend das Kalorimeter erreichen, in einem möglichst großen Winkel auf die Absorberplatten treffen, und so ein zur Energiemessung ausreichendes Samplingverhältnis gegeben ist.

Im inneren, elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters werden 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorbermaterial verwendet. Zwischen den Platten befinden sich in ebenfalls 2.4 mm breiten Spalten das flüssige Argon und die Auslesefelder. Die Auslesefelder haben eine Fläche von 10 - 100 cm^2. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils beträgt je nach Polarwinkel zwischen 20 und 30 Strahlungslängen X_0 (siehe Abbildung 4.6).
Im äußeren, hadronischen Teil werden Platten aus Edelstahl verwendet, sie sind 19 mm dick. Zwischen ihnen befindet sich jeweils ein 4.8 mm breiter Spalt. Der hadronische Teil des LAr-Kalorimeters erreicht eine Tiefe von 4.5 bis 8 nuklearen Absorptionslängen (siehe Abbildung 4.6). Die Auslesefelder sind im hadronischen Teil etwa viermal so groß wie im elektromagnetischen Teil, ihre Fläche beträgt zwischen 50 und 2000 cm^2.

Insgesamt wird das Kalorimeter über etwa 45000 elektronische Kanäle ausgelesen. Diese feine Segmentierung erlaubt eine gute Ortsauflösung und bietet die Möglichkeit der Teilchenidentifikation durch Untersuchung der Schauerprofile [50].

Messung hadronischer Energien

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht kompensierendes Kalorimeter, d.h. das Signal eines nur elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens ist bei gleicher Primärenergie höher als das eines hadronischen Teilchens. Die *elektromagnetische Skala* ist so kalibriert, daß für ein nur elektromagnetisch

Abbildung 4.6: *Tiefe des LAr-Kalorimeters in Strahlungslängen (X_0) bzw. in nuklearen Absorptionslängen (λ_{abs})*

wechselwirkendes Teilchen die Energie im Mittel richtig gemessen wird. Für hadronische Teilchen wird auf dieser Skala dann eine zu geringe Energie gemessen. Es wurde daher eine geeignete Rekonstruktionstechnik (*Gewichtung*) entwickelt, mit der dieser Effekt korrigiert wird [51, 52]. Die Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen werden zu *Clustern* zusammengefaßt. In hadronischen Schauern werden lokale elektromagnetische Komponenten (z.B. aus dem Zerfall neutraler Pionen) erkannt und in elektromagnetischen Clustern vereinigt. Dies ist möglich, da die Abmessungen der Kalorimeterzellen longitudinal einige Strahlungslängen betragen und lateral von der Größenordnung des Molière-Radius sind. Die elektromagnetischen und hadronischen Cluster eines hadronischen Schauers werden dann entsprechend gewichtet, um die Primärenergie der Hadronen zu bestimmen.

Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters beträgt etwa $\sigma(E)/E \simeq 12\%/\sqrt{E}$ für Elektronen, die des hadronischen Teils mit der Gewichtung etwa $\sigma(E)/E \simeq 50\%/\sqrt{E}$ für Pionen [53].

Um die Kalibration der Elektronik regelmäßig überprüfen zu können, ist ein *Pulsersystem* installiert. Mit ihm können definierte Pulse in zu den Kalorimeterzellen parallelen Kapazitäten induziert werden. Die Zellen werden dann ausgelesen, und die gemessene "Energie" wird mit der induzierten verglichen.

4.3 Das zentrale Myon-System

Das zentrale Myon-System besteht aus Luranyl-Rohren, die als Gaszähler betrieben werden (*Limited Streamer Tubes*, LST). Die Rohre sind zu insgesamt 16 Lagen, die teilweise in das Rückflußjoch des Solenoiden integriert sind, zusammengefaßt. Zusätzlich zu den Signaldrähten im Zentrum eines Rohres sind 5 Lagen mit senkrecht zu den Drähten verlaufenden Streifen ausgerüstet, die restlichen 11 Lagen werden über Felder ausgelesen. Auf der Innenseite des Magneten ist eine Myonbox mit drei Lagen installiert (zwei mit Streifen, eine mit Feldern). In den drei ersten Lagen innerhalb des Eisens sind mit Feldern bestückte LSTs installiert, dann folgt eine Doppellage (Streifen und Felder) und weitere fünf Lagen mit felderbestückten LSTs. Außerhalb des Magneten befindet sich eine zweite Myonbox.

Die analogen Signale der Felder werden zur Energiemessung von hadronischen Teilchen, die nicht im Flüssig-Argon Kalorimeter absorbiert wurden, verwendet (*Tail-Catcher*). Die Energieauflösung beträgt $\sigma/E \simeq 100\%/\sqrt{E}$.
Die Signaldrähte und die Streifen werden digital ausgelesen. Aus dieser Information werden Treffermuster erstellt und diese zu Myonspuren kombiniert.

4.4 Das Luminositäts-System

Zur Bestimmung der Luminosität wird der Bethe-Heitler Prozeß ($ep \to ep\gamma$) [54] verwendet. Das aus seiner ursprünglichen Flugbahn abgelenkte Positron und das Photon müssen in Koinzidenz nachgewiesen werden. Dazu werden bei H1 zwei Detektoren verwendet (siehe Abbildung 4.7).
Der Elektron-Tagger (ET) ist bei $z = -33$ m, der Photon-Detektor (PD) bei $z = -103$ m installiert. Beide Detektoren sind Čerenkov-Kalorimeter aus TlCl/TlBr-Kristallen, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Vor dem Photon-Detektor sind ein Bleifilter und ein Wasser-Čerenkov-Zähler (Veto Counter, VC) installiert, um den Detektor vor Synchrotronstrahlung zu schützen.

Die Luminosität konnte für die in dieser Arbeit untersuchten Strahlperioden auf etwa 2% genau bestimmt werden [55]. Den Hauptbeitrag zum systematischen Fehler der Luminositätsbestimmung liefert die Unsicherheit der Kalibration des Photon-Detektors.

Der Elektron-Tagger wird außer zur Bestimmung der Luminosität zum Nachweis gestreuter Positronen in Photoproduktionsereignissen bei $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet. In diesem Fall dient der Photon-Detektor als Veto.

4.5 Das H1 Triggersystem

In der Wechselwirkungszone des H1-Detektors werden alle 96 ns ein Positron- und ein Protonbündel zur Kollision gebracht. Es ist aber nicht möglich, mit dieser hohen Rate (10.4 MHz) Daten aufzuzeichnen.
Die meisten Ereignisse stammen nicht aus e^+p Kollisionen, sondern sind Untergrundereignisse aus folgenden Prozessen:

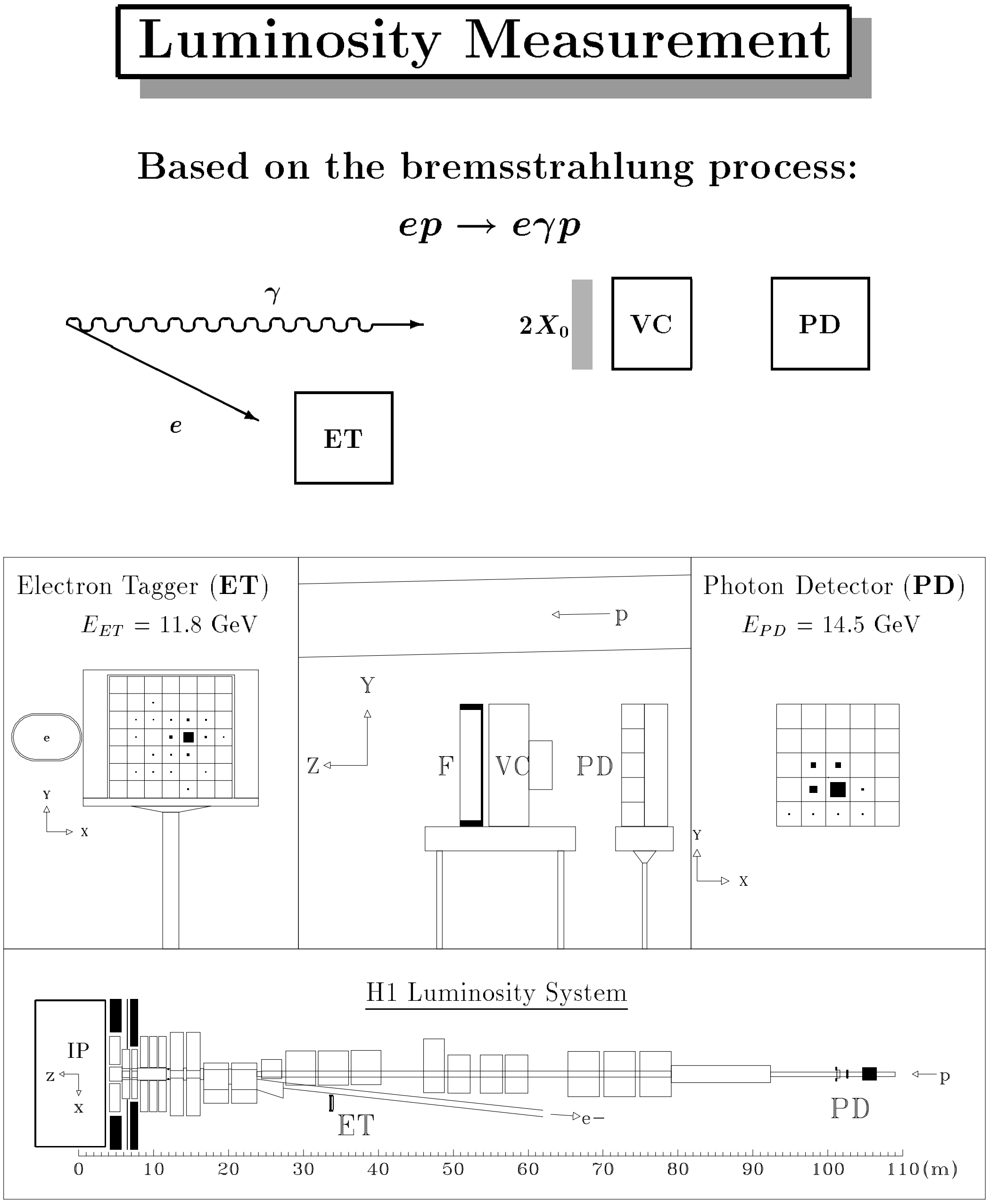


Abbildung 4.7: *Schematischer Aufbau der Luminositätsmessung*

- Synchrotronstrahlung
  Die Positronen strahlen bei ihrer Kreisbewegung Photonen ab. Im H1-Detektor sind daher spezielle Masken installiert, die diese Strahlung absorbieren. Dennoch gelangen bei etwa jedem zehnten Positronbündel Photonen aus der Synchrotronstrahlung in den Detektor und erzeugen in den Spurkammern ein Signal.

- Strahl-Gas-Ereignisse
  Trifft ein Proton in der Nähe des H1-Detektors auf ein Atom des Restgases im Strahlrohr, so wird dieses zerstört, und es enstehen viele Teilchen, die von den Spurkammern und Kalorimetern registriert werden.

- Strahl-Wand-Ereignisse
  Protonen, die sich nicht auf der richtigen Strahlbahn befinden, können in der Nähe der Wechselwirkungszone auf Strahlführungselemente treffen. Die dabei erzeugten Teilchenschauer erzeugen Signale im Detektor.

Die Rate dieser Untergrundereignisse beträgt etwa 100 kHz - 1 MHz.
Aufgabe des Triggersystems ist es, Untergrundereignisse zu erkennen und nicht aufzuzeichnen. Bei einer durchschnittlichen Datenmenge von 100 KByte pro Ereignis können etwa 10 Ereignisse pro Sekunde aufgezeichnet werden.
Der schematische Aufbau des mehrstufigen H1-Triggersystems ist in Abbildung 4.8 gezeigt.
Der Trigger muß bei jeder Kollision, also alle 96 ns, entscheiden, ob ein interessantes Ereignis stattgefunden hat. In dieser kurzen Zeit ist aber eine Entscheidung nicht möglich, daher legen die einzelnen Subdetektoren ihre Trigger-Information in einen 2.3 μs langen Pipeline-Zwischenspeicher ab. Dies ist die Zeit, die die erste Triggerstufe[3] (L1) braucht, um zu entscheiden, ob das Ereignis verworfen werden soll. Wenn L1 entscheidet, das Ereignis zu behalten, wird die Pipeline angehalten und die Detektorauslese beginnt. Gleichzeitig beginnen die weiteren Triggerstufen zu arbeiten; falls diese das Ereignis verwerfen, wird die Auslese abgebrochen und die Pipeline der ersten Triggerstufe erneut gefüllt. Insgesamt wird in den ersten vier Stufen (L1 - L4) die Rate so weit reduziert, daß die akzeptierten Ereignisse bei einer Totzeit von einigen Prozent aufgezeichnet werden können.
Im folgenden wird kurz erläutert, welche Methoden auf den verschiedenen Stufen angewendet werden, um Untergrundereignisse zu erkennen.
Während der Datennahme in den Jahren 1994 und 1995 waren die Triggerstufen zwei und drei noch nicht realisiert. Die L1-Triggerrate durfte daher etwa 50 Hz nicht überschreiten.

Die erste Triggerstufe (L1)

Die erste Triggerstufe muß innerhalb von 2.3 μs entscheiden, ob das Ereignis akzeptiert wird. Dazu werden in den einzelnen Subdetektoren durch

---

[3] engl.: Level

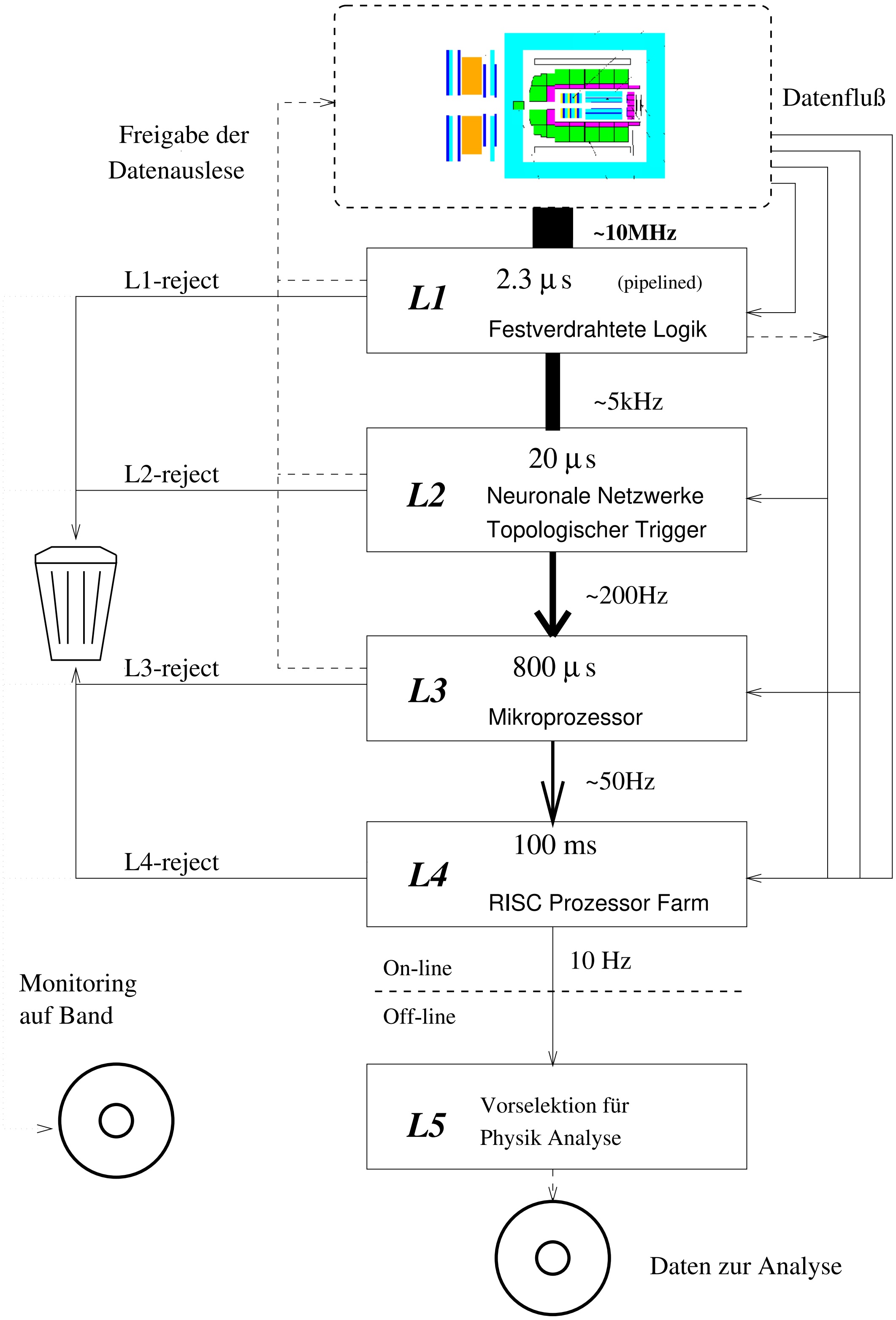


Abbildung 4.8: *Schematischer Aufbau des H1-Triggersystems*

Verknüpfungen in elektronischen Schaltungen relativ einfache, meist topologische Größen (z.B. Energiesummen, Spurmultiplizitäten, Vertexsignifikanz) gebildet. Wird von einer Größe ein festgelegter Schwellenwert überschritten, so wird das entsprechende *Triggerelement* (TE) aktiviert. Die binäre Entscheidung (TE aktiviert/deaktiviert) wird von den Subdetektoren zur *Zentralen Triggerlogik (Central Trigger Logic, CTL)* übermittelt. Dort werden durch Verknüpfung mehrerer Triggerelemente sogenannte *Subtrigger* gebildet. Dabei wird die Koinzidenz der TE verlangt, so daß die Rate des Subtriggers wesentlich geringer ist als die der einzelnen Triggerelemente. Insgesamt können bis zu 128 Subtrigger gebildet werden. Ist einer der Subtrigger aktiviert, so wird die Pipeline angehalten und begonnen, das Ereignis auszulesen. Subtrigger, die eine lose Triggerbedingung erfüllen und eine zu hohe L1-Rate erzeugen, können *reduziert* werden ("prescaling“). D.h. nur bei einem bestimmten Bruchteil der Ereignisse, bei denen der Subtrigger aktiviert ist, wird tatsächlich die Pipeline angehalten und das Ereignis ausgelesen.

Neben der Entscheidung, ob der Detektor ausgelesen wird, liefern einige L1-Triggerelemente ein Zeitsignal (t0), durch das der Zeitpunkt des Ereignisses exakt festgelegt wird. Dieses wird benötigt, um z.B. aus den Driftzeiten die Spuren der Teilchen zu rekonstruieren.

Die zweite Triggerstufe (L2)

Seit Beginn der Datennahme des Jahres 1996 ist die zweite Stufe des H1-Triggersystems realisiert. Diese Stufe hat etwa 20 μs Zeit, eine Entscheidung zu treffen. Ihr stehen die auf L1 gebildeten Größen zur Verfügung, also nicht nur die binäre Information, die in L1 verwendet wird, um die Subtrigger zu bilden.

Durch Verknüpfen der einzelnen Größen verschiedener Subdetektoren werden komplexe Entscheidungen möglich; dazu sind zwei unterschiedliche Systeme installiert worden. Das erste arbeitet mit künstlichen neuronalen Netzwerken [56–58], das zweite ist ein "Topologischer Trigger" [59]. Beide Systeme sollen zunächst nur für ausgewählte Physikklassen verwendet werden, d.h. sie werden verwendet, um den Prescalefaktor bei bestimmten Subtriggern zu verringern [60, 61]. Die entsprechend erhöhte Triggerrate wird dann durch den L2-Trigger vermindert. Bei Ereignissen, die durch andere Subtrigger ausgewählt werden, wird der L2-Trigger nicht aktiv.

Die Triggerstufen L3 und L4

Im Gegensatz zu den beiden ersten Hardware-Triggerstufen bestehen die Triggerstufen L3 und L4 aus mehreren Software-Algorithmen, mit denen die Ereignisse gefiltert werden. Die dritte Stufe besteht aus einem AMD 29K Prozessor, die vierte aus einer Farm von MIPS R3000 Prozessoren.

Der vierten Stufe steht die gesamte Detektorinformation zur Verfügung, es findet bereits eine Teilrekonstruktion des Ereignisses statt, auf der die Triggerentscheidung basiert.

Ereignis-Klassifizierung (L5)

Die fünfte und letzte Triggerstufe ist die Klassifizierung der Ereignisse als Kandidaten für bestimmte Reaktionen. Sie wird unmittelbar nach Aufzeichnung des Ereignisses durchgeführt und basiert auf den vollständig rekonstruierten Daten des Ereignisses.

4.6 Der Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Wie bereits in Abschnitt 2 dargestellt, werden die in der tiefinelastischen Streuung wechselwirkenden Teilchen (Positron und Quark) sehr stark aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt. Die durch Hadronisation erzeugten Teilchen bilden den Strom- und den Target-Jet. Bei der Reaktion des geladenen Stroms kann das auslaufende Neutrino nicht nachgewiesen werden. Der Trigger des H1-Detektors wird daher durch den hadronischen Endzustand, der im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen wird, ausgelöst.
Der Trigger für Ereignisse des neutralen Stroms wird durch das gestreute Positron ausgelöst. Bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$) wird es durch die Trigger der rückwärtigen Kalorimeter, bei höheren Impulsüberträgen wiederum durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter getriggert.

Der Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist daher die wichtigste Detektorkomponente zur Aufzeichnung von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung. Die Anforderungen an den LAr-Trigger zur Untersuchung dieser Ereignisse sind in [62] formuliert. Das verstärkte Interesse an Ereignissen bei kleinen Impulsüberträgen und niedrigem Bjorken-x mit Energiedepositionen von nur wenigen GeV im LAr-Kalorimeter erforderte jedoch eine Anpassung des LAr-Triggers.

Der folgende Abschnitt liefert einen kurzen Überblick über den Aufbau des Triggers. Anschließend wird gezeigt, daß durch das gute Verständnis der gesamten LAr-Triggerelektronik eine Simulation entwickelt werden konnte, die die wesentlichen Aspekte des Triggers gut beschreibt.

4.6.1 Der Aufbau des LAr-Triggers

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Komponenten und Eigenschaften des Flüssig-Argon-Triggersystems vorgestellt, eine ausführliche Darstellung findet sich in [49] und [63].

In Abbildung 4.9 ist schematisch der Aufbau der Elektronik des LAr-Triggers gezeigt. Der im folgenden erläuterte Informationsfluß von den Signalen der Kalorimeterzellen bis hin zu den Triggerelementen kann in der Abbildung nachvollzogen werden.

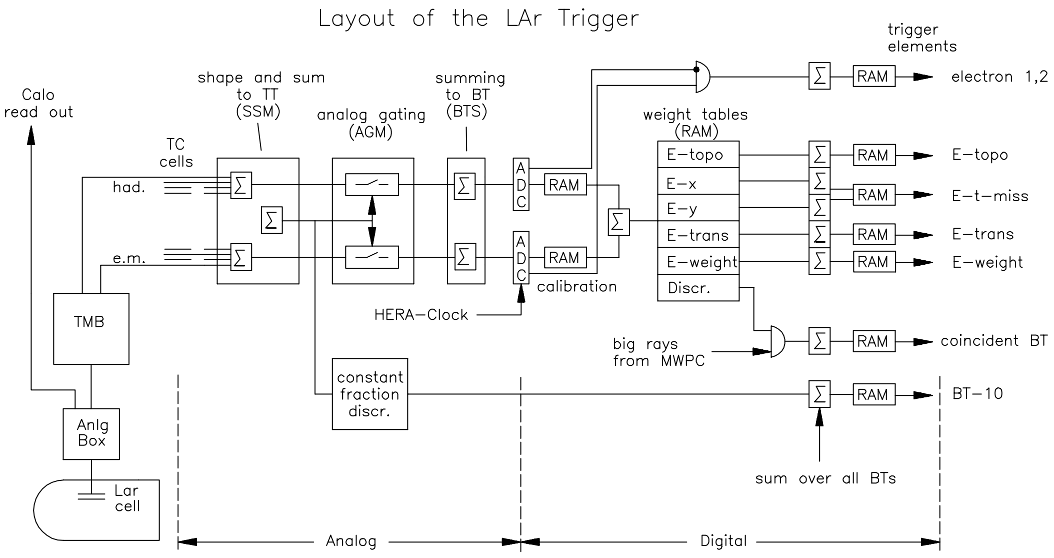


Abbildung 4.9: *Schematischer Aufbau der Elektronik des LAr-Triggers*

Die Signale für die Triggerentscheidung werden von der Auslesekette der Energiemessung (Calo read out) nach der Vorverstärkung getrennt. Die Pulse der 45000 Kalorimeterkanäle werden in den *Analogboxen* zu 4844 Triggerzellen zusammengefaßt, und zwar jeweils 16 elektromagnetische Kanäle zu einer elektromagnetischen Triggerzelle und vier hadronische Kanäle zu einer hadronischen Triggerzelle.
Im *Trigger Merging Board* (TMB) werden die Triggerzellen zu auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichteten *Trigger Türmen* (TT) umsortiert. Die Lage der TT wurde so gewählt, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen möglichst in nur einem TT seine Energie deponiert. In den *Summing and Shaping Modules* (SSMs) werden die Signale der Triggerzellen zunächst filterverstärkt. Abbildung 4.10 skizziert den so entstandenen Puls (Trigger-Signal) im Vergleich zu dem Signal der Energiemessung (Kalorimeter-Signal).

Der LAr-Trigger hat nur 2.3 μs Zeit, um ein Ereignis auszuwerten. Das Trigger-Signal muß daher wesentlich kürzer sein als das Kalorimetersignal, das, wenn das Ereignis aufgezeichnet wird, nach 2.7 μs ausgelesen wird. Das Trigger-Signal erreicht nach 1.4 μs sein Maximum, die verbleibende Zeit wird für die weitere Signalverarbeitung in der Triggerelektronik benötigt.
Die Kapazitäten des Kalorimeters erzeugen ein elektronisches Rauschen (*thermisches Rauschen*). Die Höhe dieses Rauschens σ in einer Triggerzelle ist abhängig von der Integrationszeit τ und der Kapazität C der Triggerzelle, es gilt:

$$\sigma(\text{Rauschen}) \sim C(\text{Triggerzelle})/\sqrt{\tau(\text{Integration})} \qquad (4.2)$$

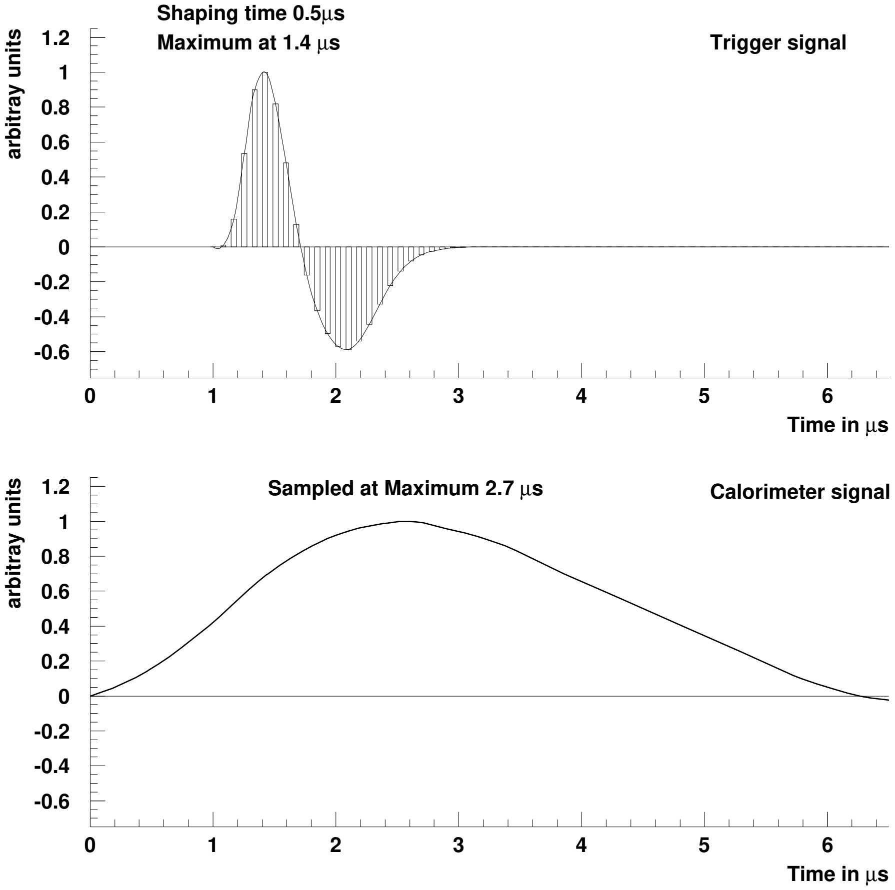


Abbildung 4.10: *Vergleich der unterschiedlichen Signalformen des LAr-Triggers und der Energiemessung. Der negative Teil des bipolaren Kalorimetersignals ist nicht gezeigt. (Aus [63])*

Durch die kürzere Pulsform des Trigger-Signals ist dieses wesentlich empfindlicher auf elektronisches Rauschen als das Kalorimeter-Signal, bei dem durch die lange Integrationszeit Rauschen heraus gemittelt wird.

Wenn in einigen Triggerzellen z.B. durch Verunreinigungen des flüssigen Argons oder durch Hochspannungsprobleme abnormal hohe Trigger-Signale registriert werden, werden diese Zellen in den SSMs abgeschaltet und für die Triggerentscheidung damit nicht verwendet.

Noch in den SSMs werden die Signale der Triggerzellen dann zu den Trigger Türmen addiert, dabei werden jeweils bis zu vier elektromagnetische und sechs hadronische Triggerzellen zusammengefaßt. Die TT sind in θ 23-fach bzw. bis zu 32-fach in ϕ segmentiert. Aus den SSMs werden die TT-Signale für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil sowohl getrennt als auch als Summe beider herausgeführt.

Die Summe wird verwendet, um den Ereigniszeitpunkt (t0) mit dem Kalorimetertrigger festzulegen. Dazu wird das Signal um 500 ns verzögert kopiert. Der Schnittpunkt des verzögerten und des ursprünglichen Signals legt den Ereigniszeitpunkt fest. Dies ermöglicht eine amplitudenunabhängige Bestimmung des Ereigniszeitpunkts (constant fraction discriminator).

Außerdem wird die Summe beider Signal verwendet, um in den *Analog Gating Modules* (AGMs) durch Anlegen einer Schwelle zu entscheiden, ob die getrennten Signale weiter verwendet werden. Nur wenn die AGM-Schwelle überschritten wird, werden die Signale weitergeleitet. Durch die AGM-Schwelle wird schon sehr früh elektronisches Rauschen reduziert und somit weitgehend verhindert, daß die Triggerentscheidung durch Rauschen beeinflußt wird. Dies ist wichtig, da auch Triggerelemente aus der Summe über alle Triggerzellen gebildet werden (*globale Triggerelemente*). Wenn dabei viele kleine Rauschsignale addiert werden, wird die Summe verfälscht und hat keine Korrelation mehr zur im Kalorimeter deponierten Energie.

Für die Positronperiode von 1994 wurde die AGM-Schwelle einheitlich für alle TT auf ein Energieäquivalent von 1.2 GeV eingestellt, so das der Trigger für Energiedepositionen ab dieser Schwelle sensitiv ist. Nur bei einigen wenigen TT mußte eine höhere Schwelle von 2.4 GeV angelegt werden, um das aufgrund der hohen Kapazitäten in diesen Bereichen erhöhte Rauschen zu reduzieren.
Liegt das Summensignal eines TT über der AGM-Schwelle, so wird dieser bei der Addition von bis zu vier TT zu sogenannten *Großtürmen* (Big Towers, BT) berücksichtigt. Dabei wird die AGM-Schwelle in dem betreffenden TT um etwa 140 MeV abgesenkt (Hysterese), erst wenn die nun niedrigere Schwelle wieder unterschritten wird, wird das Signal nicht weiter verwendet und die AGM-Schwelle wieder auf den ursprünglichen Wert erhöht. Diese Eigenschaft der AGM-Schwellen ist notwendig, um Signale, die die Schwelle nur geringfügig überschreiten, effizient weiterzuleiten. Würde die Schwelle nicht abgesenkt, so könnte die Schwelle z.B. durch Rauschen schon kurz nach Überschreiten wieder unterschritten sein und so unerwünschte Schwingungen entstehen.

Die Addition der TT zu einem BT erfolgt in den *Big Tower Summing units* (BTS). Dabei wird das elektromagnetische und das hadronische Signal der TT weiterhin getrennt behandelt. Insgesamt werden im Flüssig-Argon-Kalorimeter 240 BT in 14 θ-Bereichen gebildet. Die auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtete Lage der BT ist in Abbildung 4.11 zu sehen.
Die Signale der BT werden in *schnellen 8-Bit Analog/Digital-Wandlern* (Flash Analog Digital Converter, FADC) synchron mit der Frequenz der Teilchenkollisionen von 10.4 MHz digitalisiert, so daß ein analoges Triggersignal von etwa 900 ns in neun digitale Pulse umgewandelt wird.
Die FADCs wurden so justiert, daß eine Einheit (FADC-count) etwa einer Energie von 125 MeV auf der elektromagnetischen Energieskala des Kalori-

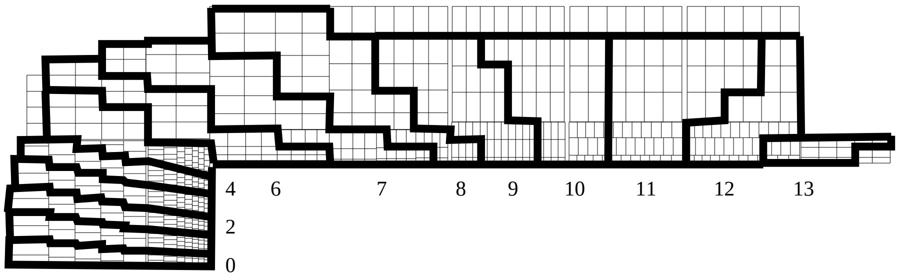


Abbildung 4.11: *Lage der Big Towers des Triggers im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die Nummern zeigen die Bereiche in θ. Die Bereiche 0 - 5 bilden das IF, 6 - 9 das FB und 10 - 13 gehören zum CB.*

meters entspricht[4]. Die Abweichung von der nominellen Einstellung beträgt im Mittel 3% bei einer Variation von etwa 7% [64].

Im digitalen Teil der Triggerelektronik werden bei einer Taktfrequenz von 10.4 MHz aus den FADC-Einheiten die Triggerelemente gebildet.
Das *Elektron-Trigger*-Bit eines BT wird gesetzt, sobald die Energie im elektromagnetischen Teil des BT eine bestimmte Schwelle überschreitet und die Energie im hadronischen Teil unterhalb einer anderen Schwelle liegt. Das Elektron-Trigger-TE wird aktiviert, wenn bei einer vorgegebenen Mindestzahl von BT das Elektron-Trigger-Bit gesetzt ist.
Für die anderen Triggerelemente werden elektromagnetische und hadronische Energie eines BT addiert. Die BT-Energie muß eine vorgegebene Schwelle (*BT-Schwelle*) überschreiten, um bei der Bildung der TE berücksichtigt zu werden. Diese Schwelle kann für jedes TE verschieden gewählt werden.
Durch Addition der gewichteten BT-Energien werden dann globale (z.B. die transversale Energie des gesamten Kalorimeters, E-trans) und lokale Größen (z.B. Summe der Energie im IF) gebildet. Für die endgültige Triggerentscheidung des LAr-Triggers werden diese Summen nochmals durch drei Schwellen (globale Schwelle) diskriminiert. Wird eine Schwelle überschritten, so wird das entsprechende Triggerelement aktiviert.
Die Triggerelemente des Flüssig-Argon-Triggers werden nach 22.5 BC zur zentralen Triggerlogik (CTL) weitergeleitet. Der CTL stehen damit für jedes BC die TE des LAr-Triggers zur Verknüpfung zu Subtriggern zur Verfügung.

Wird das Ereignis aufgezeichnet, so stehen für eine Analyse die Werte der Triggerelemente sowie die Energien aller Summen aus den neun BCs um den Ereigniszeitpunkt zur Verfügung. Die Spektren der FADCs mit mehr als 5 FADC-Einheiten am nominellen BC oder mit Energiedepositionen weit vor oder nach dem Ereignis (*early/late pileup*) werden ebenfalls für die neun BCs aufgezeichnet.

---

[4] Im folgenden werden FADC- bzw. BT-Energien synonym für Einheiten verwendet.

4.6.1.1 Der E_t^{miss}-Trigger

In Abschnitt 2.4 wurde gezeigt, daß die transversale Vektorsumme (V) eine gute Möglichkeit bietet, Ereignisse des geladenen Stroms von anderen Ereignissen zu trennen. Der LAr-Trigger nützt daher auch diese Größe aus. Zur Bestimmung der Vektorsumme werden die BT-Energien verwendet. Durch entsprechende Gewichtung und Addition der BTs werden zunächst die Größen E_x und E_y gebildet:

$$E_x = \sum_{BT} E_{x_i} = \sum_{BT} E_i \sin(\theta_i)\sin(\phi_i) \tag{4.3}$$

$$E_y = \sum_{BT} E_{y_i} = \sum_{BT} E_i \sin(\theta_i)\cos(\phi_i) \tag{4.4}$$

Durch die Gewichtung mit $\sin(\phi_i)$ bzw. $\cos(\phi_i)$ erhalten einige BT negative Energien. Dafür muß in der Triggerelektronik ein Bit der Digitalisierung verwendet werden, E_x und E_y werden daher nur jeweils in Schritten von etwa 250 MeV gemessen. (Im Gegensatz zu den anderen Summen, die in 125 MeV Schritten bestimmt werden.)
Eine weitere Besonderheit des E_t^{miss}-TE ist die Behandlung der Sättigung. Bei allen anderen Summen bewirkt eine FADC Sättigung automatisch, daß die Summe auf den maximalen Wert gesetzt wird. Für E_x und E_y kann sich aber auch ein BT in der *negativen Sättigung* befinden, so daß dieser einen BT in der *positiven Sättigung* kompensieren kann, und dann die Summe aus den übrigen BT bestimmt wird.

Aus E_x und E_y wird dann die vom Trigger gemessene Vektorsumme gebildet:

$$V_{Trigger} \equiv E_t^{miss} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \tag{4.5}$$

Der LAr-Trigger berücksichtigt drei verschiedene Schwellen für den E_t^{miss}-Trigger, so daß aus der Vektorsumme drei Triggerelemente gebildet werden.

4.6.1.2 Der Trigger-Raten-Monitor

Zur Überwachung des Kalorimetertriggers wurde ein System entwickelt, mit dem die Raten aller Triggerelemente verfolgt werden können.
Diesen Monitor erreichen die gleichen Signale, die der LAr-Trigger an die zentrale Triggerlogik übermittelt. Es wird jeweils über einen Zeitraum von 8 Sekunden registriert, wie oft das jeweilige Triggerelemente aktiviert wird. Die durch diese Messung bestimmen Triggerraten werden mit den aktuellen Strömen in den Speicherringen in einen globalen Speicher abgelegt, so daß

mehrere Anwender gleichzeitig *online* auf sie zugreifen können. Über eine graphische Oberfläche werden die aktuellen Raten sowie deren Verlauf im zurückliegenden Zeitraum dargestellt. Im H1-Kontrollraum werden ständig die aktuellen Raten ausgewählter Triggerelemente zusammen mit den Strömen in den Speicherringen angezeigt. Dies erlaubt eine Kontrolle des aktuellen Zustands des LAr-Triggers. Eventuell auftretende Probleme sind durch veränderte Triggerraten gekennzeichnet und können so schnell erkannt werden.

Abbildung 4.12 zeigt die Raten ausgewählter Triggerelemente während einer Luminositätsperiode. Wie gut zu sehen ist, ist die Veränderung der IF-Rate auf den Verlust des Protonstrahls zurückzuführen. In Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen werden Teilchen erzeugt, die in den nahe am Strahlrohr liegenden Regionen des Kalorimeters Energie deponieren. Diese Energiedepositionen erzeugen die IF-Rate. Die Raten des E_t^{miss}-Triggers sind dagegen weitgehend vom Protonstrahl unabhängig, da die BT im IF ein sehr kleines Gewicht haben und daher nur wenig zu $V_{Trigger}$ beitragen.

Die *Online*-Messungen der Raten aller LAr-Triggerelemente sowie der Ströme im Beschleuniger werden archiviert. Dazu wird wegen der hohen Datenmenge die Rate eines Triggerelements über einen Zeitraum von etwa 6 Minuten gemittelt. Diese Daten stehen für *Offline*-Analysen zur Verfügung.

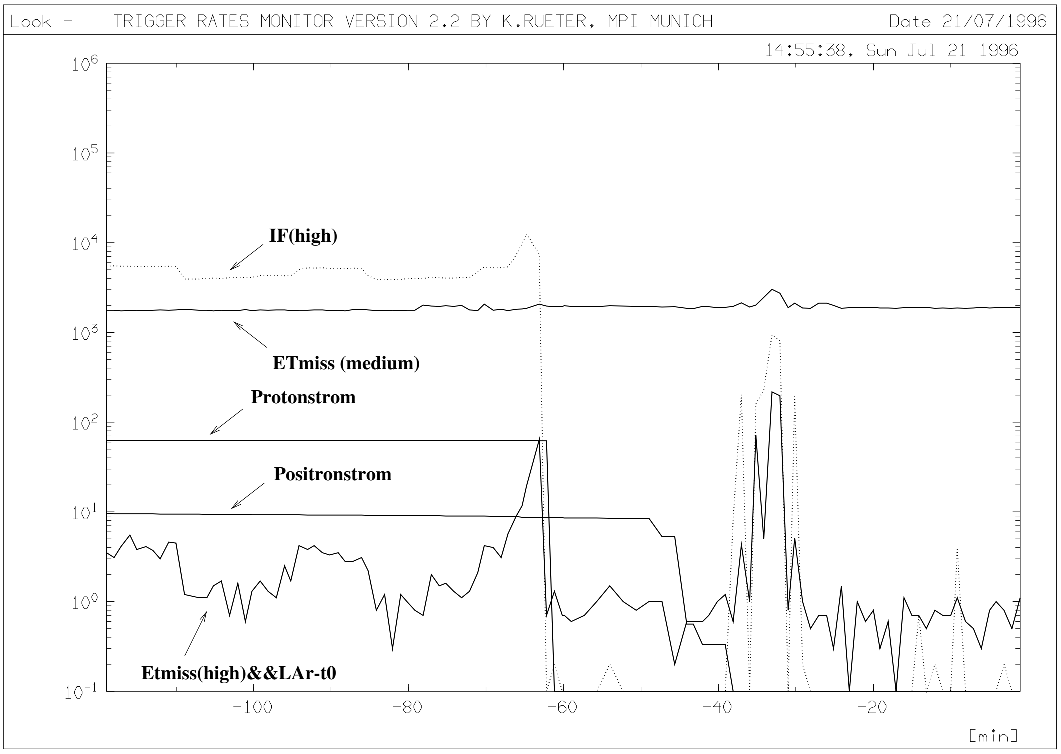


Abbildung 4.12: *Triggerraten ausgewählter Triggerelemente des LAr-Triggers während einer Luminositätsperiode, an deren Ende der Protonstrahl verloren wurde.*

4.6.2 Die Simulation des LAr-Triggers

Die Simulation des Triggers wird benötigt, um in Monte-Carlo-Ereignissen das Verhalten des Triggers nachzubilden und damit z.B. die Effizienz des Triggers für eine bestimme Reaktion zu bestimmen. Sie kann auch verwendet werden, um durch systematische Studien den Trigger optimal zu konfigurieren. Außerdem können Fehler in der Triggerelektronik erkannt werden, wenn die Ergebnisse des Triggers von denen der Simulation abweichen.

Die Aufgabe der Simulation des LAr-Triggers ist es, die Triggerentscheidung, also die Triggerelemente, nachzubilden. Die Simulation folgt dabei dem tatsächlichen Aufbau der Elektronik und beschreibt die verschiedenen Operationen, denen die Signale auf dem Weg von den Kalorimeterzellen zu den Triggerelementen unterworfen sind. Entsprechend Abbildung 4.9 wird auch in der Simulation ein *analoger* und ein *digitaler* Teil unterschieden.
Im analogen Teil wird die Elektronik bis einschließlich der Digitalisierung der Signale durch die FADCs simuliert. Im digitalen Teil werden die Triggerelemente aus den FADC-Einheiten gebildet.

4.6.2.1 Analoger Teil

Um aus der im Kalorimeter deponierten Energie die entsprechenden FADC-Einheiten, d.h. die vom Trigger gemessene Energie, zu simulieren, müssen folgende Schritte der Triggerelektronik nachgebildet werden:

- Das elektronische Signal der Energiedepositionen
- Das Rauschen der Kanäle, d.h. die vorhandenen Analogsignale, die nicht von einer (simulierten) Energiedeposition eines Teilchens stammen
- Addition der Triggerzellen zu Triggertürmen und Großtürmen
- Die Höhe und das Verhalten der AGM-Schwellen
- Die Digitalisierung der Analogsignale in den FADCs

Im folgenden wird kurz geschildert, wie die einzelnen Punkte in der Simulation realisiert sind. Im Anschluß werden die Ergebnisse mit gemessenen Daten verglichen.

Lage und Form der Signale

Die Form des Signals von Energiedepositionen in einer Triggerzelle (siehe Abbildung 4.10) wurde durch Messungen der analogen Signale bestimmt. Es wird in der Simulation durch die Funktion

$$S_E(t) = A \cdot \cos(\frac{t}{T_{SSM}} + \phi_{FADC}) \tag{4.6}$$

angenähert. Die Höhe des Signals A ist proportional zur deponierten Energie in der Triggerzelle. Die Phasenverschiebung ϕ_{FADC} wurde für jeden FADC durch eine Analyse der FADC-Spektren bestimmt [65]. T_{SSM} ist die Basislänge des in den SSMs erzeugten Signals.

Simulation des elektronischen Rauschens

Zur Bestimmung des Rauschsignals jeder Triggerzelle wird durch das Pulsersystem in der Zelle ein definierter Puls erzeugt. Vom Trigger wird die Höhe dieses Pulses gemessen, die Variation in diesen Messungen kommt durch das den ursprünglichen Puls überlagernde Rauschen zustande. Die Breite dieser Verteilung ist damit ein Maß für die Stärke des thermischen Rauschens in dem jeweiligen Kanal. Abbildung 4.13 zeigt die typischen Rauschspektren in den verschiedenen Regionen des Kalorimeters. Für jeden TT wurde an das Spektrum eine Gauß-Funktion angepaßt und so die Stärke des Rauschens quantifiziert.

In der Simulation wird das thermische Rauschen nachgebildet, dazu wird für jeden Trigger Tower entsprechend der gemessenen Stärke B_{TT} ein Rauschsignal generiert:

$$S_R(t) = B_{TT} \cdot \cos(\frac{t}{T_{SSM}} + \phi_R) \tag{4.7}$$

Die Phase ϕ_R wird zufällig ausgewählt, da das Rauschen unabhängig von dem Zeitpunkt des Ereignisses ist.

Die analogen Schwellen (AGM-Schwellen)

Das analoge Signal der TT wird durch Addition der Signale $S_E(t)$ und $S_R(t)$ gebildet. Die Summe wird mit der AGM-Schwelle verglichen und wenn diese überschritten ist weiterverwendet.

Die Höhe der AGM-Schwellen wird bestimmt, indem verschieden große Signale durch das Pulsersystem in den Kalorimeterzellen erzeugt werden und jeweils überprüft wird, ab welcher Größe die Signale die Schwelle passieren [66].

Digitalisierung

Die Signale der TTs werden zu den entsprechenden FADC-Signalen summiert und dann in 9 diskrete Zeitintervalle der Länge eines BCs unterteilt.

4.6.2.2 Ergebnisse der Simulation im Vergleich zu realen Daten

Abbildung 4.14 zeigt die Proportionalität zwischen FADC-Einheiten und gemessener Energie auf der elektromagnetischen Skala des Kalorimeters sowohl für die gemessenen Daten (●) als auch für die Simulation (○). Dargestellt ist der Mittelwert der FADC-Einheiten für den jeweiligen Energiebereich; der eingezeichnete Fehler gibt die Breite der Verteilung wieder.

Die Steigung der Punkte zeigt, daß eine FADC-Einheit 125 MeV entspricht. Bei 255 Einheiten erreichen die 8-Bit FADCs ihre Sättigung. Bei gemessenen

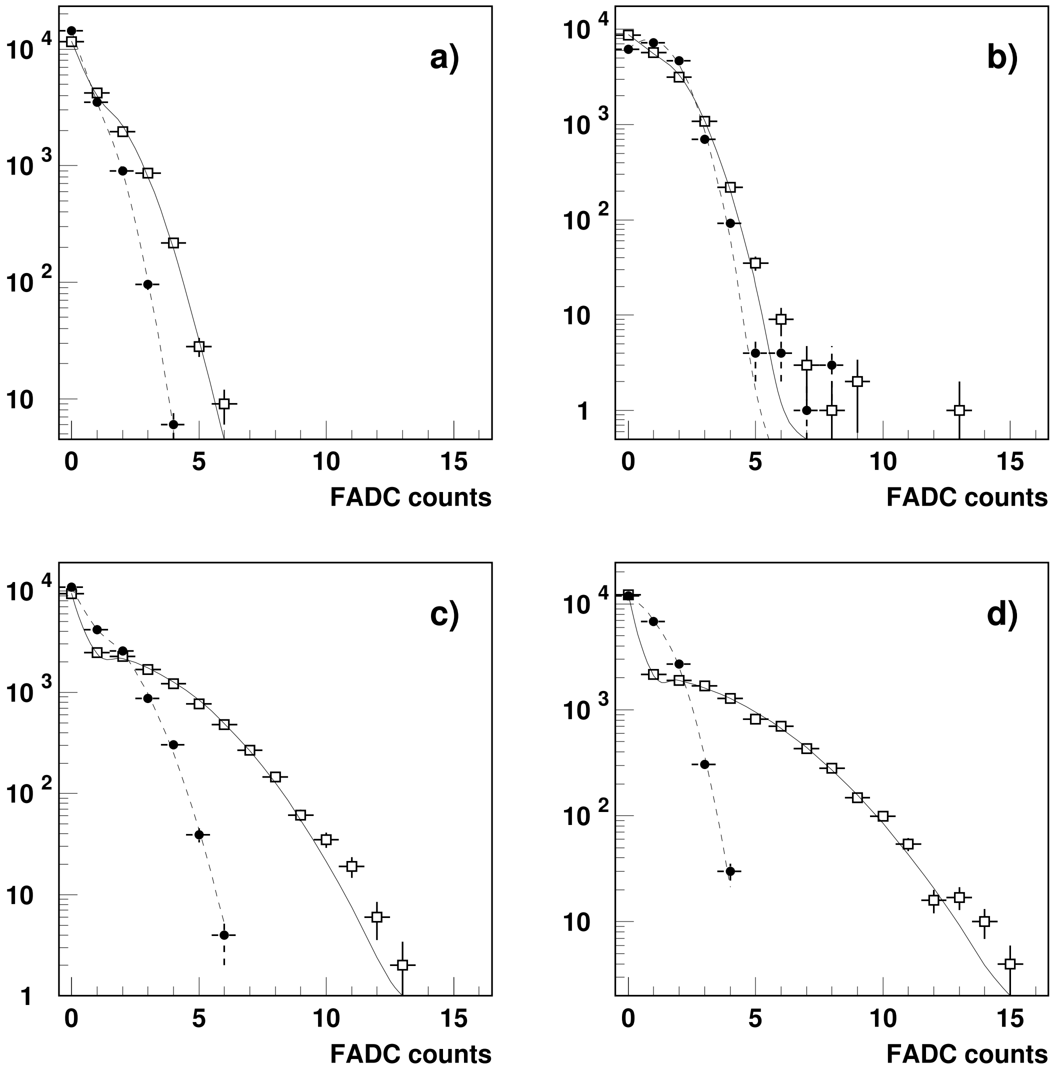


Abbildung 4.13: *Typisches Rauschspektrum für einen elektromagnetischen (□) und einen hadronischen (●) Trigger Tower im IF (a), FB (b), CB1 (c) und CB2 (d). Der Fit einer halben Gauß-Funktion ist überlagert. (Aus [63])*

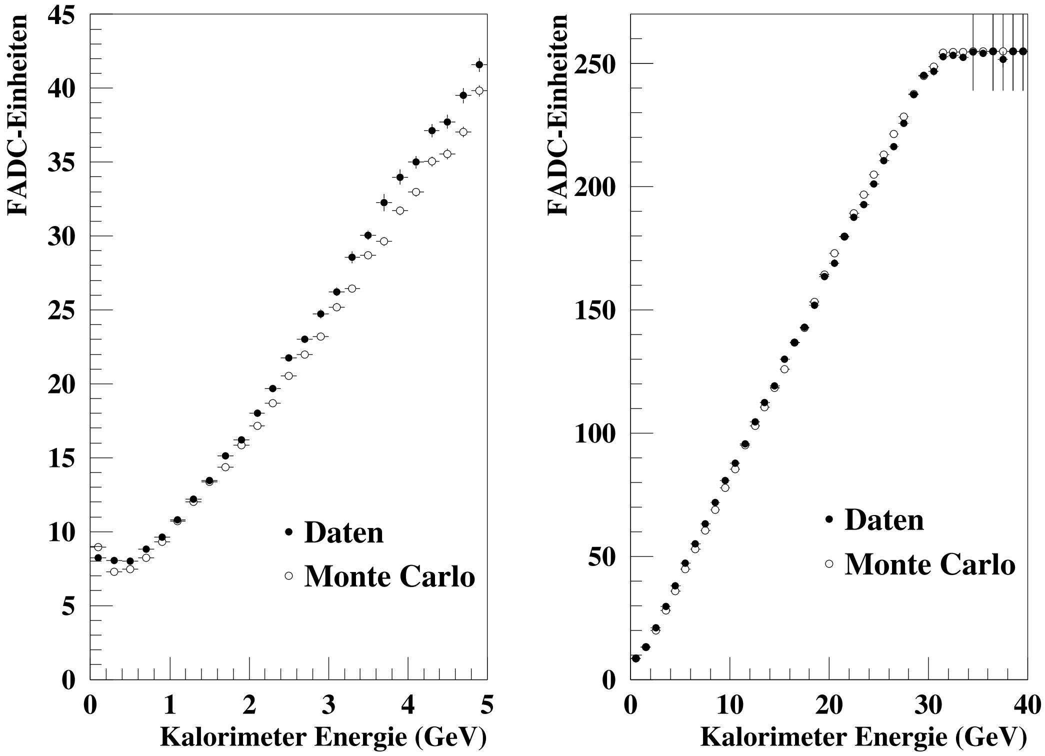


Abbildung 4.14: *Linearer Zusammenhang zwischen FADC-Einheiten und der gemessenen Energie auf der elektromagnetischen Skala des Kalorimeters. Links ist der Bereich kleiner Energien vergrößert dargestellt. Die Monte-Carlo Beschreibung der im Mittel gemessenen FADC-Einheiten bei einer bestimmten Energie folgt den gemessenen Daten.*

Energien von weniger als 1 GeV ist der lineare Zusammenhang nicht mehr gültig, da FADC-Einheiten kleiner als 5 nicht ausgelesen werden und so der Mittelwert scheinbar erhöht ist. Die Simulation (Monte-Carlo) liefert eine gute Beschreibung der gemessenen Daten.

Bei niedrigen Energien wird die Energieauflösung des Triggers im wesentlichen durch Rauschen verfälscht. Es ist daher wichtig, daß in der Simulation das Rauschen gut beschrieben wird. Eine Möglichkeit dies zu überprüfen, ist das Energiespektrum des Triggers für den Fall, daß im Kalorimeter keine Energiedeposition registriert wird.
Abbildung 4.15 zeigt das Spektrum aller FADCs für den Fall, daß im Kalorimeter weniger als 0.1 GeV gemessen wurde. Das durch die Simulation generierte Spektrum (•) stimmt mit der gemessenen Verteilung (Histogramm) gut überein. Geringe Abweichungen sieht man im Bereich von 10 bis 16 FADC-Einheiten, also etwa 1.2 bis 2 GeV. Dies ist der Bereich, in dem die AGM-Schwellen wirksam sind. Geringe Abweichungen sind in diesem Bereich zu erwarten, da der Schaltvorgang in den AGMs nur angenähert simuliert wird.

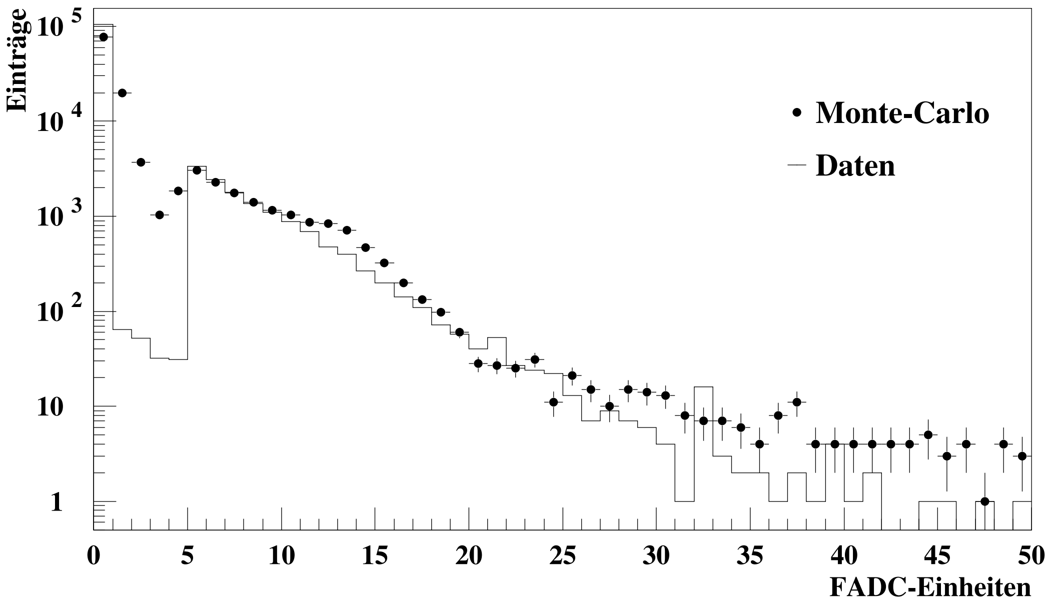


Abbildung 4.15: *Das Spektrum aller FADCs, falls im Kalorimeter weniger als 0.1 GeV gemessen wurde. Die Punkte (•) zeigen das Ergebnis der Simulation. Im Vergleich dazu das gemessene Spektrum (Histogramm). Für jeden FADC, der die Kalorimeterbedingung erfüllt, ist der gemessene und der simulierte Wert gezeigt.*

Die Unterschiede zwischen den gemessenen Daten und der Simulation bei weniger als fünf FADC-Einheiten sind durch die Ausleseschwelle der FADCs bedingt. In der Regel werden nur FADCs mit fünf oder mehr Einheiten ausgelesen, FADCs mit weniger Einheiten werden nur unter bestimmten Bedingungen ausgelesen (early/late pileup), die in der Simulation nicht dargestellt werden können. Diese FADC-Werte spielen aber für die Triggerentscheidung keine Rolle, da sie nicht weiter verwendet werden (BT-Schwelle).

Die Spektren der FADCs bei höheren Energien zeigen neben dem Einfluß des Rauschens eine zusätzliche Verbreiterung, die auf die unterschiedliche Proportionalität zwischen FADC-Einheiten und gemessener Energie der FADCs zurückzuführen ist.
Abbildung 4.16 zeigt die Energiemessung des Triggers in verschiedenen vom Kalorimeter gemessenen Energiebereichen. Die zunehmende Breite wird durch die Monte-Carlo Simulation nachvollzogen. Die Spektren sind in der Simulation etwas schmaler. Dies deutet darauf hin, daß die Energieauflösung des Triggers durch weitere Effekte mit geringerem Einfluß, die in der Simulation nicht beschrieben sind, verschlechtert wird.

Aufbauend auf das gute Verständnis des analogen Teils des LAr-Triggers, konnte für diesen bedeutenden Teil des Detektors eine realistische Simulation entwickelt werden.

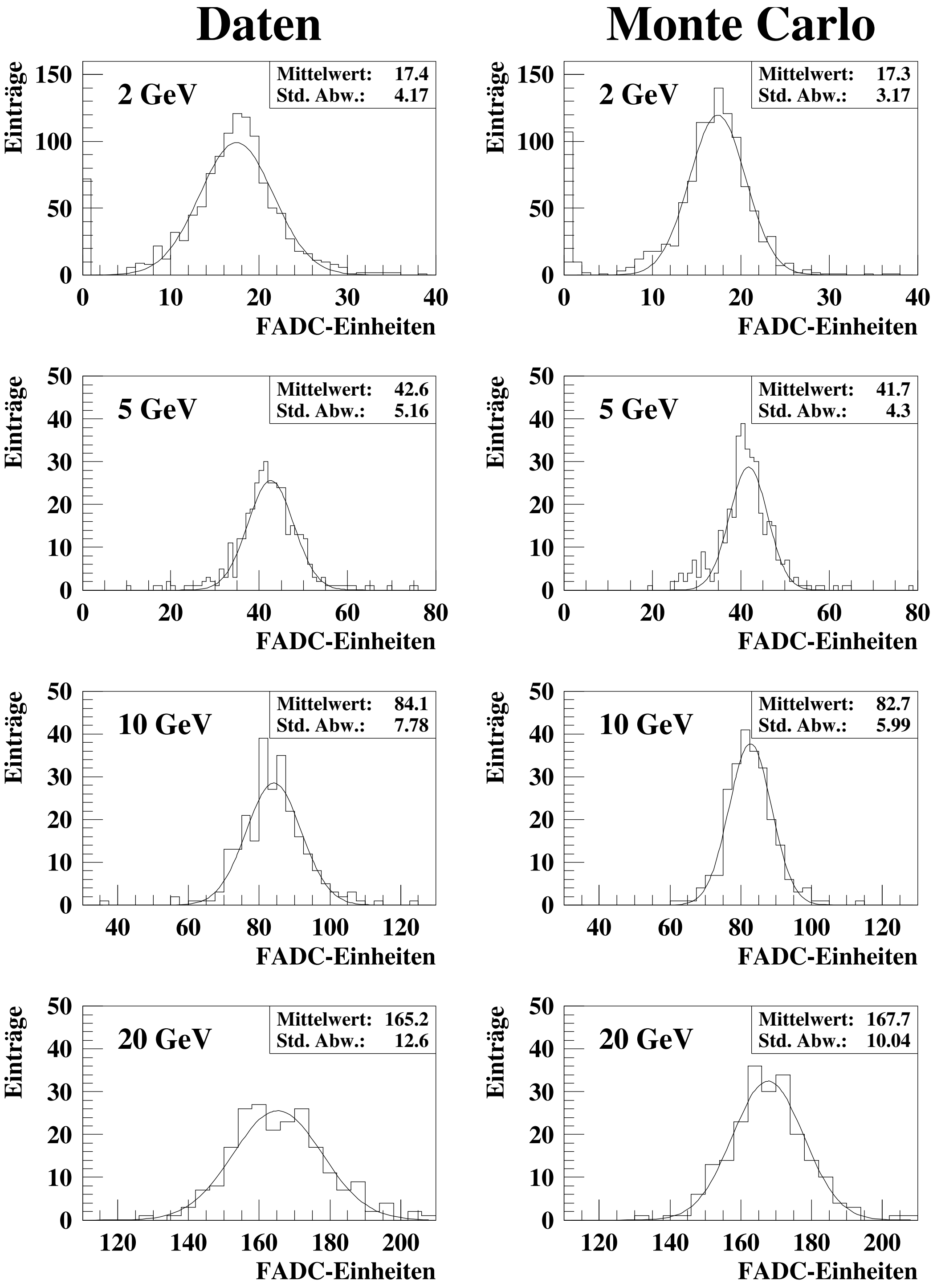


Abbildung 4.16: *Das Spektrum der FADCs bei einer im Kalorimeter auf der elektromagnetischen Skala gemessenen Energie von 2, 5, 10 bzw. 20 GeV. Links die gemessenen Daten, rechts die entsprechenden Spektren aus der Simulation des Triggers. Die Mittelwerte und die angegebene Breite der Verteilungen stammen aus den eingezeichneten Gauß-Fits an die Spektren.*

4.6.2.3 Digitaler Teil

Der *digitale* Teil der Triggersimulation bildet die digitale Elektronik des LAr-Triggers (siehe Abschnitt 4.6) exakt ab. Da keine Näherungen vorgenommen werden, muß das Ergebnis der Simulation mit den aufgezeichneten Triggerelementen übereinstimmen. Der digitale Teil der Simulation wird daher verwendet, um Fehler innerhalb der Trigger-Logik zu finden und zu beseitigen.
In folgenden Bereichen der Trigger-Logik konnten Fehler beseitigt werden:

- Die Übertragung des Ergebnisses der Digitalisierung eines FADCs zur Trigger-Logik wurde nicht oder verfälscht durchgeführt.
- Das Ergebnis der Digitalisierung eines FADCs wurde nicht richtig ausgelesen.
- Die Gewichtungstafeln (RAM) zur Steuerung der Trigger-Logik wurden nicht richtig geladen.

Die Simulation ist nun in die vierte Triggerstufe (L4, siehe Abschnitt 4.5) eingebunden, so daß erneut auftretende Abweichungen sehr schnell registriert und behoben werden können.

5 Methodik der Datenanalyse

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Schritte vorgestellt, die notwendig sind, um aus den gemessenen Ereignissen des geladenen Stroms die Wirkungsquerschnitte zu extrahieren.
Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ergibt sich durch:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L} \cdot \epsilon} \ . \tag{5.1}$$

Dabei ist N die Anzahl der Ereignisse der untersuchten Reaktion, $\mathcal{L}$ die Luminosität und ϵ die Effizienz, mit der die Ereignisse ausgewählt werden. Die Effizienz kann als Produkt der Effizienzen verschiedener Schritte aufgefaßt werden:

$$\epsilon = \epsilon_{Trigger} \cdot \epsilon_{Selektion} \cdot \epsilon_{Akzeptanz} \cdot \ldots \tag{5.2}$$

Die Luminosität wird durch das Luminositäts-System (siehe Abschnitt 4.4) bestimmt und steht der Analyse zur Verfügung. Die wesentliche Aufgabe bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist es daher, die Ereignisse der untersuchten Reaktion aus allen aufgezeichneten Ereignissen herauszufiltern und die Effizienz dafür zu bestimmen.
Zur Optimierung der Selektion und zur Bestimmung der Effizienzen werden in der Regel simulierte Ereignisse verwendet. Im Abschnitt 5.1 wird erläutert, wie diese Monte-Carlo Ereignisse erzeugt werden und welche Modelle zur Beschreibung der einzelnen Prozesse verwendet werden. Zum Teil kann auf simulierte Ereignisse verzichtet werden, und einige Effizienzen können aus Daten bestimmt werden. Der Abschnitt 5.2 stellt die in dieser Arbeit verwendete Methode vor, bei der alle Trigger- und Selektionseffizienzen aus Daten bestimmt werden.
Im Abschnitt 5.3 wird schließlich erläutert, wie aus den gemessenen kinematischen Verteilungen der Ereignisse die differentiellen Wirkungsquerschnitte extrahiert werden.

5.1 Simulation von Ereignissen

Experimentell gemessene Daten sind immer abhängig von dem verwendeten Meßapparat. Um die Messung mit einem theoretischen Modell vergleichen zu können, ist es daher notwendig, die Auswirkungen des Apparates auf die Messung zu kennen.
Bei der Untersuchung von Ereignissen des geladenen Stroms in hochenergetischen Positron-Proton-Kollisionen besteht noch ein zweites Problem. Der

elektroschwache Streuprozeß kann nicht direkt beobachtet werden, da aus dem gestreuten Quark und dem Protonrest zunächst Jets entstehen, die dann untersucht werden. Die Prozesse, die zur Bildung der Hadronen in den Jets führen sind noch nicht vollständig verstanden. Sie werden im Rahmen bestimmter Modelle beschrieben.

In Abbildung 5.1 ist die Simulation eines Ereignisses der Positron-Proton Streuung schematisch dargestellt. Zuerst wird der elektroschwache Prozeß der Positron-Quark-Streuung simuliert. Anschließend folgt die Erzeugung der Jets. Die dabei auftretenden QCD-Prozesse finden zunächst bei so hohen Virtualitäten statt, daß die starke Kopplungskonstante α_s klein ist und Störungsrechnung angewendet werden kann (perturbative Phase). In der Entwicklung der Parton-Kaskade nehmen die Impulsüberträge immer weiter ab. α_s wird schließlich so groß, daß die weitere Entwicklung des Jets nur noch phänomenologisch beschrieben werden kann.

Zuletzt wird die Messung der Hadronen und des gestreuten Leptons durch den Detektor simuliert.

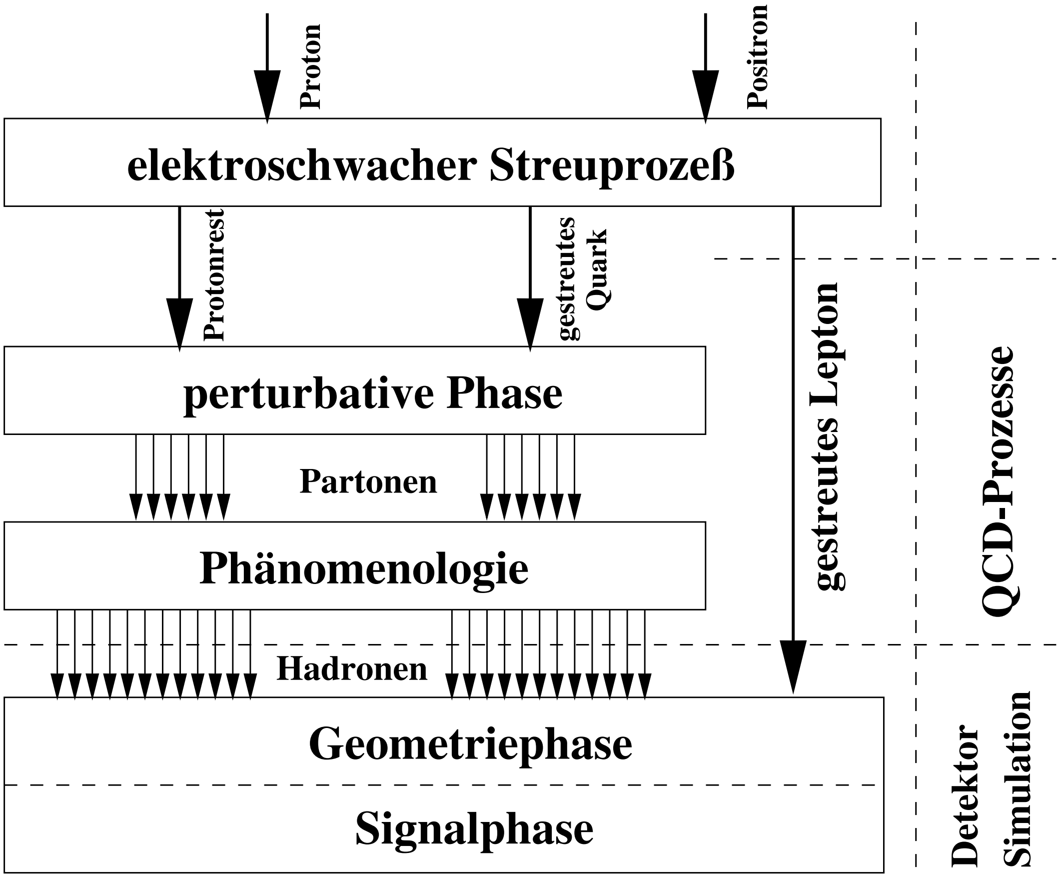


Abbildung 5.1: *Schematische Darstellung der Simulation eines Ereignisses der Positron-Proton Streuung.*

5.1.1 Monte-Carlo-Modelle

Die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo Ereignisse des geladenen Stroms wurden mit dem Generator DJANGO [67] erzeugt.
Der elektroschwache Streuprozeß wird dabei durch HERACLES [68] auf Partonebene generiert. HERACLES berücksichtigt alle Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$, insbesondere die Abstrahlung eines Photons vor der Positron-Quark-Streuung. Zur Beschreibung der QCD-Prozesse höherer Ordnung können verschiedene Modelle, die im folgenden beschrieben werden, verwendet werden.

Perturbative Phase der QCD-Prozesse

Die im tiefinelastischen Streuprozeß erzeugten Fragmente des Protons, das gestreute Quark und der Protonrest, sind farbgeladene Objekte, sie strahlen daher Gluonen ab, aus denen weitere Gluonen und Quark-Antiquarkpaare erzeugt werden. Die Impulsüberträge betragen dabei zunächst mehrere GeV, so daß α_s klein ist und die QCD-Prozesse störungstheoretisch beschrieben werden können.

Im **Parton-Schauer-Modell** [69] wird die Parton-Kaskade durch Bremsstrahlung ($q \to qg$) und Paarbildung ($g \to gg$ bzw. $g \to q\bar{q}$) erzeugt. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Prozesse sind gemäß der Altarelli-Parisi-Verzweigungsfunktionen gegeben [70]. Die Entwicklung der Parton-Schauer wird dabei bis zu beliebig hohen Ordnungen in α_s beschrieben, allerdings nur unter der Berücksichtigung der führenden logarithmischen Terme des Impulsübertrags ("leading log approximation"). Die Entwicklung des Parton-Schauers wird abgebrochen, wenn die Impulsüberträge kleiner als 1 GeV sind. Das Parton-Schauer-Modell ist im Monte-Carlo Generator LEPTO [71] implementiert.

Im **Farbdipolmodell** [72] wird ein Quark-Antiquarkpaar $q\bar{q}$ als Farbdipol interpretiert. Von diesem Dipol wird ein Gluon g emittiert. Das Gluon bildet mit dem Quark und dem Antiquark zwei neue Dipole (gq und $g\bar{q}$). Diese strahlen dann wieder ein neues Gluon ab. So ensteht durch Wiederholung eine Parton-Kaskade. Der Prozeß wird abgebrochen, sobald der Transversalimpuls des zuletzt abgestrahlten Gluons weniger als 1 GeV beträgt.
Das Farbdipolmodell ist im Monte-Carlo Generator ARIADNE [73] implementiert.

Phänomenologische Phase der Jet-Entwicklung

Bei kleinen Impulsüberträgen kann die Entwicklung der QCD-Prozesse nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden. Die Formation der Hadronen aus den Partonen wird daher phänomenologisch beschrieben.

Im **Lund-String-Modell** [74] werden die in der Parton-Kaskade erzeugten farbigen Partonen als sich von einander entfernende Farbladungen interpretiert. Die Farbladungen sind durch einen Farb-String miteinander verbunden. Dieser String wird auseinander gezogen, wenn sich die Partonen voneinander entfernen. Dadurch wird die potentielle Energie des Strings erhöht. Wenn die Energie hoch genug ist, daß ein Quark-Antiquarkpaar erzeugt werden kann, zerreißt der String in zwei neue Strings, die das neu entstandene Paar mit den ursprünglichen Partonen verbinden. Dieser Prozeß wiederholt sich so lange, bis die Energie nicht mehr ausreicht, um den String zu zerreißen. Die zuletzt existierenden Strings sind die beobachteten Mesonen, sie zerfallen gemäß der bekannten Zerfallszeiten und Verzweigungsverhältnisse in stabile Hadronen.
Das Lund-String-Modell ist im Monte-Carlo Generator JETSET [75] implementiert.

Im **Cluster-Fragmentations-Modell** [76] werden die in der perturbativen Phase erzeugten Gluonen zunächst in Quark-Antiquarkpaare aufgespalten. Alle (Anti-)Quarks werden dann zu Farbsingletts zusammengefaßt; jeweils zwei oder drei bilden einen *Cluster*. Auf diese Weise wird dem *confinement* Rechnung getragen. Die so entstandenen Cluster bilden die Hadronen, deren Zerfall wie beim Lund-String-Modell gemäß den bekannten Zerfallszeiten und Verzweigungsverhältnissen generiert wird.
Der Monte-Carlo Generator HERWIG [77] verwendet das Cluster-Fragmentations-Modell zur Beschreibung der nicht-perturbativen Phase der QCD-Prozesse.

Untersuchungen des hadronischen Endzustands bei H1 haben gezeigt, daß das Farbdipolmodell den beobachteten Energiefluß zwischen Strom- und Target-Jet besser beschreibt als das Parton-Schauer-Modell [78]. Zur Simulation der Partonkaskaden wurde in dieser Arbeit daher dieses Modell verwendet. Die anschließende phänomenologische Beschreibung liefert das Lund-String-Modell.

5.1.2 Detektorsimulation

Im Anschluß an die Simulation des Streuprozesses und der Entstehung der hadronischen Schauer wird die Reaktion des gestreuten Leptons und der erzeugten Hadronen mit dem Detektor beschrieben.
Die Detektorsimulation läßt sich in zwei Phasen aufteilen. In der ersten, der **Geometriephase**, wird die Reaktion der Teilchen mit dem Material des Detektors simuliert. Dazu ist der Detektor in kleine Zellen unterteilt. Für jede Zelle ist bekannt, aus welchem Material sie besteht, so daß die Wechselwirkung eines Teilchens, das auf diese Zelle trifft, simuliert werden kann. So wird sukzessive von innen nach außen die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit den einzelnen Volumenelementen des Detektors beschrieben.
In der zweiten Phase, der **Signalphase**, werden die Signale der sensitiven Detektorregionen simuliert. Dazu wird z.B. in einer Zelle des Flüssig-Argon-

Kalorimeters aus der in dieser Zellen erzeugten Ionen das elektronische Signal generiert. Anschließend wird die gesamte Ausleseelektronik des Detektors, einschließlich des Triggers simuliert.
Die so entstandenen Ereignisse sind dann formal mit realen Ereignissen identisch. Zur Rekonstruktion der Monte-Carlo Ereignisse wird exakt die selbe Prozedur angewendet wie bei den Daten.

5.2 Bestimmung von Effizienzen aus Daten

Die Bestimmung der Trigger- und evtl. auch der Selektionseffizienz kann oft aus den Daten erfolgen. Der Vorteil gegenüber der Bestimmung der Effizienzen aus Monte-Carlo Ereignissen ist, daß alle Detektoreffekte richtig behandelt werden. Viele Effekte werden in der Simulation des Detektors nur angenähert beschrieben, so zum Beispiel das Rauschen im Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters (siehe Abschnitt 4.6.2) oder die Verteilung des Wechselwirkungspunktes entlang der z-Achse. Die Effizienz kann dann nur im Rahmen dieser Näherung bestimmt werden.
Bei der Bestimmung der Effizienz aus Daten muß allerdings sichergestellt sein, daß genügend Daten vorhanden sind, da ansonsten der statistische Fehler der Effizienzbestimmung zu groß ist.

Die Bestimmung der Triggereffizienz aus Daten ist immer dann möglich, wenn die Ereignisse durch zwei unabhängige Trigger (A und B) registriert werden. Die Effizienz von Trigger A ergibt sich als Quotient der Anzahl von A und B getriggerten Ereignisse dividiert durch die Anzahl aller von B getriggerten Ereignisse.
Die Bestimmung der Selektionseffizienz mit dieser Methode ist meist nicht möglich, dazu würden zwei unabhängige Selektionsverfahren benötigt werden. Die Selektionseffizienz wird daher meist aus Monte-Carlo Ereignissen bestimmt. CC-Ereignisse bilden hier eine Ausnahme; sie gleichen NC-Ereignissen, die unabhängig getriggert und selektiert werden. Die Methode, mit der die Effizienz für CC-Ereignisse aus NC-Ereignissen bestimmt werden kann, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

5.2.1 Die *Pseudo*CC-Methode

Ereignisse des neutralen Stroms unterscheiden sich bei gleicher Kinematik nur durch den Nachweis des gestreuten Positrons von Ereignissen des geladenen Stroms. Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen ein bei H1 im Jahr 1994 registriertes Ereignis des geladenen bzw. des neutralen Stroms. In beiden Ereignissen wurden ein $x = 0.4$ und $y = 0.5$ rekonstruiert.
Das gestreute Positron balanciert in NC-Ereignissen den Transversalimpuls des hadronischen Endzustands. Es ist daher räumlich von diesem getrennt (siehe Abbildung 5.3), und die Detektorsignale des Positrons können eindeutig iden-

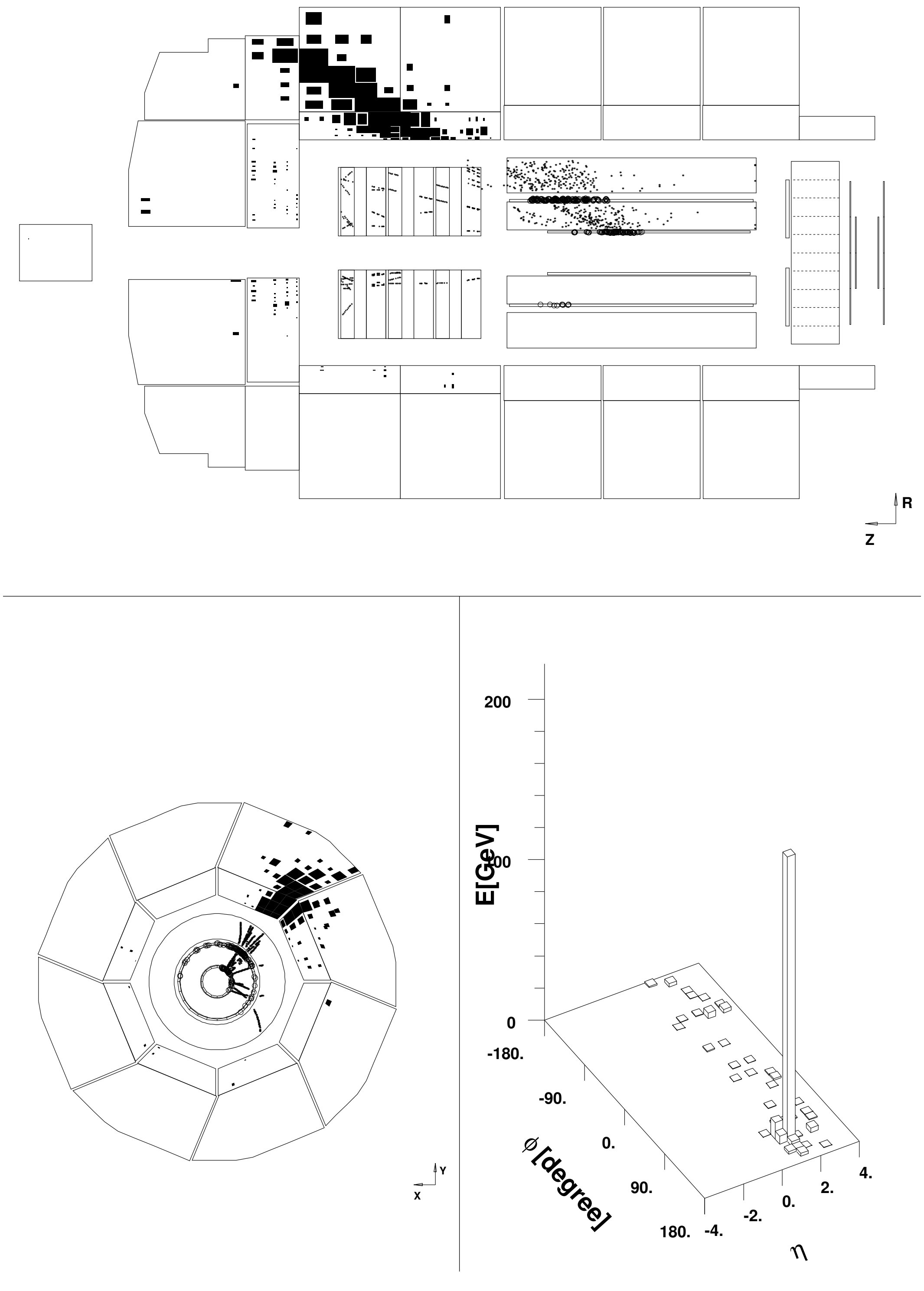


Abbildung 5.2: *Ereignis des geladenen Stroms. Oben die Seitenansicht des H1-Detektors, unten links der Blick entlang der Strahlachse. Unten rechts der Energiefluß des Ereignisses als Funktion des Azimuthalwinkels ϕ und der Pseudorapidität η.*

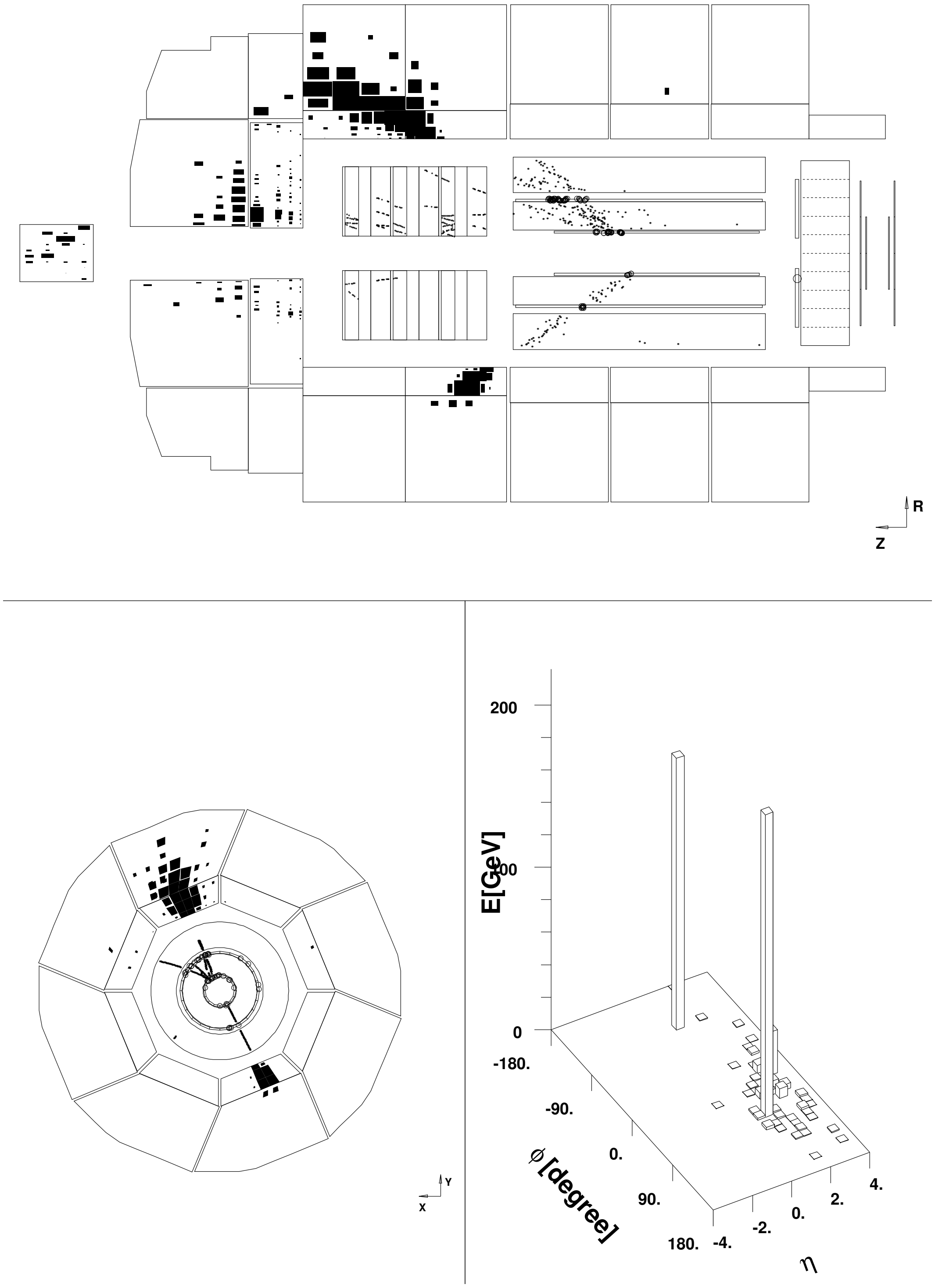


Abbildung 5.3: *Ereignis des neutralen Stroms. Oben die Seitenansicht des H1-Detektors, unten links der Blick entlang der Strahlachse. Unten rechts der Energiefluß des Ereignisses als Funktion des Azimuthalwinkels ϕ und der Pseudorapidität η.*

tifiziert werden. Durch Ignorieren dieser Signale wird aus einem NC-Ereignis ein Ereignis, das wie ein CC-Ereignis aussieht; diese Ereignisse werden *Pseudo*CC-Ereignisse genannt.
Der Trigger des H1-Detektors wird bei NC-Ereignissen durch das gestreute Positron ausgelöst. Der Trigger der NC-Ereignisse ist damit unabhängig zu den Triggern, die zum Nachweis von CC-Ereignissen verwendet werden. Auch die Selektion der Ereignisse des neutralen Stroms erfolgt über das im LAr-Kalorimeter nachgewiesene gestreute Positron [79] und ist damit ebenfalls unabhängig von der Selektion der CC-Ereignisse (siehe Abschnitt 7). Folgende Schritte werden dann bei jedem Ereignis angewendet, um den *Pseudo*CC-Datensatz zu erhalten:

- Mit einem speziellen Algorithmus wird das gestreute Positron identifiziert [79].
- Es wird ein Konus mit einem Öffnungswinkel von 0.15 rad definiert. Der Ursprung des Konus liegt im Ereignisvertex des NC-Ereignisses, seine Achse läuft durch das Zentrum der Energiedepositionen des gestreuten Positrons im LAr-Kalorimeter.
- Die Signale des gestreuten Positrons in den Subdetektoren werden gelöscht:
  - In den zentralen Proportionalkammern (CIP/COP) werden die Signale innerhalb des Konus gelöscht.
  - In den zentralen Driftkammern (CJC) werden die Signale aller Spuren, die innerhalb des Konus liegen, entfernt.
  - Die Maske des DCRϕ-Triggers, die durch das gestreute Positron aktiv ist, wird gelöscht.
  - Im LAr-Kalorimeter wird die Information aller Zellen innerhalb des Konus gelöscht.
  - Die FADC-Einheiten der FADCs des LAr-Triggers, in deren geometrischen Bereich Zellen innerhalb des Konus liegen, werden entfernt.
- Die Triggerelemente des DCRϕ, des Zvtx_t0 und des LAr-Kalorimeter Triggers, und daraus die Subtrigger, werden neu bestimmt[1].
- Das Ereignis wird vollständig neu rekonstruiert. Dabei wird insbesondere der Ereignisvertex neu bestimmt.

Nach dieser Prozedur ist ein *Pseudo*CC-Ereignis nicht mehr von einem CC-Ereignis zu unterscheiden. Die Effizienz der einzelnen Trigger- und Selektionsschritte kann daher aus den *Pseudo*CC-Ereignissen bestimmt werden, indem an diese Ereignisse exakt die gleichen Bedingungen wie an die CC-Ereignisse

---

[1] Die zur Aufzeichnung von CC-Ereignissen verwendeten Triggerelemente und Subtrigger sind in Abschnitt 7.3 erläutert.

gestellt werden.
Die kinematische Verteilung der NC-Ereignisse, und damit auch der *Pseudo*CC-Ereignisse, ist verschieden von der der CC-Ereignisse (vergleiche Abschnitt 2). Um dies bei der Bestimmung der Effizienzen zu berücksichtigen werden die *Pseudo*CC-Ereignisse entsprechend gewichtet. Der Gewichtsfaktor für ein Ereignis i entspricht dem Verhältnis der theoretischen Wirkungsquerschnitte am kinematischen Punkt des Ereignisses:

$$g_i(x,y) = \frac{\mathrm{d}^2\sigma_{CC}(x_i,y_i)/\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}(x_i,y_i)/\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} \tag{5.3}$$

Unter Verwendung der Gewichte läßt sich dann aus den *Pseudo*CC-Ereignissen die Effizienz und deren Fehler für eine beliebige Bedingung bestimmen:

$$\epsilon = \frac{\sum g_i \cdot b_i}{\sum g_i} \tag{5.4}$$

$$\Delta\epsilon = \frac{\sqrt{\frac{\sum g_i^2 b_i}{\sum g_i^2} \cdot \left(\sum g_i^2 - \sum g_i^2 b_i\right)}}{\sum g_i} \tag{5.5}$$

Dabei wird jeweils über alle *Pseudo*CC-Ereignisse summiert; es gilt $b_i = 1$, wenn das i-te Ereignis die Bedingung erfüllt, bzw. $b_i = 0$, wenn dies nicht der Fall ist.
Soll die Effizienz einer Bedingung nur für einen Teil der *Pseudo*CC-Ereignisse bestimmt werden, z.B. die Triggereffizienz für Ereignisse mit $20\,\mathrm{GeV} < V < 25\,\mathrm{GeV}$, dürfen nur die *Pseudo*CC-Ereignisse aus dieser Teilmenge in den Summationen berücksichtigt werden.

5.3 Entfaltungsmethoden

Der letzte Schritt zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist die Korrektur der Akzeptanz und der Auflösung des Detektors bei der Bestimmung der kinematischen Variablen. Diese Korrektur wird *Entfaltung* genannt. Das Problem besteht allgemein, da die Ergebnisse einer Messung nur dann mit einer anderen Messung verglichen werden können, wenn jeweils die Effekte des verwendeten Meßapparats korrigiert werden. In [80] und [81] werden verschiedene Methoden zur Entfaltung ausführlich vorgestellt.
Hier sollen nur kurz die grundlegenden Begriffe erklärt und die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Methoden vorgestellt werden.

Ziel einer Messung sei es, die wahre Funktion $f(x)$ der Variablen x zu bestimmen (hier den Wirkungsquerschnitt als Funktion einer kinematischen Variablen). Gemessen wird aber mit einem Apparat, der eine endliche Auflösung und eine eingeschränkte Akzeptanz hat. Die gemessene Funktion $f'(x')$ der rekonstruierten Größe x' ist dann gegeben durch:

$$f'(x') = \int_{-\infty}^{\infty} t(x', x)\, f(x)\, dx \tag{5.6}$$

Dabei wird t als Transfer-Funktion bezeichnet, die sowohl Auflösung als auch Akzeptanzverluste berücksichtigt.
Die Transfer-Funktion wird im allgemeinen durch Simulation des Apparates gewonnen. Dazu werden Monte-Carlo Ereignisse entsprechend einer 'wahren' Verteilung $g(x)$, die möglichst gut der zu messenden Verteilung $f(x)$ entspricht, generiert. Die Simulation liefert dann für diese Ereignisse die beobachtete Verteilung $g'(x')$.

$$g'(x') = \int_{-\infty}^{\infty} t(x', x)\, g(x)\, dx \tag{5.7}$$

Der Datenanalyse stehen M Monte-Carlo Ereignisse, charakterisiert durch die Paare x_i, x'_i, und N experimentelle Ereignisse mit der gemessenen Größe x'_i zur Verfügung.
In der Regel können sehr viel mehr Monte-Carlo Ereignisse erzeugt werden als Daten vorhanden sind. Idealerweise ist die Anzahl der Monte-Carlo Ereignisse so groß, daß ihr statistischer Fehler gegenüber dem statistischen Fehler der Daten vernachlässigt werden kann.

Zur Entfaltung werden die Ereignisse meist in Bereiche (*Bins*) der Variablen x bzw. x' eingeteilt. (Es existieren auch Entfaltungsmethoden bei denen dies nicht notwendig ist [82]. Diese Methoden sollen hier aber nicht betrachtet werden.) Die Anzahl der Ereignisse im Bin μ ist d_μ bzw. m_μ für die 'wahre' Daten- bzw. Monte-Carlo-Verteilung und d'_μ bzw. m'_μ für die entsprechenden gemessenen Verteilungen. Dabei gebe es B Bins in x und B' Bins in x'. In der Monte-Carlo Simulation ist außerdem noch die Anzahl $M_{\mu\nu}$ der Ereignisse, die im Bin ν generiert und im Bin μ gemessen wurden, bekannt.
Durch die Einteilung in Bins werden aus den Integralen 5.6 und 5.7 Summen. Aus der Transfer-Funktion t wird die Matrix $\boldsymbol{T}$, wobei $T_{\mu\nu}$ die Wahrscheinlichkeit ist, ein im Bin ν generiertes Ereignis im Bin μ der gemessenen Verteilung zu finden.

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} &= \frac{\int_\mu dx' \int_\nu dx\, t(x', x)\, f(x)}{\int_\nu dx\, f(x)} && (5.8) \\ &\approx \frac{\int_\mu dx' \int_\nu dx\, t(x', x)\, g(x)}{\int_\nu dx\, g(x)} && (5.9) \end{aligned}$$

Die Approximation 5.9 ist dabei um so besser, je kleiner die Bins μ, ν sind und je besser die Übereinstimmung von $g(x)$ und $f(x)$ ist.

Für die Anzahl der Ereignisse in den gemessenen Bins gilt dann:

$$d'_\mu \approx \sum_\nu T_{\mu\nu}\, d_\nu \tag{5.10}$$

$$m'_\mu \approx \sum_\nu T_{\mu\nu}\, m_\nu \tag{5.11}$$

Die Transfer-Funktion $t(x', x)$ und damit auch die Transfer-Matrix $\boldsymbol{T}$ ist in der Regel unbekannt. Aus der Monte-Carlo Simulation kann die Näherung $\hat{\boldsymbol{T}}$ der Transfer-Matrix bestimmt werden:

$$\hat{T}_{\mu\nu} = \frac{M_{\mu\nu}}{m_\nu} \tag{5.12}$$

Dazu ist allerdings notwendig, daß in der Simulation der Meßapparat und die sich daraus ergebenden Effekte auf die Messung möglichst genau beschrieben sind.

5.3.1 Die Vektor-Methode

Die *Vektor-Methode* ist die einfachste Methode, um die wahre Verteilung zu ermitteln. Diese wird aus der gemessenen Verteilung bestimmt, indem die Anzahl der Ereignisse in jedem Bin mit dem Verhältnis der 'wahren' zu der 'gemessenen' Zahl der Monte-Carlo Ereignisse multipliziert wird.

$$\hat{d}_\mu = \frac{d'_\mu}{m'_\mu}\, m_\mu \tag{5.13}$$

$\hat{d}$ ist dabei die aus den Daten gewonnene Schätzung für die wahre Verteilung d.

Die *Vektor-Methode* liefert gute Ergebnisse, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- Die wahre Verteilung ist schon relativ gut bekannt und wird gut simuliert.
- Verschiebungen der gemessenen Größen im Vergleich zu den generierten Größen sind klein, d.h. die Matrix $\boldsymbol{T}$ hat nur kleine nicht-diagonal Elemente.
- Die Auflösung des Detektors ist gut im Vergleich zu der Größe der Bins.

Besonders der erste Punkt ist kritisch, da es ja gerade die Aufgabe der Messung ist, die wahre Verteilung zu bestimmen, und evtl. eine Übereinstimmung bzw.

Abweichung vom Monte-Carlo festzustellen. Außerdem können die Fehler der entfalteten Verteilung nicht ohne weiteres bestimmt werden.
Die Methode ist nur geeignet, um einen ersten Eindruck von der entfalteten Verteilung zu erhalten, und wird daher hier nicht für die Analyse der Ergebnisse verwendet.

5.3.2 Entfaltung durch Matrixinversion

Das Entfaltungsproblem, wie es in Gleichung 5.10 dargestellt ist, kann durch Inversion der Transfer-Matrix $\boldsymbol{T}$ exakt gelöst werden.

$$d = (\boldsymbol{T}^{+}\boldsymbol{T})^{-1}\boldsymbol{T}^{+} \cdot d' \tag{5.14}$$

Verwendet man die aus dem Monte-Carlo gewonnene Schätzung $\hat{\boldsymbol{T}}$ für $\boldsymbol{T}$, so erhält man die Schätzung $\hat{d}$ für d, und aus Gleichung 5.14 wird:

$$\hat{d} = (\hat{\boldsymbol{T}}^{+}\hat{\boldsymbol{T}})^{-1}\hat{\boldsymbol{T}}^{+} \cdot d' \tag{5.15}$$

Für eine quadratische Transfer-Matrix vereinfacht sich diese weiter zu:

$$\hat{d} = \hat{\boldsymbol{T}}^{-1} \cdot d' \tag{5.16}$$

Die Unsicherheiten von $\hat{d}$ werden durch Fehlerfortpflanzung bestimmt. Bei einer quadratischen Transfer-Matrix gilt dann für die Kovarianz-Matrix von $\hat{d}$:

$$C_{ii} = \sum_k (\hat{T}^{-1})^2_{ik}\, d'_k \tag{5.17}$$

$$C_{ij} = \sum_k (\hat{T}^{-1})_{ik}(\hat{T}^{-1})_{kj}\, d'_k \tag{5.18}$$

Die *Matrix-Methode* liefert die exakte Lösung für das Entfaltungsproblem, allerdings kann es durch statistische Fluktuationen sehr leicht zu stark unterschiedlichen Besetzungszahlen in benachbarten Bins kommen [80]. Die Kovarianz-Matrix zeigt dann stark negative Korrelationen zwischen benachbarten Bins, die zum Ausdruck bringen, daß die Oszillationen statistisch nicht relevant sind. Sind die Bins nicht vorgegeben, so können die Fluktuationen durch geeignete Wahl der Bingrenzen vermindert werden.
Für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse wird die Matrix-Methode verwendet, um die Detektoreffekte zu korrigieren. Die Grenzen der Bins werden für die verschiedenen Verteilungen so gewählt, daß keine großen Fluktuationen auftreten.

5.3.3 Matrixinversion mit Regularisierung

Wenn die Bingrenzen vorgegeben sind, können die physikalisch nicht relevanten Oszillationen, die bei einer Entfaltung mit der Matrix-Methode entstehen können, durch die Verwendung von Regularisierungsschemata gedämpft werden. Die Transfer-Matrix wird dabei durch die Methode der kleinsten Quadrate invertiert. Dies geschieht, indem folgendes χ^2_{stat} minimiert wird:

$$\chi^2_{stat} = \sum_{\mu} \frac{\left(d'_{\mu} - \sum_{\nu} \hat{d}_{\nu} \hat{T}_{\mu\nu}\right)^2}{\sum_{\nu} \hat{d}_{\nu} \hat{T}_{\mu\nu}} \, , \tag{5.19}$$

wobei die $\hat{d}_{\nu}$ die freien Parameter der Optimierung sind.
Die Lösung des Entfaltungsproblems geschieht durch die Minimierung eines χ^2, das zusätzlich noch einen Regularisierungsterm enthält.

$$\chi^2 = \chi^2_{stat} + R_{regu} \tag{5.20}$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Verfahren untersucht, bei dem der Regularisierungsterm proportional zur zweiten Ableitung der wahren Verteilung ist[2]. Für den Regularisierungsterm gilt:

$$R_{regu} \sim \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\right)^2 \tag{5.21}$$

Für den Fall, daß alle Bins gleich groß sind, gilt dann:

$$R_{regu} = w \sum_{\mu=2}^{B-1} \frac{(2\hat{d}_{\mu} - \hat{d}_{\mu-1} - \hat{d}_{\mu+1})^2}{\sum_{\nu} \hat{d}_{\nu} \hat{T}_{\mu\nu}} \tag{5.22}$$

Beziehungsweise

$$R_{regu} = w \sum_{\mu=2}^{B-1} \frac{\left(\hat{d}_{\mu} - \hat{d}_{\mu-1} + \frac{\bar{d}_{\mu} - \bar{d}_{\mu-1}}{\bar{d}_{\mu+1} - \bar{d}_{\mu-1}} (\hat{d}_{\mu-1} - \hat{d}_{\mu+1})\right)^2}{\sum_{\nu} \hat{d}_{\nu} \hat{T}_{\mu\nu}} \tag{5.23}$$

für verschieden große Bins, wobei $\bar{d}$ die jeweiligen Mittelwerte der Bins sind. Der Parameter w sollte so gewählt werden, daß der Beitrag der Regularisierung zum χ^2 in der Größenordnung von 10% liegt [81].

---

[2] In [80] wird eine Methode zur Regularisierung beschrieben, die Glättungsfunktionen verwendet, um die 'wahre' Verteilung zu beschreiben. Ergebnisse, bei denen diese Methode zur Untersuchung des geladenen Stroms bei H1 verwendet wird, finden sich in [83].

Die Minimierung des χ^2 und die Bestimmung der Kovarianz-Matrix für die Regularisierung proportional zur zweiten Ableitung erfolgte mit dem Programm MINUIT[84] aus der CERN Programm-Bibliothek. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß Fluktuationen erfolgreich gedämpft werden. Allerdings werden die Ergebnisse nur dann nicht verfälscht, wenn die Verteilung in genügend viele Bins unterteilt werden kann, und damit die Variation der Verteilung von einem Bin zum nächsten gering ist.
Der Datenanalyse stehen nur 127 Ereignisse zur Verfügung (siehe Abschnitt 7), so daß jeweils nur fünf Bins gebildet werden können. Zur Bestimmung der Ergebnisse dieser Arbeit wird daher nicht die Regularisierung, sondern die oben beschriebene Matrix-Methode verwendet.

6 Optimierung des LAr-Triggers für CC-Ereignisse

Der E_t^{miss}-Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters wird aktiviert, wenn $V_{Trigger}$ oberhalb einer vorgegebenen Schwelle liegt (siehe Abschnitt 4.6). Ereignisse des geladenen Stroms unterscheiden sich von anderen Ereignissen durch hohes V (siehe Abschnitt 2.4). Durch elektronisches Rauschen kann jedoch $V_{Trigger}$ auch in Untergrundereignissen so hoch sein, daß das Ereignis vom Trigger akzeptiert wird.
Die Schwellen des LAr-Triggers (AGM, BT, global) sind dann optimal konfiguriert, wenn möglichst viele CC-Ereignisse akzeptiert werden (hohe Effizienz) und die Rate, mit der Untergrundereignisse akzeptiert werden, gering ist (niedrige Triggerrate).

Durch systematisches Verändern der verschiedenen Triggerschwellen wurden mit Hilfe der Simulation des LAr-Triggers deren Einflüsse sowohl auf die Triggerrate als auch auf die Effizienz des LAr-Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms untersucht. Zusätzlich wurden die Vorhersagen der Simulation für die Triggerrate bei einigen Konfigurationen direkt überprüft.

6.1 Triggerraten bei verschiedenen rauschabhängigen Schwellen

Die Aufgabe der Schwellen, insbesondere der AGM-Schwelle, ist es, Rauschsignale vor der Addition zu den globalen Summen zu unterdrücken. Abbildung 4.13 auf Seite 43 zeigt, daß die Größe des Rauschens aufgrund der unterschiedlichen Kapazitäten stark variiert. Eine konstante Schwelle unterdrückt daher das Rauschen unterschiedlich effizient.
Abbildung 6.1 a) zeigt die 1994 verwendeten Schwellen. Die Schwellen waren einheitlich auf etwa 1.2 GeV gesetzt, einige vor allem in den θ-Bereichen 11 und 13 auf etwa 2.4 GeV.
In Abbildung 6.1 b) sind die 1σ-Rauschniveaus der TT zu sehen. Sie nehmen vom IF (θ-Bereich 0-5) zum CB (θ-Bereich 10-13) aufgrund der größeren Kapazitäten zu. Im CB besteht jeder zweite TT nur aus hadronischen Triggerzellen, deren Kapazitäten wesentlich geringer sind als die der elektromagnetischen, so daß das Rauschen dort entsprechend schwächer ist.
Abbildung 6.1 c) zeigt schließlich die Höhe der AGM-Schwelle des TT als Vielfaches seines Rauschniveaus. Die AGM-Schwellen liegen zwischen über 8σ im IF und sogar unterhalb 2σ in einigen Trigger Towern des CB. Die TT im CB, die nur aus hadronischen Triggerzellen gebildet werden, haben sehr hohe AGM-Schwellen von etwa 6σ.

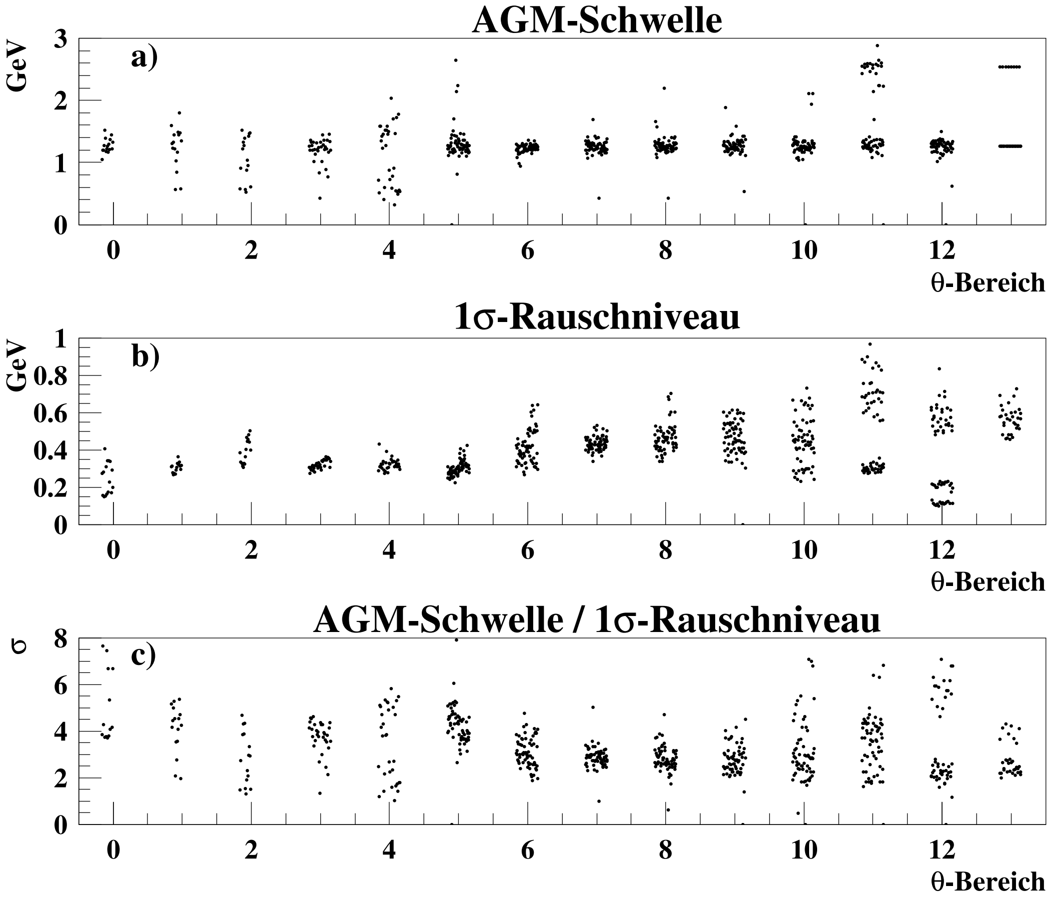


Abbildung 6.1: *Die gemessenen AGM-Schwellen der TT des Jahres 1994 für jeden θ-Bereich in GeV a), und das gemessene Rauschniveau in GeV b). c) zeigt die Schwelle als Vielfaches des Rauschniveaus.*

Um das Rauschen gleichmäßig zu unterdrücken, müssen die AGM-Schwellen in Abhängigkeit von der Höhe des Rauschens gesetzt werden:

$$t_{AGM}(TT) = n_{AGM} \cdot \sigma_{noise}(TT) \qquad (6.1)$$

In der systematischen Untersuchung der Triggerraten in Abhängigkeit von den Schwellen wurden die AGM-Schwellen t_{AGM} durch Verändern des Multiplikationsfaktors n_{AGM} jeweils auf ein einheitliches Vielfaches ihres Rauschniveaus gesetzt.

Auch die BT-Schwelle ist dem unterschiedlich hohen Rauschen in den verschiedenen Detektorregionen angepaßt. Sie wird durch Multiplikation aus einem globalen Faktor n_{BT} und einem *θ-Profil* $\xi(\theta)$ gebildet:

$$t_{BT}(\theta) = n_{BT} \cdot \xi(\theta) \qquad (6.2)$$

θ - Bereich	$2-5$	6	7	8	9	10	11	12	13
1994 setup	1.0	2.0				3.7			
rauschabhängig	1.0	1.25			1.5		3.0	2.5	

Tabelle 6.1: *Das bisherige (1994 setup) und das rauschabhängige BT θ-Profil $\xi(\theta)$. Die θ-Bereiche 0 und 1 werden für den E_t^{miss}-Trigger nicht verwendet.*

Im bisher verwendete θ-Profil (1994 setup) wurden nur die drei topologischen Regionen IF, FB und CB unterschieden. Das neue rauschabhängige Profil berücksichtigt detailierter die unterschiedliche Höhe des Rauschens in den θ-Bereichen. Tabelle 6.1 zeigt das bisher verwendete sowie das neue rauschabhängige Profil. Die θ-Bereiche 0 und 1 werden für den E_t^{miss}-Trigger nicht verwendet, da sich die FADCs dort durch Energiedepositionen aus Strahl-Gas Ereignissen sehr oft in der Sättigung befinden. Diese FADCs werden dann nicht mehr mit dem Polarwinkel gewichtet und würden so den Trigger aktivieren.
Für die Datennahme im Jahre 1994 wurde als globaler BT-Faktor $n_{BT} = 8$ FADC-Einheiten verwendet. Mit dem verwendeten θ-Profil ergibt sich damit eine BT-Schwelle von 20 bzw. 29 FADC-Einheiten im FB bzw. CB. Dies entspricht etwa 2.5 bzw. 3.6 GeV.
Bei der Variation der BT-Schwellen wurde das rauschabhängige θ-Profil verwendet und der globale Multiplikationsfaktor n_{BT} verändert.

Die globalen Schwellen für die E_t^{miss}-Triggerelemente werden in FADC-Einheiten angegeben. 1994 war die globale Schwelle für das niedrige TE auf 38 FADC-Einheiten (dies entspricht etwa 4.75 GeV), für das mittlere TE auf 48 FADC-Einheiten (6 GeV) und für das hohe TE auf 60 FADC-Einheiten (7.5 GeV) gesetzt. Zur Optimierung des Triggers wurden globale Schwellen zwischen etwa 2 und 7 GeV untersucht.

Um die Triggerrate durch die Monte-Carlo Simulation für eine bestimmte Kombination der verschiedenen Schwellen vorherzusagen, wurden 5000 *Random-Ereignisse*[1] verwendet. Für diese Ereignisse wurde die Triggerentscheidung unter Berücksichtigung der variierten Schwellen simuliert. Die Anzahl der getriggerten Random-Ereignisse N_{MC} ist dann proportional zu der bei diesen Schwellen zu erwartenden Triggerrate R_{MC}:

$$R_{MC} = c \cdot N_{MC} \tag{6.3}$$

Einige ausgewählte Kombinationen der verschiedenen Schwellen wurden in den Trigger geladen und die Raten mit dem Trigger-Raten-Monitor bestimmt.

---

[1] Random-Ereignisse sind Ereignisse, die durch Auslesen des Detektors zu einem zufällig ausgewählten Zeitpunkt aufgezeichnet werden.

In Tabelle 6.2 sind die gemessenen Triggerraten und die Anzahl der Random-Ereignisse, die bei diesen Kombinationen der Schwellen getriggert werden, zusammengefaßt.

Die Tabelle zeigt, daß die Raten sehr stark von den gewählten Schwellen abhängen. Sie variieren in dem untersuchten Bereich um mehrere Größenordnungen. Bei einer Veränderung der globalen Schwelle um etwa 1 GeV (8 FADC-Einheiten) ändert sich die Rate etwa um einen Faktor 4. Eine Erhöhung der BT-Schwelle um 2 FADC-Einheiten senkt die Rate etwa um einen Faktor 2-3, wenn die anderen Schwellen beibehalten werden. Bei einer Verminderung der AGM-Schwellen um 0.5σ erhöht sich die Triggerrate um einen Faktor 5-10. Die Veränderung der Raten wird durch die Simulation nachvollzogen. Da nur 5000 Random-Ereignisse zur Verfügung standen und davon nur wenige vom Trigger akzeptiert werden, ist der Fehler der Simulation bei den niedrigen Raten entsprechend hoch.

Schwellen					Triggerrate					
n_{AGM}	n_{BT}	global			Messung (kHz)			N_{MC}		
2.5	8	28	32	36	95	55	32	89	45	16
		40	44	48	18	10.5	6.5	9	6	3
	10	28	32	36	54	26	14	30	19	9
		40	44	48	7.7	4.5	2.8	6	4	3
3.0	8	28	32	36	20	8.0	4.5	22	14	7
		40	44	48	2.1	1.0	0.5	2	2	2
	10	28	32	36	13.5	4.0	2.0	8	6	3
		40	44	48	0.85	0.4	0.18	2	2	2
	12	28	32	36	3.5	2.5	1.5	4	3	2
	14	28	32	36	1.3	0.7	0.6	3	2	2
1994 setup		38	48	60	3.0	0.8	0.08	–	3	–

Tabelle 6.2: *E_t^{miss}-Triggerrate bei verschiedenen Schwellen. Die digitalen Schwellen sind in FADC-Einheiten angegeben. Die mit dem Monte-Carlo bestimmte Triggerrate ist proportional zur Anzahl der Ereignisse N_{MC}, die aus 5000 Random-Ereignissen getriggert werden. Der Fehler der Simulation entspricht dem statistischen Fehler der getriggerten Ereignisse.*

6.2 Effizienz bei verschiedenen Schwellen

Zur Untersuchung der Effizienz des LAr-Triggers werden simulierte CC-Ereignisse verwendet. Für die verschiedenen Kombinationen der Triggerschwellen werden für diese Ereignisse dann jeweils die Entscheidungen des LAr-Triggers simuliert. Zur Kontrolle der Simulation wurde die Effizienz für die bestehenden Schwellen auch aus *Pseudo*CC-Ereignissen, die in weit höherer Anzahl als CC-Ereignisse zur Verfügung stehen, bestimmt. (In Abschnitt 5.2 wurde die Methode erklärt, mit den *Pseudo*CC-Ereignissen Effizienzen zu bestimmen.)

Abbildung 6.2 zeigt die Triggereffizienz des mittleren E_t^{miss}-Triggerelements für die bisherigen Schwellen. Die Übereinstimmung zwischen der aus den *Pseudo*CC-Ereignissen gewonnenen Effizienzkurve und der Kurve, die aus einer vollständigen Simulation von Ereignissen des geladenen Stroms stammt, ist gut. Insbesondere werden die Breite und die Lage der Schwelle gut in der Simulation reproduziert. Die aus der Monte-Carlo Simulation gewonnene Kurve ist um weniger als 1 GeV gegenüber der aus den *Pseudo*CC-Daten bestimmten verschoben.

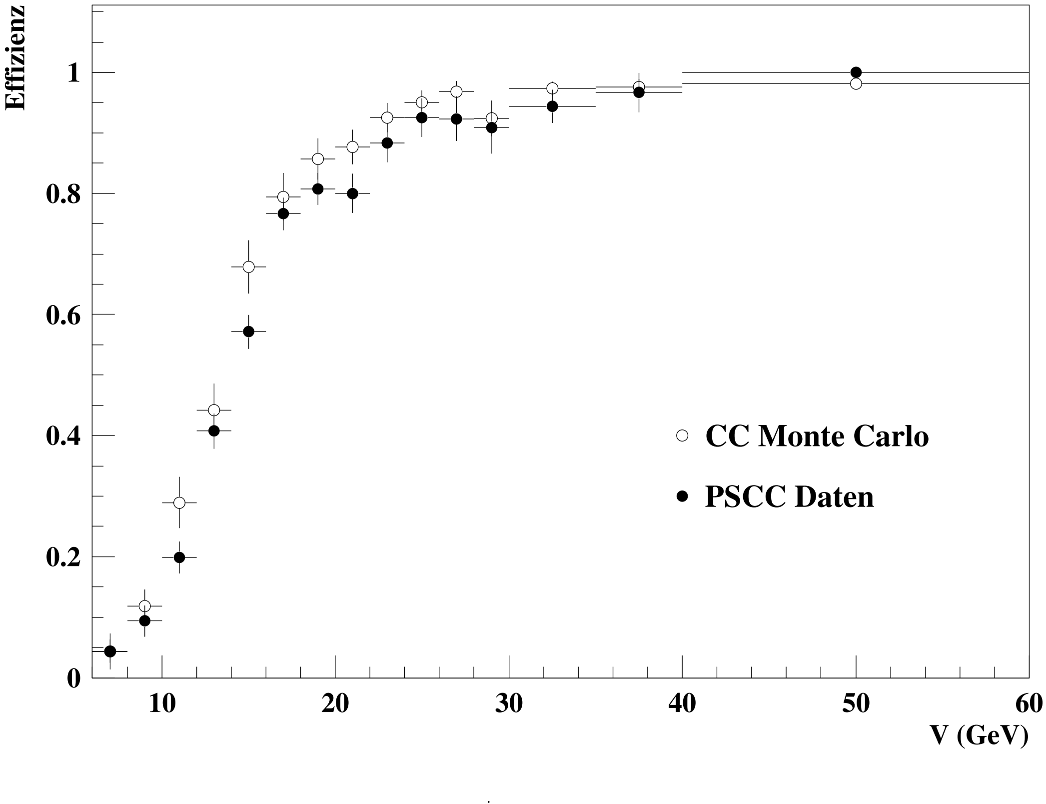


Abbildung 6.2: *Die Effizienz des E_t^{miss}-Triggers für PseudoCC-Ereignisse (●) im Vergleich zur Simulation von CC-Ereignissen (○) für die 1994 verwendeten Schwellen.*

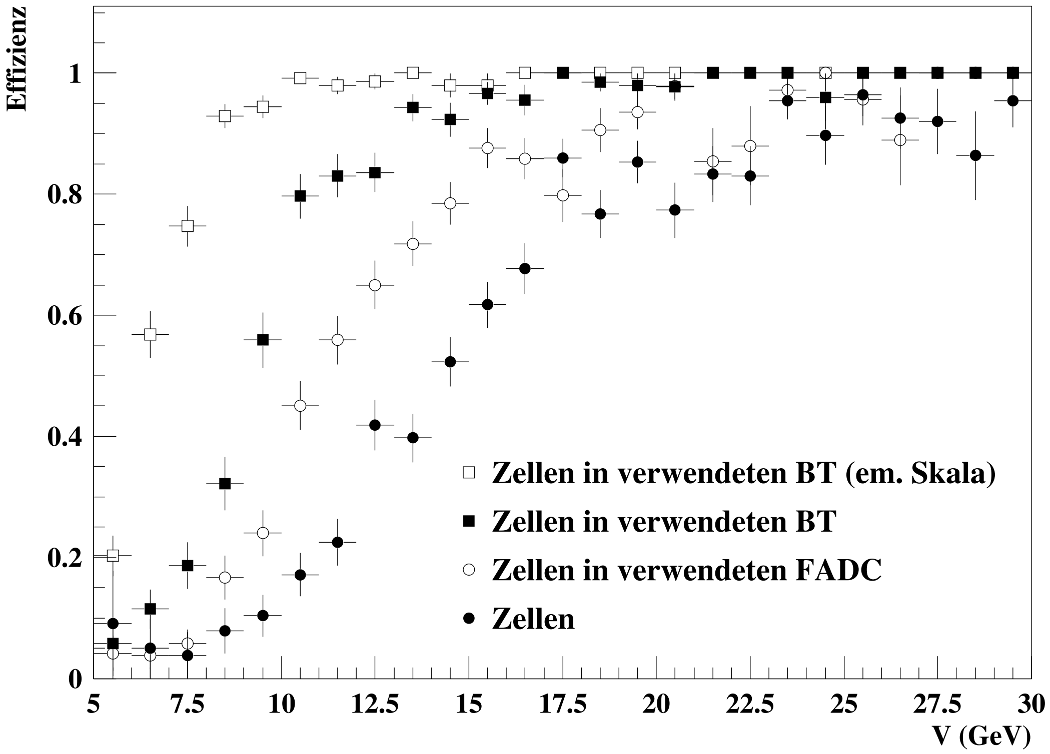


Abbildung 6.3: *Die Effizienz des E_t^{miss}-Triggers für PseudoCC-Ereignisse, wenn zur Berechnung von V alle Zellen verwendet werden (●), nur die Zellen der im Trigger verwendeten FADCs (○), nur der verwendeten BT (■), bzw. nur die Zellen verwendeter BT ohne Gewichtung der Energie (□).*

Abbildung 6.3 zeigt anhand der *Pseudo*CC-Ereignisse die Gründe, warum die Effizienz auch weit über der nominellen Schwelle von 6 GeV nicht 100 % ist (●). Diese können verdeutlicht werden, wenn bei der Bestimmung von V die Kalorimeterzellen, deren Triggersignale von den Schwellen unterdrückt werden, ebenfalls nicht berücksichtigt werden.

Werden nur die Zellen berücksichtigt, die im geometrischen Bereich eines FADCs liegen, der zur Summe $V_{Trigger}$ beigetragen hat, so sind auch bei der Bestimmung von V die Zellen unberücksichtigt, deren Triggersignale nicht die AGM-Schwelle überschritten haben. Die sich dann ergebende Effizienz-Kurve (○) ist deutlich steiler. Entsprechend wird die BT-Schwelle berücksichtigt, indem bei der Bestimmung von V nur die Zellen verwendet werden, die in einem BT liegen, der auch im Trigger genug Energie hat (■). Eine sehr steile Effizienzkurve (□), die 50% Effizienz bei der nominellen Schwelle erreicht, erhält man schließlich, wenn die Kalorimeterenergien nicht durch die Rekonstruktion neu gewichtet werden. Dann wird auch bei der Berechnung von V die Energieskala verwendet, auf der die Bestimmung von $V_{Trigger}$ basiert.

Abbildung 6.4 zeigt die Effizienzkurven des Triggers für verschiedene globale Schwellen. Zur quantitativen Bestimmung der Lage und der Breite der Schwelle wurde die Funktion

$$\epsilon = \mathrm{FREQ}(\ (V - Lage)/Breite\ ) \tag{6.4}$$

$$\mathrm{FREQ}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x} \mathrm{e}^{-t^2/2}\,\mathrm{d}t \tag{6.5}$$

an die Daten angepaßt. (Die Funktion FREQ steht in der CERN-Programmbibliothek zur Verfügung [85].) In Tabelle 6.3 sind die Parameter zur Beschreibung der jeweiligen Kurve zusammengefaßt. Durch eine Veränderung der globalen Schwelle wird die Lage des Punktes, an dem die Effizienz 50% erreicht, verschoben, die Breite der Schwelle bleibt aber weitgehend unverändert.

nominelle globale Schwelle (GeV)	Lage des 50 % Punktes (GeV)	Breite der Schwelle (GeV)
3.0	8.4	3.4
3.5	9.4	3.4
4.0	10.3	3.6
4.5	11.2	4.0
5.0	12.0	4.2
5.5	12.6	3.9
6.0	13.3	4.2
6.5	13.9	4.3
7.0	14.4	4.5

Tabelle 6.3: *Lage und Breite der Effizienzschwelle des E_t^{miss}-Triggers für verschiedene Werte der globalen Schwelle. Die AGM-Schwelle liegt bei 3 σ, die BT-Schwelle bei $n_{BT} = 10$ FADC-Einheiten.*

Durch eine Verringerung der globalen Schwelle kann das Plateau zu niedrigeren Energien ausgedehnt werden, dabei wird die Triggerrate jedoch stark erhöht, da sich bei einer Verminderung der globalen Schwelle um 1 GeV (8 FADC-Einheiten) die Triggerrate in etwa vervierfacht (siehe Tabelle 6.2).

Es ist daher vorteilhafter, den Anstieg der Effizienzkurve zu verbessern, d.h.

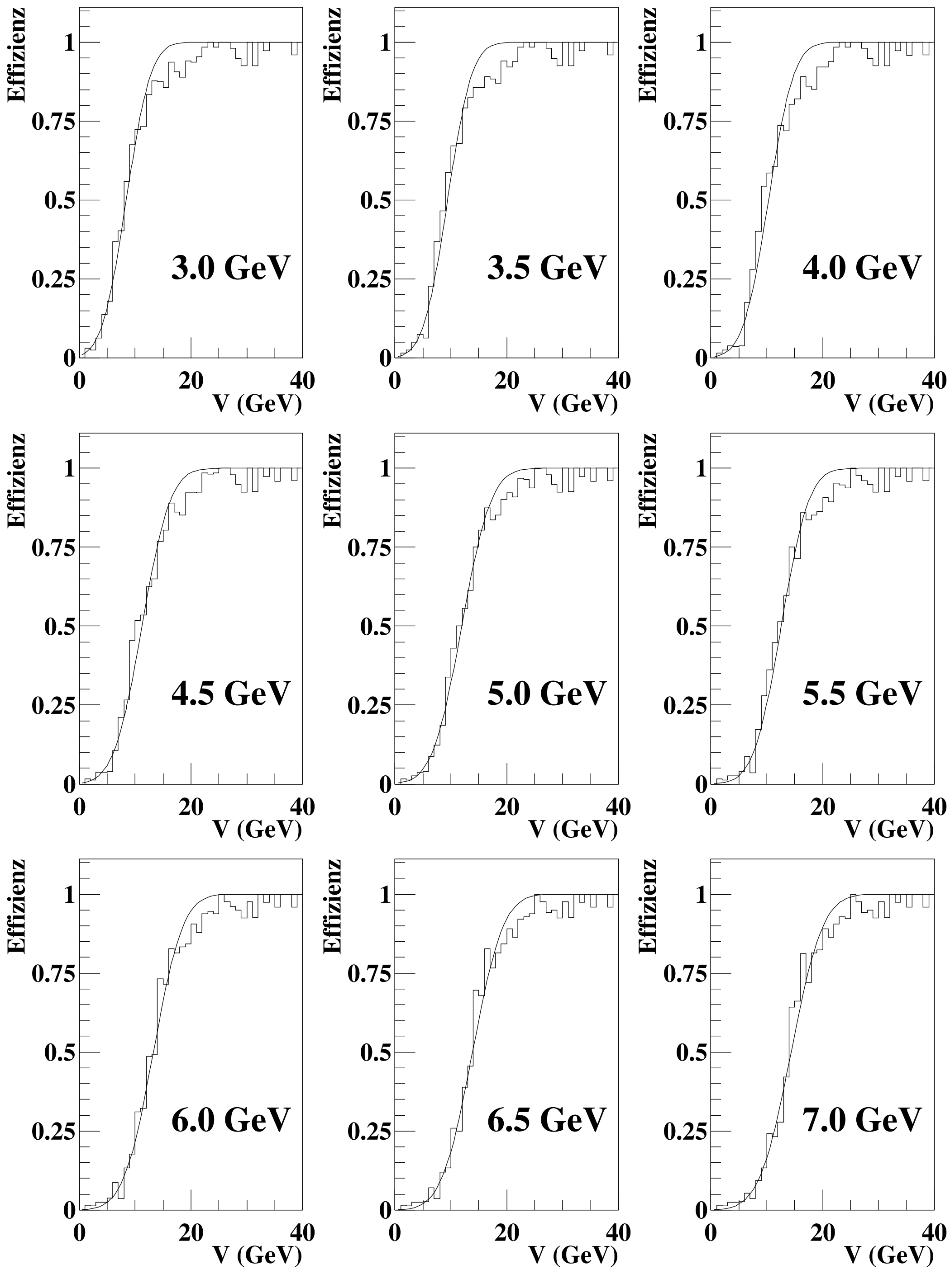


Abbildung 6.4: *Die Effizienz des E_t^{miss}-Triggers, bestimmt aus simulierten Ereignissen des geladenen Stroms für verschiedene globale Schwellen (jeweils in GeV angegeben). Die AGM-Schwelle liegt bei 3 σ, die BT-Schwelle bei $n_{BT} = 10$ FADC-Einheiten. Die jeweils eingezeichnete Kurve zeigt die Parametrisierung zur Bestimmung der Lage und der Breite der Schwelle.*

die Breite der Schwelle zu verkleinern. Abbildung 6.5 und Tabelle 6.4 zeigen, daß durch eine Veränderung der AGM-Schwellen die Steigung der Effizienzkurve beeinflußt werden kann. Je höher die AGM-Schwelle ist, um so kleiner ist die Breite der Effizienzschwelle.

AGM Schwelle (σ)	Lage des 50 % Punktes (GeV)	Breite der Schwelle (GeV)
1.0	5.3	7.5
1.5	7.9	5.3
2.0	9.8	4.6
2.5	10.7	3.9
3.0	11.4	3.8
4.0	12.6	3.5

Tabelle 6.4: *Lage und Breite der Effizienzschwelle des E_t^{miss}-Triggers für verschiedene Werte der AGM-Schwelle. Die BT-Schwelle liegt bei $n_{BT} = 8$ FADC-Einheiten, die globale Schwelle bei 5 GeV.*

Um das Plateau der Triggereffizienz zu kleineren V auszudehnen, ist es also sinnvoll, die AGM-Schwellen zu erhöhen und die globale Schwelle zu vermindern. Die Effizienzkurve steigt dann steil an und erreicht früher das Plateau, ohne daß sich die ursprüngliche Rate des E_t^{miss}-Triggers erhöht.

6.3 Ergebnisse mit den neuen Schwellen

Da die E_t^{miss}-Triggerelemente ausschließlich zur Aufzeichnung von CC-Ereignissen verwendet werden, können die globale und die BT-Schwelle für diese Ereignisse optimiert werden. Im Gegensatz dazu werden bei der Bestimmung aller LAr-Triggerelemente nur die Signale, die die AGM-Schwellen überschreiten, berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.6.1).

Insbesondere sollen durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter auch Elektronen mit einer Energie von wenig mehr als 1 GeV z.B. aus dem Zerfall von J/Ψ-Teilchen erkannt werden. Um für diese Energiedepositionen sensitiv zu sein, wurden die AGM-Schwellen auf 3 σ des Rauschniveaus in dem betreffenden Trigger Tower gesetzt, so daß eine gleichmäßige Rauschunterdrückung erreicht wird und die AGM-Schwellen im zentralen Bereich (FB und CB) nur wenig erhöht werden. Abbildung 6.6 zeigt die Messung der rauschabhängig gesetzten AGM-Schwellen in a), so wie die Differenz zu den bisherigen Schwellen in b), ein positiver Wert bedeutet eine Erhöhung der Schwelle.

Im IF wurden die Schwellen durchweg gesenkt, teilweise bis zu 1 GeV. Im

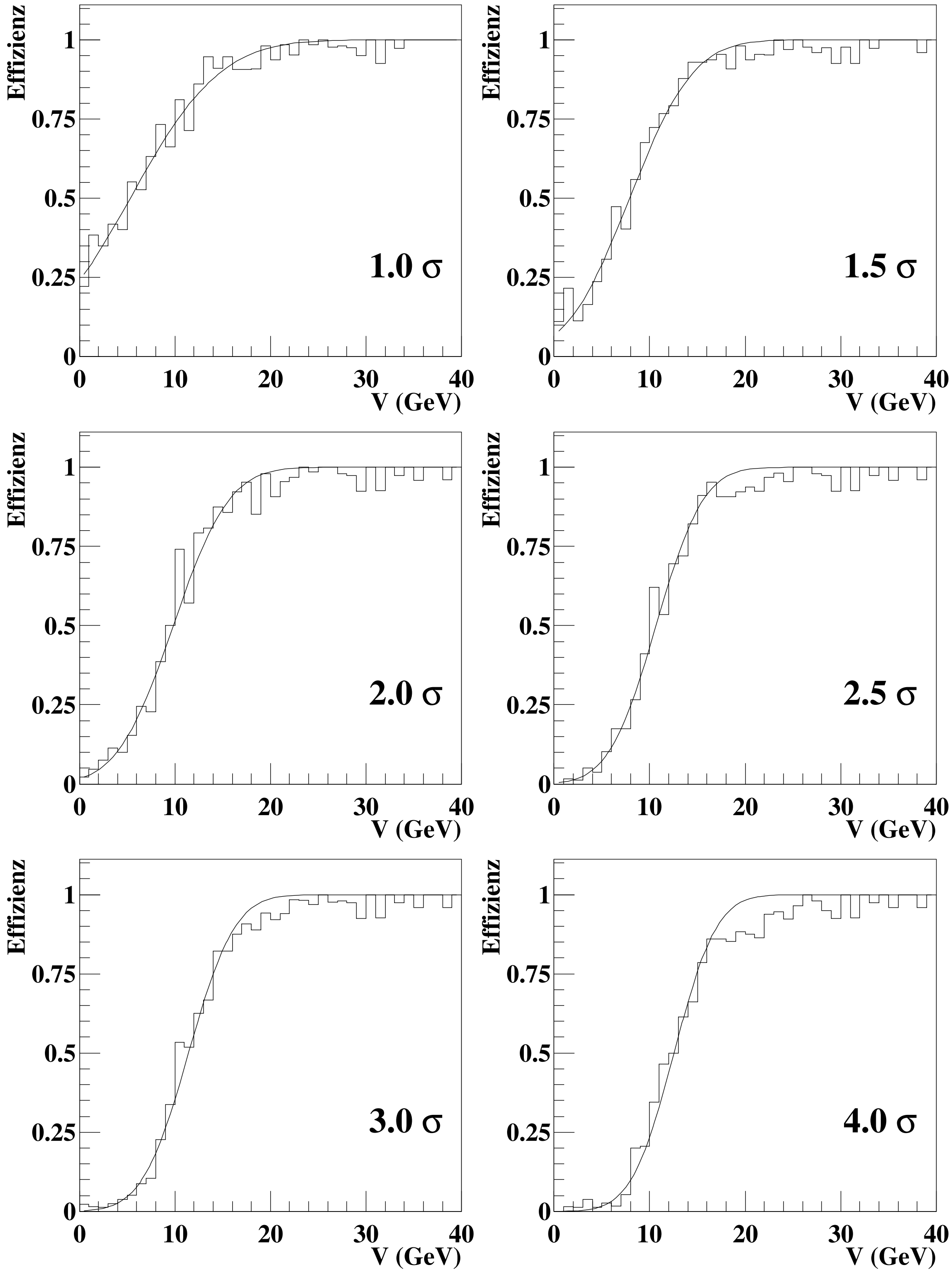
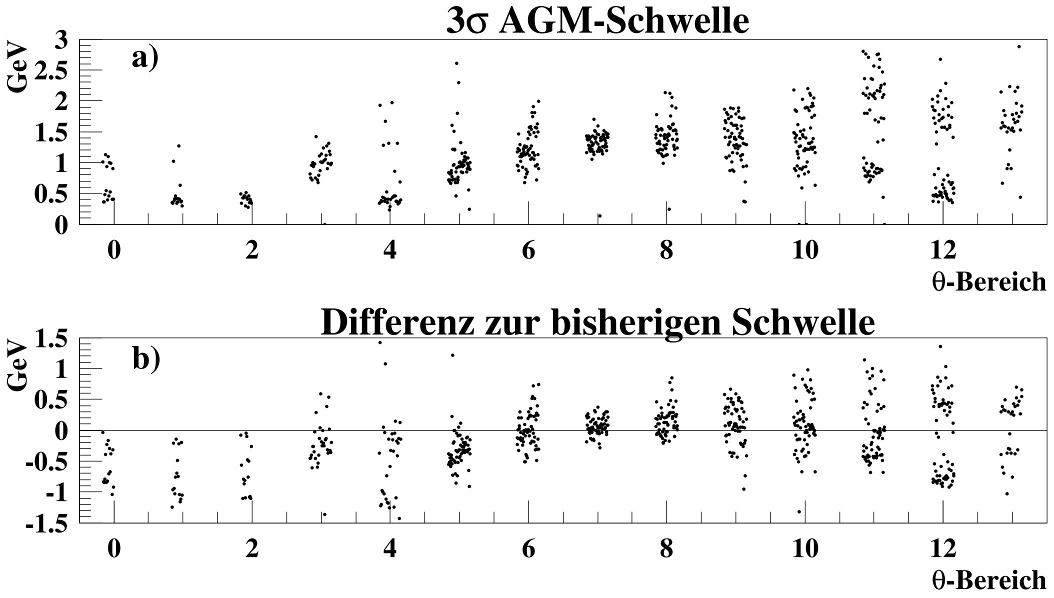


Abbildung 6.5: *Die Effizienz des* E_t^{miss}*-Triggers,bestimmt aus simulierten Ereignissen des geladenen Stroms für verschiedene AGM-Schwellen. Die BT-Schwelle ist fest bei* $n_{BT} = 8$ *FADC-Einheiten, die globale bei 5 GeV. Überlagert ist jeweils die Parametrisierung zur Bestimmung der Lage und der Breite der Effizienzschwelle.*


3σ AGM-Schwelle

Differenz zur bisherigen Schwelle

Abbildung 6.6: *Die rauschabhängigen AGM-Schwellen der TT für jeden θ-Bereich in GeV a) , und die Differenz zu den bisherigen Schwellen b). Ein negativer Wert bedeutet eine Verminderung der Schwelle, ein positiver eine Erhöhung.*

FB wurden sie weitgehend nur wenig verändert, in einigen TTs wurden die Schwellen erhöht, in anderen vermindert. Im CB sind die Schwellen in der Regel leicht erhöht worden, nur in den Trigger Towern ohne elektromagnetische Triggerzellen wurden die Schwellen aufgrund des geringen Rauschens vermindert.

θ - Bereich	2 – 5	6	7	8	9	10	11	12	13
1994 setup	8	16				29			
neu	10	12			15		30	25	

Tabelle 6.5: *Die bisher verwendeten (1994 setup) und die neuen BT-Schwellen* t_{BT} *in FADC-Einheiten.*

In Tabelle 6.5 sind die neuen BT-Schwellen t_{BT} den bisherigen gegenübergestellt. Der globale Faktor für die BT-Schwellen n_{BT} wurde von 8 auf 10 FADC-Einheiten angehoben. Durch die Verwendung des neuen rauschabhängigen θ-Profils $\xi(\theta)$ wurden die Schwellen in den θ-Bereichen 6 - 13 dennoch abgesenkt, in den meisten Fällen um etwa 0.5 GeV.

Abbildung 6.7 zeigt die Triggerrate des E_t^{miss}-Triggers bei der mittleren Schwelle für die Datennahme in den Jahren 1995 und 1996. Deutlich zu sehen ist, daß die Triggerrate 1995 in einigen kurzen Zeiträumen extrem

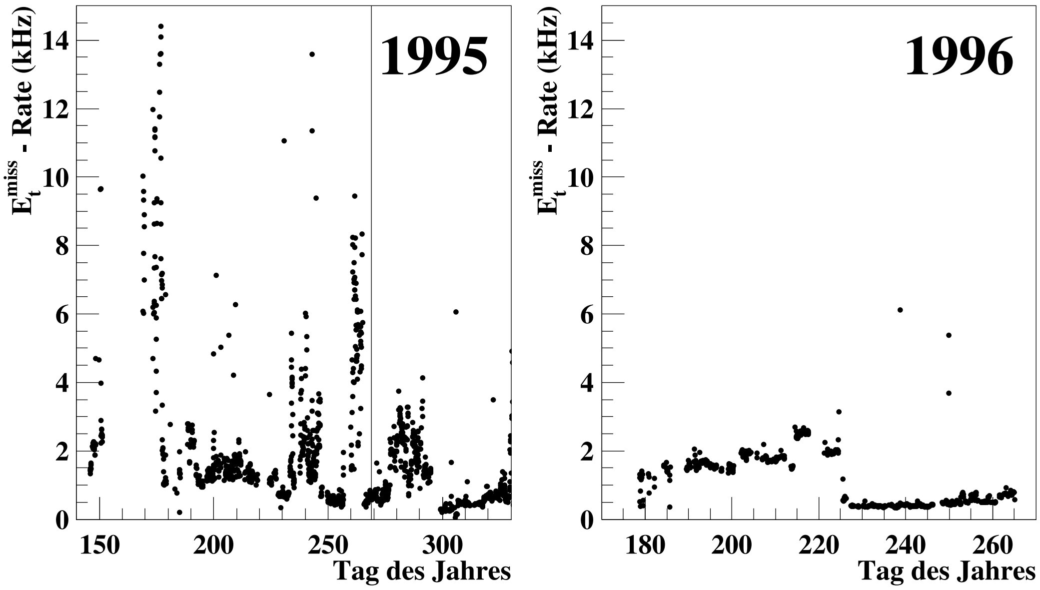


Abbildung 6.7: *Die Rate des E_t^{miss}-Triggers bei der mittleren globalen Schwelle in den Jahren 1995 und 1996. Die Linie markiert den Zeitpunkt, ab dem die neuen Schwellen für die Datennahme verwendet wurden.*

erhöht war. Externe Rauschquellen (z.B. die Stromversorgungen anderer Detektorkomponenten) können das Rauschen im LAr-Trigger erhöhen. Da die bisher verwendeten AGM-Schwellen zum Teil sehr niedrig waren, kann eine geringfügige Zunahme des Rauschens die Triggerrate stark erhöhen.
Ende Juni 1995 (170. - 180. Tag des Jahres) war die Rate so hoch, daß für den E_t^{miss}-Trigger ein Prescale-Faktor 2 eingeführt wurde. Dies führt zu einer unerwünschten Reduktion der Effizienz des Triggers um denselben Faktor und zwar unabhängig von V. Da Ende September (260.-265. Tag) die gerade noch tolerierbare Rate von 4 kHz wieder deutlich überschritten worden ist, wurden die rauschabhängigen Triggerschwellen geladen. Die globalen Schwellen des E_t^{miss}-Triggers wurden so gesetzt, daß die Effizienz für CC-Ereignisse in etwa gleich bleibt, die Rate jedoch reduziert wird.
Als globale Schwelle für das mittlere Triggerelement wurden 44 FADC-Einheiten (etwa 5.5 GeV) gewählt. In Abbildung 6.8 ist die Effizienz des mittleren E_t^{miss}-TE für die verschiedenen Kombinationen der Triggerschwellen im Jahr 1995 gezeigt. Die Effizienz wurde durch die Verwendung der rauschabhängigen Schwellen für den bisher untersuchten Bereich von $V > 25\,\text{GeV}$ nicht verändert, für geringere V wurde sie geringfügig verbessert.

Tabelle 6.2 auf Seite 65 zeigt, daß mit den neuen Schwellen etwa eine Ratenreduktion um einen Faktor 2 erwartet werden kann. In der Tat war die Rate des mittleren E_t^{miss}-TE im November 1995 (300. - 320. Tag) unterhalb 0.5 kHz.
Zudem bestand nicht mehr die Gefahr, daß für den E_t^{miss}-Trigger ein Prescale-

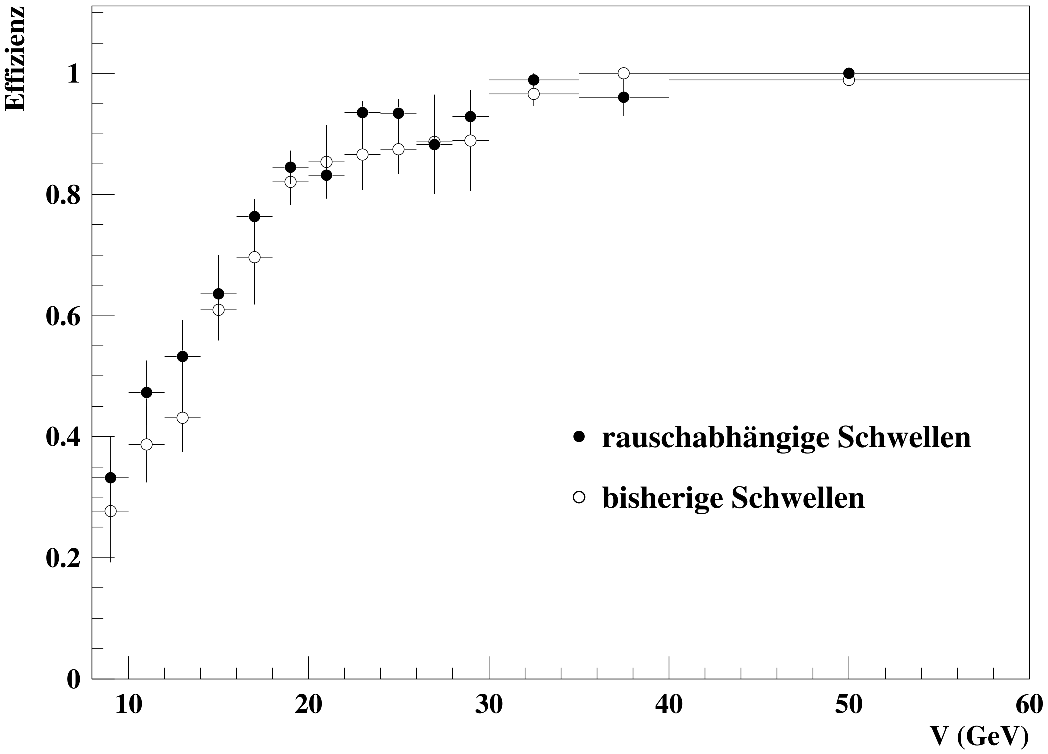


Abbildung 6.8: *Die Effizienz des E_t^{miss}-Triggers für PseudoCC-Ereignisse im Jahr 1995. Der Zeitraum der Datennahme mit den bisherigen Schwellen (○) im Vergleich zu den ab Oktober verwendeten rauschabhängigen Schwellen (●).*

Faktor verwendet werden muß, da die Rate nicht über kritische Marke gestiegen ist. Auch 1996 ist die Triggerrate stabil unter 4 kHz geblieben. Offensichtlich ist die Rate durch die Erhöhung der AGM-Schwellen von teilweise unter 2σ in einigen TTs im CB auf 3σ wesentlich weniger sensitiv auf eine leichte Erhöhung des Rauschens durch externe Rauschquellen.

Die Untersuchungen der Auswirkungen verschiedener Schwellen des E_t^{miss}-Triggers auf die Triggerrate und die Effizienz des Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms haben gezeigt, daß es vorteilhaft ist, die AGM-Schwellen in Abhängigkeit von der Höhe des Rauschens in den TT zu setzen. Durch Festsetzen der AGM-Schwellen auf 3σ des Rauschniveaus und die Verminderung der digitalen Schwellen wurde erreicht, daß die Triggerrate des E_t^{miss}-Triggers bei gleicher Effizienz für CC-Ereignisse wesentlich unempfindlicher auf externe Rauschquellen reagiert und so nicht mehr die Gefahr besteht, daß für den E_t^{miss}-Trigger ein Prescale-Faktor eingeführt werden muß.

7 Datenselektion

Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, unterscheiden sich Ereignisse des geladenen Stroms aufgrund des nicht nachgewiesenen Neutrinos mit hohem transversalen Impuls von anderen Ereignissen durch hohes V.
Die Bestimmung der skalaren (S) und vektoriellen (V) Summe erfolgt durch Addition aller Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters:

$$V = \sqrt{\left(\sum_{\substack{LAr-\\Zellen}} E_i \sin(\theta_i)\sin(\phi_i)\right)^2 + \left(\sum_{\substack{LAr-\\Zellen}} E_i \sin(\theta_i)\cos(\phi_i)\right)^2} \tag{7.1}$$

$$S = \sum_{LAr-Zellen} E_i \sin(\theta_i) \tag{7.2}$$

E_i ist dabei die in der i-ten Zelle gemessene Energie; θ_i und ϕ_i sind die Polarkoordinaten der Zelle bezüglich des Ereignisvertex.
Für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse werden CC-Ereignisse mit $V > 20\,\mathrm{GeV}$ selektiert. Die folgenden Abschnitte dokumentieren die verschieden Schritte zur Selektion der Ereignisse. Die Effizienzen der einzelnen Selektionsschritte werden jeweils mit *Pseudo*CC-Ereignissen bestimmt. Der V-Schnitt wird erst am Ende explizit angewendet, so daß die Selektionseffizienz in zwei Dimensionen als Funktion von V und θ parametrisiert werden kann.

7.1 Auswahl guter Luminositätsperioden

Die Datennahme wird bei H1 in kurze Zeitintervalle von einigen Minuten bis etwa 2 Stunden, sogenannte *runs*, eingeteilt. Bereits während der Datennahme wird darauf geachtet, daß der Zustand des Detektors während eines runs möglichst konstant bleibt. Für die Analyse der Daten werden nur solche runs verwendet, in denen in den folgenden Detektoren die Hochspannung den nominellen Wert aufweist. (In Klammern: Der Verwendungszweck der einzelnen Detektoren in der CC-Analyse, siehe auch Abschnitt 4)

- Flüssig-Argon-Kalorimeter (Trigger und Energiemessung)
- zentrale Proportional Kammern CIP/COP (Trigger)
- zentrale Driftkammern (Vertexbestimmung)
- zentrales Myonsystem (Identifikation von Myon-induziertem Untergrund)

Die runs werden nach der Datennahme entsprechend einiger Qualitätskriterien klassifiziert; für die CC-Analyse werden runs verwendet, die den folgenden Kriterien entsprechen:

- Stabile Strahlbedingungen
- In der CTL sind die Trigger zur Aufzeichnung von Positron-Proton Kollisionen aktiviert.
- Für den E_t^{miss}-Trigger ist kein Prescale-Faktor gesetzt.
- Es traten keine Probleme in der LAr-Kalorimeter Elektronik mit starkem kohärenten elektronischen Rauschen auf.
- Der nominelle Wechselwirkungspunkt war nicht verschoben.

Durch das Luminositäts-System (siehe Abschnitt 4.4) wird die Luminosität für den Zeitraum jedes runs bestimmt. In Tabelle 7.1 sind die integrierten Luminositäten für die zur Verfügung stehenden Daten der Jahre 1994 und 1995, die die obigen Qualitätskriterien erfüllen, zusammengestellt.

Meßperiode	1994	1995
integrierte Luminosität	$(2.70 \pm 0.05)\,\mathrm{pb}^{-1}$	$(3.70 \pm 0.07)\,\mathrm{pb}^{-1}$

Tabelle 7.1: *Integrierte Luminosität, der für die CC-Analyse zur Verfügung stehenden runs, aus den Jahren 1994 und 1995.*

7.2 Ereignis-Klassifizierung

Bereits in der Ereignis-Klassifizierung (L5, siehe Abschnitt 4.5) werden Ereignisse gegebenenfalls als CC-Kandidaten erkannt. Dies ist der Fall, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- $V > 10\,\mathrm{GeV}$
- Eine *gute Spur* ist vorhanden.
  Eine Spur wird als *gut* bezeichnet, wenn sie im Vorwärtsdetektor in den planaren Driftkammern mindestens eines Supermoduls registriert wird, oder in den zentralen Driftkammern folgende Kriterien erfüllt:
  - Der Radius des ersten gemessenen Spurpunkts ist geringer als 30 cm.
  - Der radialen Abstand zwischen dem ersten und letzten gemessenen Spurpunkt ist größer als 10 cm.

  - Der minimale Abstand der Spur zur z-Achse (Distance of closest approach, DCA) erfüllt die Bedingung: $DCA < 5\,\mathrm{cm}$.
  - Die z-Position der Spur am DCA liegt innerhalb von ±100 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt.

- Mindestens eines der LAr-Triggerelemente ist aktiviert (nur 1994).
- Es wird ein Ereignisvertex mit $|z_{Vertex}| < 100\,\mathrm{cm}$ gefunden (nur 1995).

Alle Ereignisse, die die Kriterien der Ereignis-Klassifizierung für CC-Ereignisse erfüllen (*CC-Kandidaten*), stehen der Analyse zur Verfügung. Aus ihnen wird durch Anwendung weiterer Selektionskriterien die Menge der wahren CC-Ereignisse extrahiert.

7.3 Die Triggerbedingung

Zur Erkennung von CC-Ereignissen werden drei Subtrigger (ST) verwendet. Tabelle 7.2 zeigt die verwendeten Subtrigger und Tabelle 7.3 die Bedeutung der Triggerelemente aus den verschiedenen Detektorkomponenten, die zur Bildung der Subtrigger verwendet werden. Ereignisse, in denen einer der drei Subtrigger aktiviert ist, werden weiterhin als CC-Kandidaten eingestuft.

	S71	S77	S66
Flüssig-Argon-Kalorimeter	LAr_Etmiss > 0	LAr_Etmiss > 1	LAr_Etmiss > 2 und LAr_IF > 1
Zeitsignal	Zvtx_t0 oder FwdRay_t0	Zvtx_t0 oder FwdRay_t0	Zvtx_t0 oder FwdRay_t0 oder LAr_t0
Spurkammern	DCRPh_Ta	—	—
globale Vetobedingung	BToF, FToF, RZ_Veto	BToF, FToF, RZ_Veto	BToF, VETO

Tabelle 7.2: *Definition der Subtrigger S71, S77 und S66. (Der Subtrigger S71 ist erst seit dem 22.9.1995 aktiv.)*

Das wesentliche Triggerelement ist der E_t^{miss}-Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Zur Bildung eines Subtriggers wird jeweils eine der drei globalen Schwellen mit Triggerelementen aus anderen Detektorkomponenten kombiniert.

Überschreitet $V_{Trigger}$ die hohe Schwelle, so kann das Ereignis vom LAr-Kalorimeter allein registriert werden, wenn auch das Zeitsignal (t0) des Kalorimeters aktiv ist und in der Vorwärtsregion (IF) genügend Energie deponiert ist, um die mittlere Schwelle des LAr_IF-TE zu überschreiten.

Triggerelement	Bedeutung
LAr_Etmiss > 0	$V_{Trigger}$ des LAr ist oberhalb der niedrigen Schwelle
LAr_Etmiss > 1	$V_{Trigger}$ des LAr ist oberhalb der mittleren Schwelle
LAr_Etmiss > 2	$V_{Trigger}$ des LAr ist oberhalb der hohen Schwelle
LAr_IF > 1	$\sum_{IF} E_{BT}$ ist oberhalb der mittleren Schwelle
LAr_t0	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter liefert ein Zeitsignal
Zvtx_t0	CIP / COP liefern ein Zeitsignal
FwdRay_t0	Die Vorwärtsspurkammern liefern ein Zeitsignal
DCRPh_Ta	Eine Maske des Spur-Triggers ist aktiv
BToF	Die hintere Flugzeitwand liefert ein Veto-Signal
FToF	Die vordere Flugzeitwand liefert ein Veto-Signal
VETO	Die Veto-Wand erkennt ein Untergrundereignis
RZ_Veto	Viele Spuren beginnen hinter den Spurkammern

Tabelle 7.3: *Bedeutung der Triggerelemente, die verwendet werden, um die Subtrigger S71, S77 und S66 zu bilden.*

Überschreitet $V_{Trigger}$ nur die mittlere Schwelle, so ist ein Zeitsignal entweder aus den Vorwärtsspurkammern oder den zentralen Proportionalkammern notwendig. Wird nur die niedrige Schwelle überschritten, so muß zusätzlich noch eine Spur in den zentralen Driftkammern registriert werden.
Alle drei Subtrigger werden nicht aktiv, wenn ein *globales Veto* anzeigt, daß das Ereignis nicht aus einer Positron-Proton Kollision stammt.

In Abbildung 7.1 ist als Funktion des gemessenen V die Wahrscheinlichkeit gezeigt, daß einer der ausgewählten Subtrigger aktiv ist. Um die θ-Abhängigkeit der AGM- und der BT-Schwelle des LAr-Triggers in der Bestimmung der Effizienz zu berücksichtigen, werden die topologischen Regionen IF, FB und CB unterschieden. Die Regionen werden entsprechend der BT-Bereiche folgendermaßen definiert:

$$\begin{array}{ll} \text{IF} & \theta < 20^\circ \\ \text{FB} & 20^\circ < \theta < 65^\circ \\ \text{CB} & 65^\circ < \theta \end{array}$$

Die Ereignisse werden durch Bestimmung des Quark-Streuwinkels nach Gleichung 2.33 den topologischen Regionen zugeordnet.

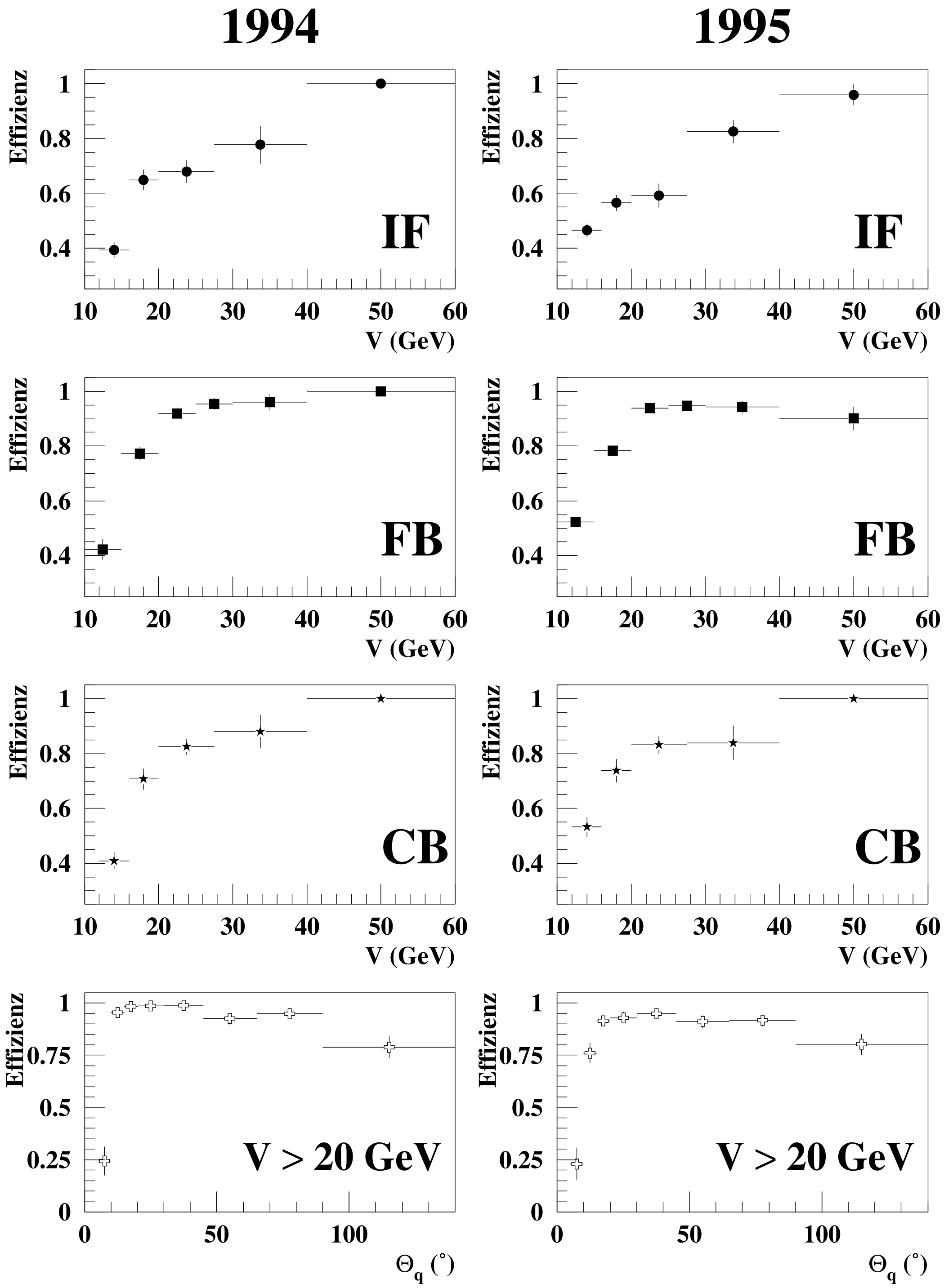


Abbildung 7.1: *Die Effizienz der Subtrigger für CC-Ereignisse als Funktion von* V *in drei topologischen Regionen; und als Funktion des Streuwinkels* θ_q *für* $V > 20\,\mathrm{GeV}$.

Die Triggereffizienz ist im FB am höchsten: Dort sind die BT-Schwellen des LAr-Triggers nur etwa halb so hoch wie im CB. Außerdem ist die Energie des Strom-Jets aufgrund des Lorentz-Boosts höher, und die Energiedepositionen sind stärker kollimiert als im CB. Im IF werden Ereignisse mit $\theta_q < 10^\circ$ nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit registriert. Dies liegt an der Tatsache, daß die ersten beiden θ-Bereiche des LAr-Triggers nicht zur Bestimmung von $V_{Trigger}$ verwendet werden; sie decken etwa den Bereich von $4^\circ < \theta < 8^\circ$ ab.

Die Subtriggerbedingungen für CC-Ereignisse wurden Ende September 1995 geändert, allerdings so, daß die Effizienz nicht verändert wird (siehe auch Abschnitt 6). Abbildung 7.1 zeigt, daß die Effizienzen der Subtrigger im Rahmen der Fehler für die Jahre 1994 und 1995 übereinstimmen und daher eine gemeinsame Parametrisierung vorgenommen werden kann.

7.4 Die Vertexbedingung

Zur richtigen Bestimmung der Kinematik werden die Koordinaten der Kalorimeterzellen bezüglich des Ereignisvertex verwendet. Dazu muß der genaue Ort der Reaktion auf der Strahlachse bekannt sein. Da die Protonbündel etwa 30 cm lang sind [41], finden die Kollisionen in diesem Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt statt.
In Abbildung 7.2 a) ist die z-Position des Ereignisvertex für NC-Ereignisse gezeigt. In diesen Ereignissen wird der Vertex sehr genau durch die in den zentralen Driftkammern (CJC) gemessene Spur des gestreuten Positrons definiert. Wenn in den *Pseudo*CC-Ereignissen nach Entfernen der Positronspur ebenfalls ein Vertex (z') durch die CJCs definiert werden kann, stimmt dieser gut mit dem durch die Positronspur definierten Vertex überein (7.2 b)). Bei kleinen Streuwinkeln wird zur Vertexbestimmung der Vorwärts-Detektor verwendet. Abbildung 7.2 c) zeigt die Differenz des vom Vorwärts-Detektor definierten Vertex zum Vertex aus der Positronspur in NC-Ereignissen. Durch die ungünstigere Extrapolation der Spuren auf den Wechselwirkungspunkt ist die Bestimmung des Vertex deutlich schlechter, sie ist aber ausreichend zur Berechnung der kleinen Polarwinkel.
Die Abweichung des Ereignisvertex vom nominellen Wechselwirkungspunkt in der x, y-Ebene beträgt nur wenige Millimeter; es wird daher der nominelle Wert verwendet.

Abbildung 7.2 a) zeigt, daß 1994 und 1995 der Bereich, in dem Kollisionen stattfinden, etwa die gleiche Länge hat ($3\sigma \approx 33\,\mathrm{cm}$). Für die Selektion wird die Wechselwirkungszone mit einer Länge von 35 cm um den für das jeweilige Jahr gemessenen Mittelwert definiert. Ein Ereignis wird weiterhin als CC-Kandidat klassifiziert, wenn ein Vertex der zentralen Driftkammern in der Wechselwirkungszone gefunden wird. Wenn ein Vorwärtsvertex in der Zone gefunden wird, wird das Ereignis nur dann verwendet, wenn nicht zusätzlich

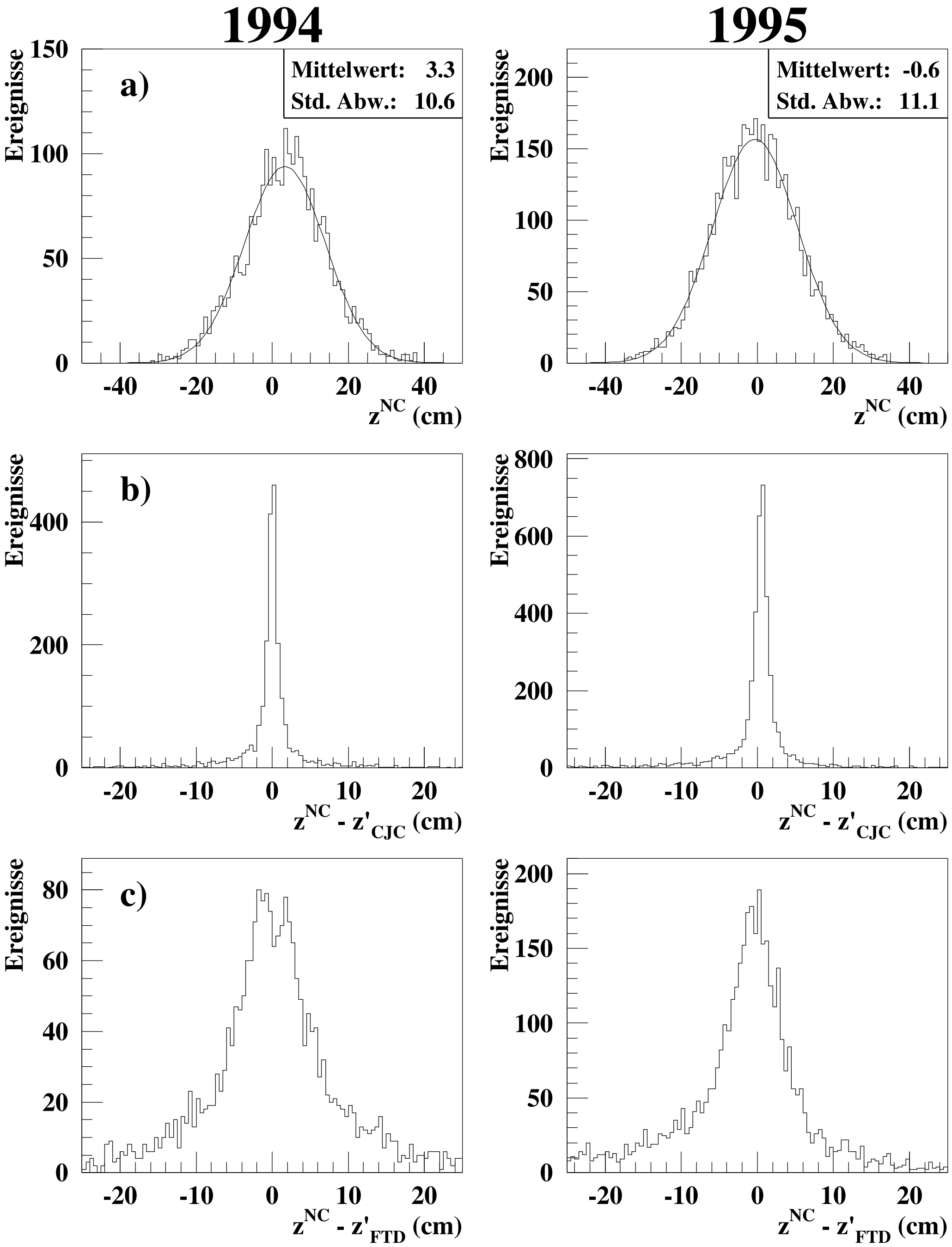


Abbildung 7.2: *z-Position des Ereignisvertex in NC-Ereignissen a). Differenz des in PseudoCC-Ereignissen gemessenen Vertex (z'), wenn dieser aus den zentralen Driftkammern b) bzw. dem Vorwärts-Detektor c) stammt.*

ein zentraler Vertex bei $|z_{CJC} - z_{Mitte}| > 50\,\text{cm}$ gefunden wird.
In Abbildung 7.3 ist die Effizienz, mit der ein Vertex gefunden wird, als Funktion des Quarkstreuwinkels gezeigt. Die Effizienz durch die zentralen Driftkammern einen Vertex zu finden, nimmt in Vorwärtsrichtung akzeptanzbedingt stark ab (□). Der Vorwärts-Detektor definiert durch den Nachweis von Teilchen des Target-Jets auch dann einen Vertex, wenn der Strom-Jet in den zentralen Spurkammern registriert wird. Daher ist die Effizienz, mit dem Vorwärtsdetektor einen Vertex zu finden, auch bei großen Quarkstreuwinkeln hoch ($\star$). Die kombinierte Effizienz ist im gesamten Meßbereich sehr hoch ($\bullet$). Durch die Definition der Wechselwirkungszone um den Mittelwert des jeweiligen Jahres ist die Wahrscheinlichkeit, daß der Ereignisvertex in dieser Zone gefunden wird, für beide Meßperioden gleich. Abbildung 7.3 zeigt, daß es keine signifikanten Unterschiede in der Effizienz für die verwendete Vertexbedingung gibt.

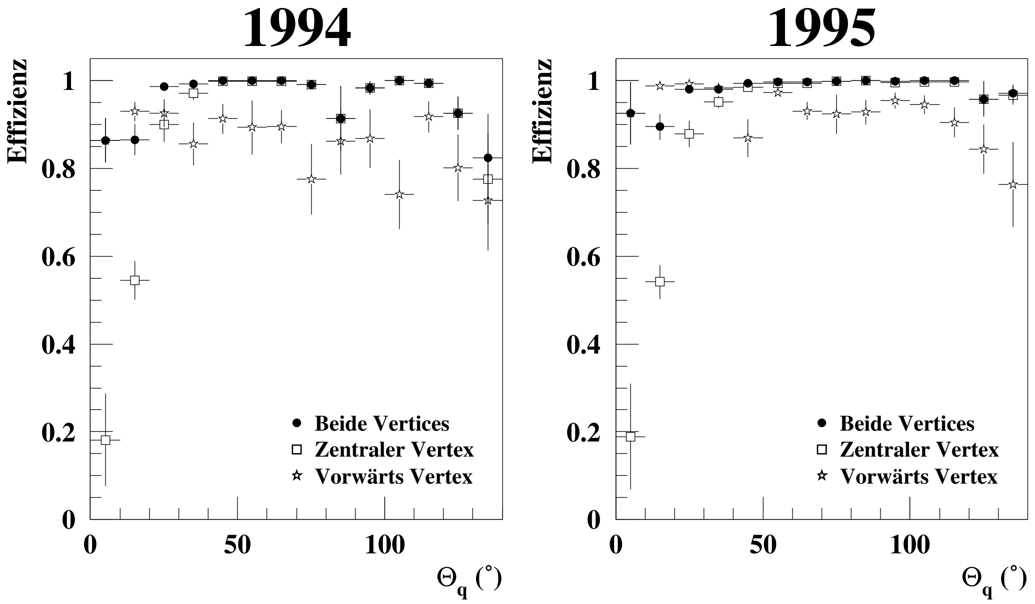


Abbildung 7.3: *Die Effizienz der Vertexbedingung als Funktion des Streuwinkels θ_q.* □ *Die Wahrscheinlichkeit, daß ein zentraler Vertex innerhalb der Wechselwirkungszone gefunden wird,* $\star$ *daß der Vorwärtsvertex in der Zone liegt; und* $\bullet$ *die Effizienz der verwendeten Vertexbedingung, bei der ein Vorwärtsvertex durch einen zentralen Vertex verworfen werden kann.*

7.5 Untergrundereignisse

Trotz der bisherigen Selektionsbedingungen besteht der größte Teil der CC-Kandidaten aus Untergrundereignissen. Vor allem Myonen mit einer Energie von einigen hundert GeV, die den Detektor durchqueren, können die Bedingungen erfüllen. Aber auch Photoproduktionsereignisse, bei denen durch

Energiefluktuationen der Transversalimpuls scheinbar nicht balanciert ist, verunreinigen die Datenmenge.
Aufgrund ihrer Topologie können diese beiden Untergrundklassen von CC-Ereignissen abgetrennt werden. In den folgenden Abschnitten werden die zur Identifizierung des Untergrunds verwendeten Verfahren erläutert.

7.5.1 Hochenergetische Myonen

Hochenergetische Myonen aus der Höhenstrahlung (*kosmische Myonen*) treffen mit einer Rate von etwa 1 kHz auf den H1-Detektor. Die meisten durchqueren als *Minimalionisierende Teilchen* den Detektor, in einigen Fällen werden jedoch durch Bremsstrahlungsprozesse elektromagnetische Schauer hoher Energie erzeugt. In diesen Fällen ergibt die Summation über alle LAr-Zellen ein hohes V. Wenn zusätzlich das Myon selbst oder ein Teilchen aus dem erzeugten Schauer die zentralen Spurkammern durchquert, kann die Vertexbedingung erfüllt werden. In Abbildung 7.4 ist ein solches Ereignis gezeigt.

Eine zweite Klasse stellen Myonen aus dem Halo des Protonstrahls dar: Trifft ein Proton auf einen Ablenkungs- oder Fokussierungsmagneten, so entstehen hochenergetische Pionen, die wiederum in Myonen mit einer Energie von mehreren hundert GeV zerfallen. Sie bewegen sich parallel zum Protonstrahl und treffen dann auf den Detektor. Dort können sie wie kosmische Myonen elektromagnetische Schauer erzeugen. Die erforderliche Spur kann von einem Teilchen des Schauers stammen oder aus einem *überlagerten Ereignis*, wenn innerhalb der Auslesezeit des Detektors zusätzlich ein Strahl-Gas-Ereignis registriert wird. Abbildung 7.5 zeigt solch eine Überlagerung von einem Myon aus dem Halo des Protonstrahls und einem Strahl-Gas-Ereignis.

Da sich die Topologie der Energiedepositionen in Myon-Ereignissen stark von denen in CC-Ereignissen unterscheidet, wird dies von Filtern zur Erkennung dieses Untergrunds genutzt. Folgende Kriterien werden verwendet:

- Die im zentralen Myon-System registrierten Spuren werden untersucht (Programm LBCOSM) [86]. Ein Ereignis wird als kosmisches Myon identifiziert wenn
  - zwei vom Wechselwirkungspunkt ausgesehen gegenüberliegende Spuren kolinear sind,
  - oder in der Extrapolation einer Spur zur gegenüberliegenden Seite Energiedepositionen im Tail-Catcher gemessen werden.
- Aus den Momenten (Schwerpunkt, Hauptachsen, Dispersion) der Energieverteilung aller Kalorimeter wird eine Wahrscheinlichkeit definiert, daß es sich um ein kosmisches Myon handelt. Überschreitet diese Wahrscheinlichkeit einen vorgegebenen Wert, so wird das Ereignis als kosmisches Myon identifiziert (COSAC) [87].

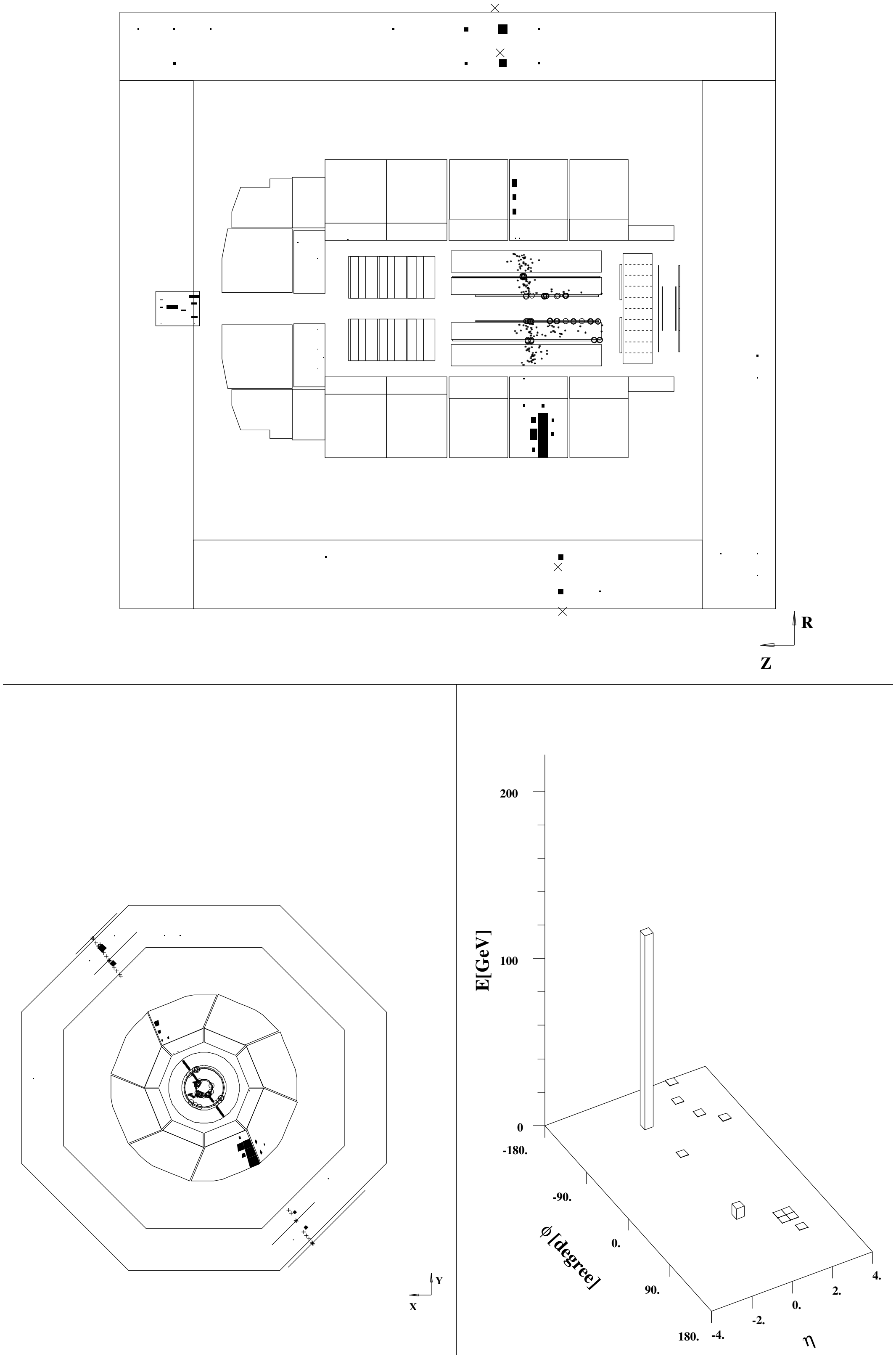


Abbildung 7.4: *Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung, das durch Bremsstrahlung einen elektromagnetischen Schauer hoher Energie erzeugt hat. Das Ereignis hat ein gemessenes* $V = 112\,\mathrm{GeV}$.

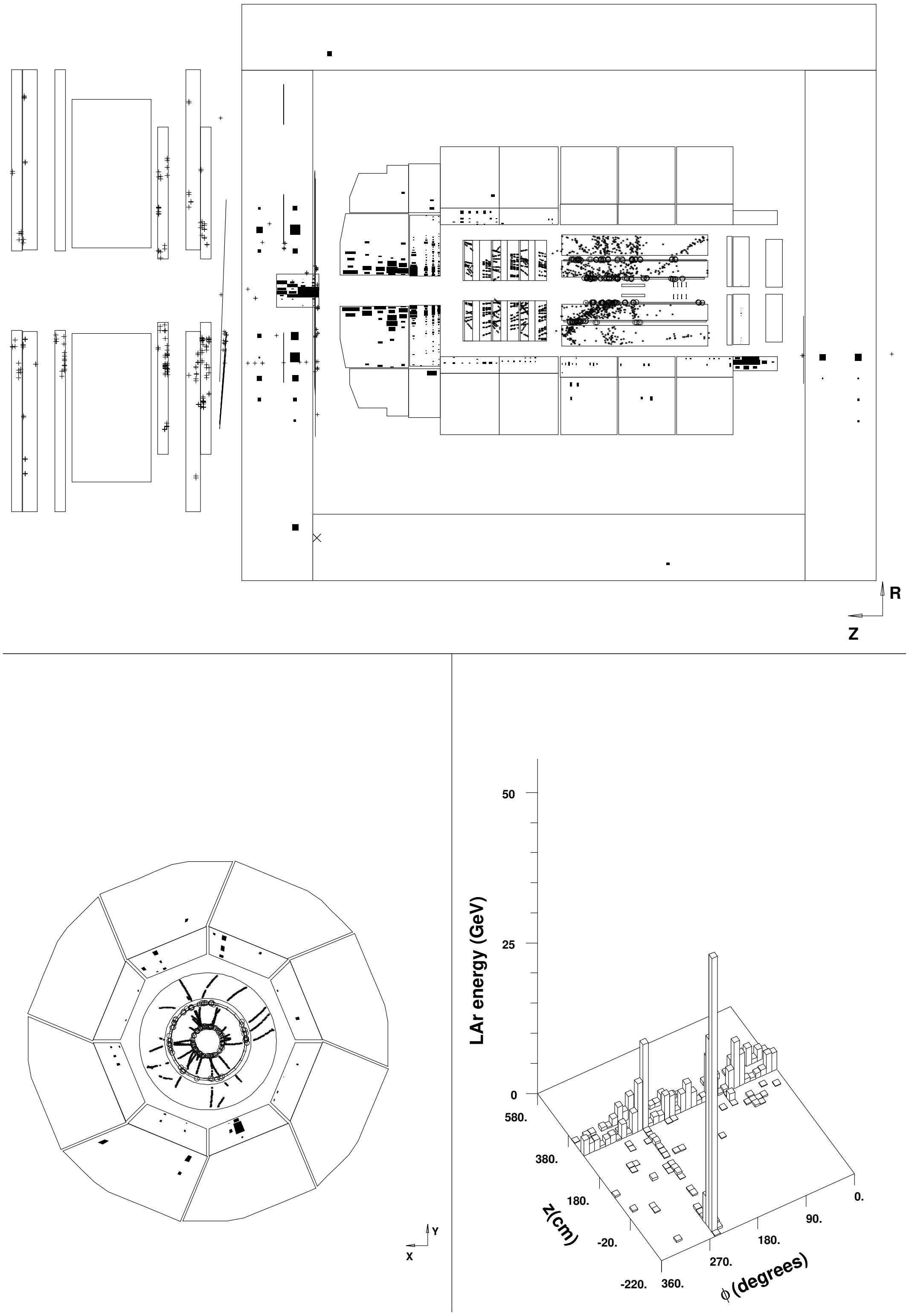


Abbildung 7.5: *Strahl-Gas-Ereignis, dem ein Halo-Myon überlagert ist. Der durch die Driftkammern gefundene Vertex liegt innerhalb der Wechselwirkungszone. Der elektromagnetische Schauer des Halo-Myons erzeugt ein* $V = 50\,\mathrm{GeV}$.

- Zur Identifikation von Halo-Myonen werden Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter in Regionen untersucht, die durch Spuren oder Energiedepositionen in den Endkappen des zentralen Myon-Systems definiert sind (HALRIE, SRIHAL) [88].
- Für jeden Cluster im LAr-Kalorimeter wird die Hauptachse berechnet, und es werden jeweils zwei Zylinder mit unterschiedlichem Radius entlang dieser Achsen definiert. Die Energiedepositionen im Tail-Catcher innerhalb des größeren Zylinder dienen zur Identifikation von kosmischen Myonen. Die Orientierung der Achsen wird benutzt, um Halo-Myonen zu finden. Die Verteilung der Energiedepositionen innerhalb und außerhalb des kleineren Zylinders wird zur Identifizierung von kompakten elektromagnetischen Schauern verwendet. Wird nur ein solcher Schauer gefunden, so wird das Ereignis als *Myon-Ereignis* identifiziert. Dabei kann es sich sowohl um Halo-Myonen als auch um kosmische Myonen handeln (LAr-Cluster) [89].

Die Wirkung der topologischen Myon-Filter läßt sich anhand der Zeitstruktur der Ereignisse verdeutlichen. Dabei wird der Zeitpunkt, zu dem die Spuren registriert werden, mit dem Zeitpunkt der Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter verglichen. Die Zeitauflösung der Driftkammern beträgt weniger als 1 ns [14]. Für das Kalorimeter wird die Zeitinformation des Triggers verwendet. In dem Zeitspektrum eines FADCs ist der Zeitpunkt der Energiedeposition in dem Kalorimeterbereich dieses FADCs durch die maximale FADC-Energie definiert. Aus den energiegewichteten FADC-Zeitpunkten wird der Zeitpunkt der Energiedeposition im LAr-Kalorimeter bestimmt [65].

In Abbildung 7.6 a) ist die Zeitstruktur aller Ereignisse, die die Vertexbedingung erfüllen, gezeigt. Es können zwei Bänder unterschieden werden. Im ersten (diagonalen) Band befinden sich Ereignisse, bei denen Kalorimeter- und Spurkammerzeitpunkt übereinstimmen, die aber nicht synchron mit dem Kollisionszeitpunkt (0,0) sind. Dies sind kosmische Myonen, die nicht mit dem Kollisionszeitpunkt korreliert auf den Detektor treffen und bei denen Energiedepositionen und Spuren aus dem selben Ereignis stammen. Sie werden von den Filtern für kosmische Myonen (LBCOSM, COSAC, LAr-Cluster) erkannt b). Das zweite (waagerechte) Band zeigt Ereignisse bei denen die Spuren synchron mit dem Kollisionszeitpunkt sind, aber die Energiedepositionen im Kalorimeter zu einem anderen Zeitpunkt stattfinden. Dies sind Ereignisse mit Halo-Myonen, denen ein Strahl-Gas/Wand-Ereignis überlagert ist. Sie werden von den Filtern (HALRIE, SRIHAL, LAr-Cluster) als solche erkannt c). Die Zeitstruktur der Ereignisse, die die Myon-Filter passieren, ist wie erwartet: Die meisten Ereignisse in den beiden Bändern wurden als Untergrund erkannt. Nur wenige Ereignisse, deren Spuren und Energiedepositionen nicht synchron mit den Teilchenkollisionen sind, verbleiben in der Datenmenge d).

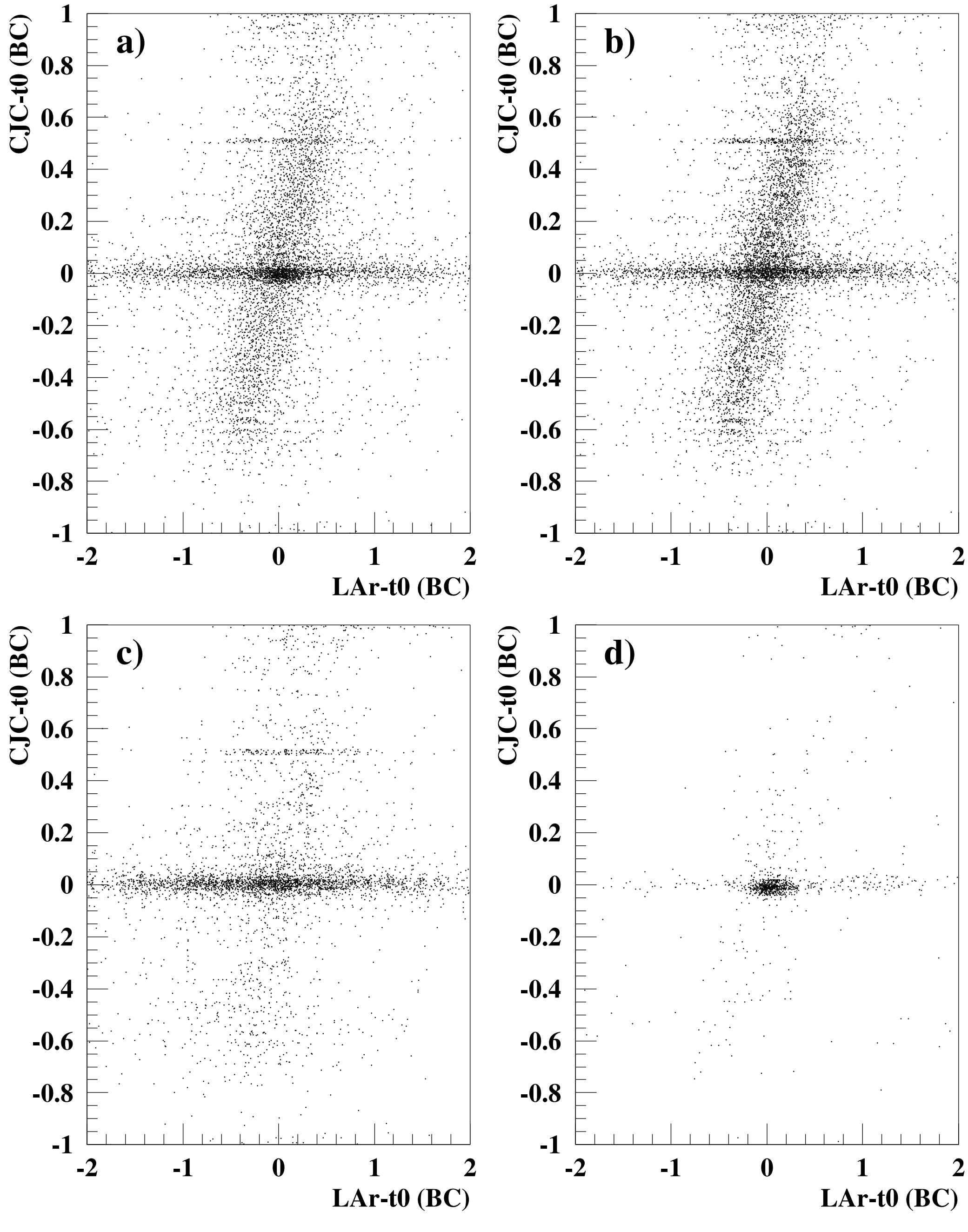


Abbildung 7.6: *Der Zeitpunkt, zu dem die Spuren registriert werden im Vergleich zum Zeitpunkt der Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter. a) für alle Ereignisse, die die Vertexbedingung erfüllen. b) die Ereignisse, die von den topologischen Filtern als kosmische Myonen oder Myonen allgemein klassifiziert werden; c) Ereignisse, die als Halo-Myonen identifiziert werden, und d) Ereignisse, die die Filter passieren.*

Filterklasse	Filter	Ineffizienz in %
kosmische Myonen	LBCOSM	0.2 ± 0.1
	COSAC	0.2 ± 0.1
	LAr-Cluster	0.3 ± 0.2
Halo-Myonen	HALRIE	0.0 ± 0.0
	SRIHAL	0.2 ± 0.1
	LAr-Cluster	0.2 ± 0.1
LAr-Cluster: Myon-Ereignis		1.2 ± 0.3
alle Filter		2.2 ± 0.4

Tabelle 7.4: *Ineffizienz der topologischen Filter in % für ein gemessenes* $V > 20\,\mathrm{GeV}$ *bestimmt aus PseudoCC-Ereignissen.*

Die Ineffizienz der Filter, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit der CC-Ereignisse als Myonen klassifiziert werden, wurde mit Hilfe der *Pseudo*CC-Ereignisse bestimmt. Tabelle 7.4 zeigt, daß trotz der sehr hohen Reduktionskraft der Filter (siehe Tabelle 7.8 auf Seite 102) nur ein geringer Teil der *Pseudo*CC-Ereignisse mißidentifiziert wird.

Die Filter wurden so optimiert, daß möglichst keine CC-Ereignisse fälschlicherweise als Myonen identifiziert werden, dabei wurde in Kauf genommen, daß einige Myonen nicht identifiziert werden.
Um den verbleibenden Myon-Untergrund weiter zu reduzieren, werden folgende Bedingungen an die CC-Kandidaten gestellt:

- Die Summe der Energie in den vier Zellen mit der höchsten Energie $E_{4Zellen}$ darf ein Drittel der Gesamtenergie im LAr-Kalorimeter E_{tot} nicht überschreiten.

- Die Summe des transversalen Impuls $S_{4\ Zellen}$ der vier Zellen muß geringer sein, als $1/2\,S$ des Ereignisses .

- Zu dem LAr-Cluster mit dem höchsten $S_{Cluster}$ muß eine Vertexspur mit $p^{\perp}_{Spur} > 250\,\mathrm{MeV}$ zeigen (*Track-Cluster-Link*). Dies ist erfüllt, wenn $|\theta_{Cluster} - \theta_{Spur}| < 20^\circ$ und $|\phi_{Cluster} - \phi_{Spur}| < 30^\circ$ gilt.

- $|t0_{CJC}| < 0.2\,\mathrm{BC}$ (nur wenn ein zentraler Vertex verwendet wird)

- $|t0_{LAr}| < 0.7\,\mathrm{BC}$

Abbildung 7.7 zeigt die Verhältnisse $S_{4Zellen}/S$ und $E_{4Zellen}/E_{tot}$ für *Pseudo*CC-Ereignisse und CC-Kandidaten nach Anwendung der topologischen

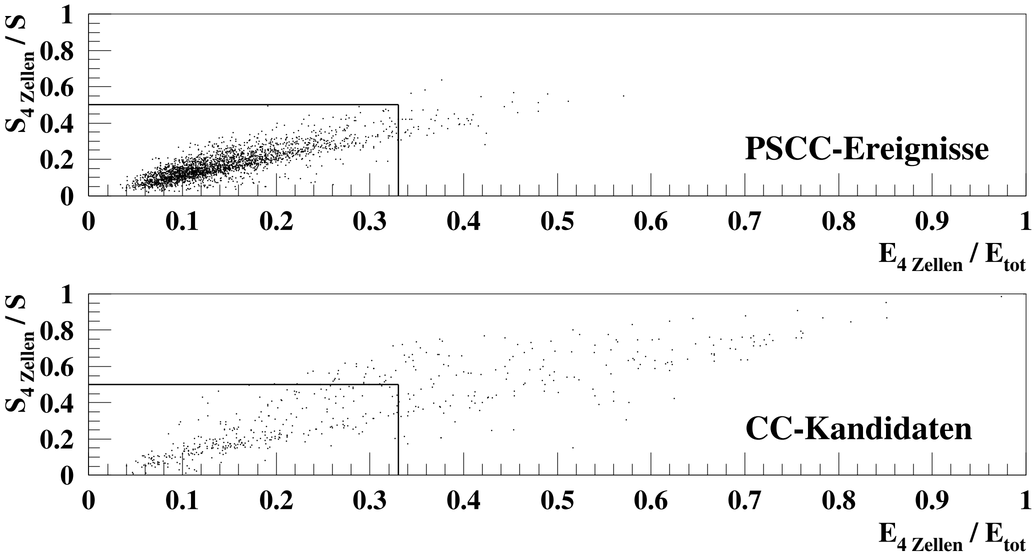


Abbildung 7.7: *Die Verhältnisse $S_{4Zellen}/S$ und $E_{4Zellen}/E_{tot}$ für PseudoCC-Ereignisse und CC-Kandidaten nach Anwendung der topologischen Myon-Filter.*

Myon-Filter. In den *Pseudo*CC-Ereignissen sind beide Größen klein, da die Energie des Strom-Jets auf viele Zellen aufgeteilt ist. Die elektromagnetischen Schauer der Myon-Ereignisse sind kompakter, daher ist ein großer Teil der Energie in nur 4 Zellen deponiert. Der Track-Cluster-Link wird verlangt, um verbleibende Halo-Myon-Ereignisse mit überlagertem Beam-Gas/Wand-Ereignis zu erkennen. In diesen Ereignissen wird kein Link gefunden, da Energiedepositionen und Spuren von verschiedenen Teilchen stammen (siehe Abbildung 7.5; zu dem hochenergetischen Cluster im BBE zeigt keine Spur).
Für diese zusätzlichen Bedingungen wurde aus den *Pseudo*CC-Ereignissen eine Ineffizienz von 3.5 ± 0.5% bestimmt.

Visuelle Inspektion der Ereignisse

Der Datensatz der CC-Kandidaten nach allen bisherigen Selektionsschnitten wird einer visuellen Inspektion unterzogen. In diesem Schritt werden die letzten noch verbleibenden Ereignisse, die nicht aus e^+p-Kollisionen stammen, entfernt. Zur Identifizierung dieser Ereignisse wird nach topologischen Signaturen gesucht, die auch von den Filtern verwendet werden. Ereignisse, die zwar die bisherigen Bedingungen erfüllen, in denen aber viele Hinweise auf ein Untergrundereignis hindeuten, werden verworfen. Außerdem werden NC-Ereignisse, in denen ein hohes V berechnet wird, weil das gestreute Positron schlecht gemessen oder der hadronische Endzustand nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbiert worden ist, verworfen. Weniger als 20% der mit den bisherigen Schnitten selektierten Ereignisse werden durch die visuelle Inspektion als Untergrund identifiziert (siehe auch Tabelle 7.8 auf Seite 102). Ein reiner Datensatz könnte ohne visuelle Selektion nur mit größeren Effizienzeinbußen selektiert werden; dies ist aber bei der geringen Anzahl der Ereignisse nicht wünschenswert. Der verbleibende Datensatz umfaßt nun nur noch CC- und Photoproduktionsereignisse. Die Abtrennung dieses Untergrundes aus e^+p-Kollisionen wird anschließend vorgenommen und ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

7.5.2 Photoproduktion

Als Photoproduktion werden Ereignisse bezeichnet, in denen die Streuung des Positrons am Proton durch einen Photonaustausch mit $Q^2 \approx 0$ übermittelt wird. Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsereignisse ist wegen der $1/Q^4$-Abhängigkeit des Photonpropagators im Vergleich zur tiefinelastischen Streuung sehr hoch [90].
Durch den geringen Impulsübertrag wird das Positron nur wenig aus seiner ursprünglichen Flugbahn abgelenkt. Es kann daher nicht in einem der Kalorimeter des H1-Detektors nachgewiesen werden. In einigen Ereignissen wird das Positron jedoch im Elektron-Tagger des Luminositätssystems (siehe Abschnitt 4.4) registriert. Der Elektron-Tagger deckt aber nur einen kleinen Raumwinkel ab, so daß das gestreute Positron meistens nicht nachgewiesen wird, sondern nur der hadronische Endzustand beobachtet wird.

In den bisherigen Veröffentlichungen von H1 [16, 18, 91] wurde gezeigt, daß der Untergrund an Photoproduktionsereignissen für ein $V > 25\,\mathrm{GeV}$ zu vernachlässigen ist. Dies gilt nicht für kleinere V, da durch Energiefluktuationen in den Jets ein nicht balancierter Transversalimpuls erzeugt werden kann. Abbildung 7.8 zeigt ein solches Photoproduktionsereignis mit $V = 15.1\,\mathrm{GeV}$; das gestreute Positron wurde im Elektron-Detektor des Luminositäts-System nachgewiesen.

Photoproduktionsereignisse können aber aufgrund ihrer Topologie von CC-Ereignissen unterschieden werden, da sie mindestens zwei Strom-Jets aufweisen und in einem eine große Energiefluktuation auftritt. Zur Unterscheidung wird ein Kriterium mit folgenden Größen verwendet [83]:

$$\boldsymbol{V} = \sum_{\substack{LAr-\\Zellen}} \boldsymbol{V}_i = \sum_{\substack{LAr-\\Zellen}} \begin{pmatrix} E_i \sin(\theta_i)\sin(\phi_i) \\ E_i \sin(\theta_i)\cos(\phi_i) \end{pmatrix} \tag{7.3}$$

$$V_p = \sum_{\substack{LAr\\ \boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{V}_i>0}} \frac{\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{V}_i}{V} \tag{7.4}$$

$$V_{ap} = \sum_{\substack{LAr\\ \boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{V}_i<0}} \frac{|\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{V}_i|}{V} \tag{7.5}$$

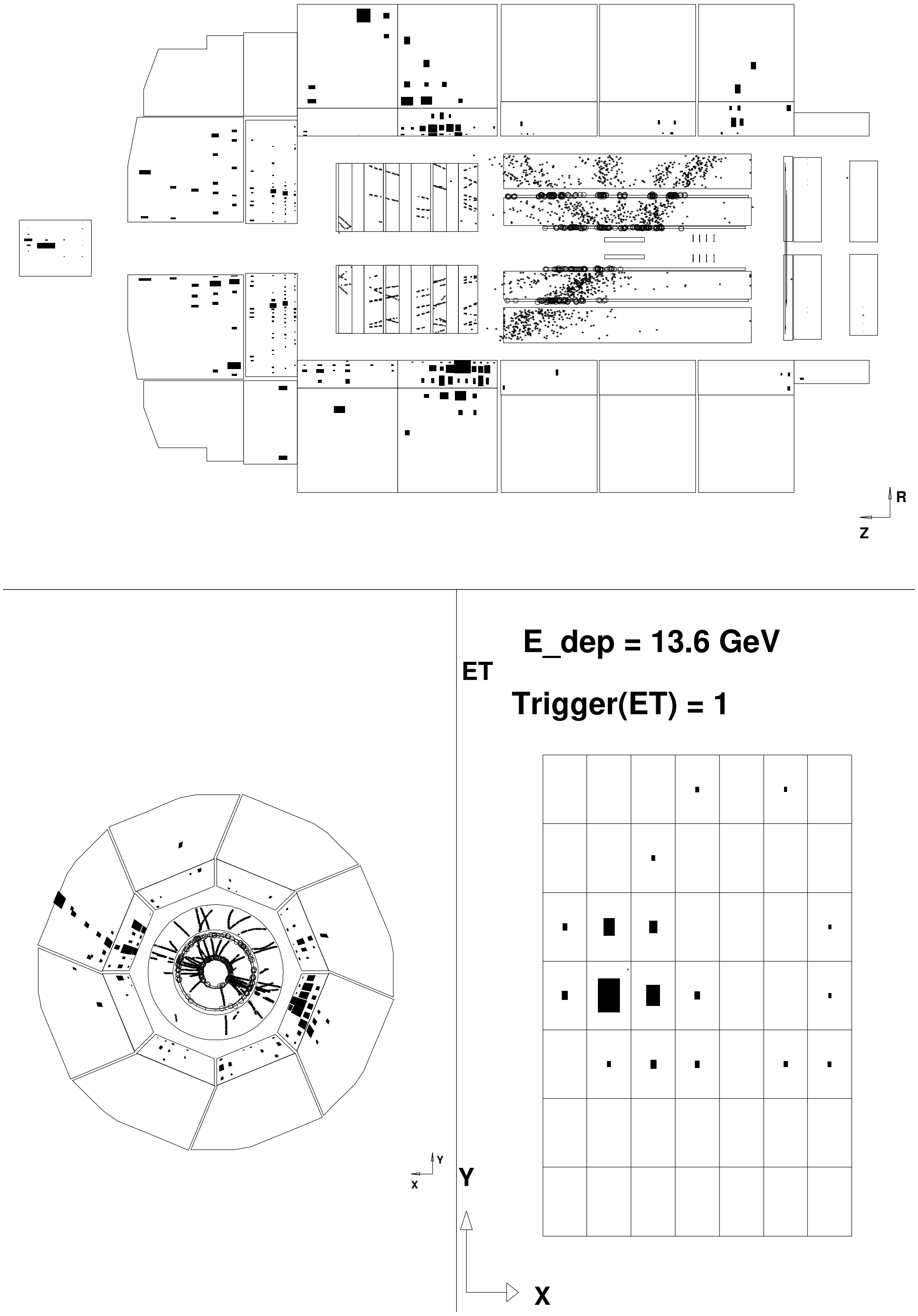


Abbildung 7.8: *Photoproduktionsereignis, bei dem durch Energiefluktuation in einem Jet der Transversalimpuls nicht balanciert ist ($V = 15.1\,\mathrm{GeV}$). Das gestreute Positron wird im Elektron-Detektor des Luminositätssystems nachgewiesen.*

Der Vektor $\frac{\boldsymbol{V}}{V}$ ist Normalvektor einer Ebene durch den Wechselwirkungspunkt, die den Raum in zwei Hemisphären unterteilt. V_p ist die vektorielle Summe der Transversalimpulse aller LAr-Zellen, die in der gleichen Hemisphäre wie $\boldsymbol{V}$ liegen. V_{ap} ist die Summe der Zellen, die in der anderen Hemisphäre liegen.
In CC-Ereignissen ist V_p sehr viel größer als V_{ap} (siehe Abbildung 7.9). In Photoproduktionsereignissen ist dagegen V_{ap} nur wenig kleiner als V_p (siehe Abbildung 7.10). Die Entscheidung wird aufgrund des Verhältnisses der beiden Größen getroffen; für CC-Ereignisse wird verlangt:

$$\frac{V_{ap}}{V_p} < 0.25 \tag{7.6}$$

In Abbildung 7.9 a) ist V_{ap}/V_p als Funktion von V für die *Pseudo*CC-Ereignisse, die die bisherigen Selektionskriterien erfüllen, gezeigt. Die daraus bestimmte Effizienz zur Identifizierung von CC-Ereignissen liegt bei 100 % für $V > 40\,\mathrm{GeV}$ und fällt zwischen 40 und 15 GeV auf etwa 85 % ab (Abbildung 7.9 b)).

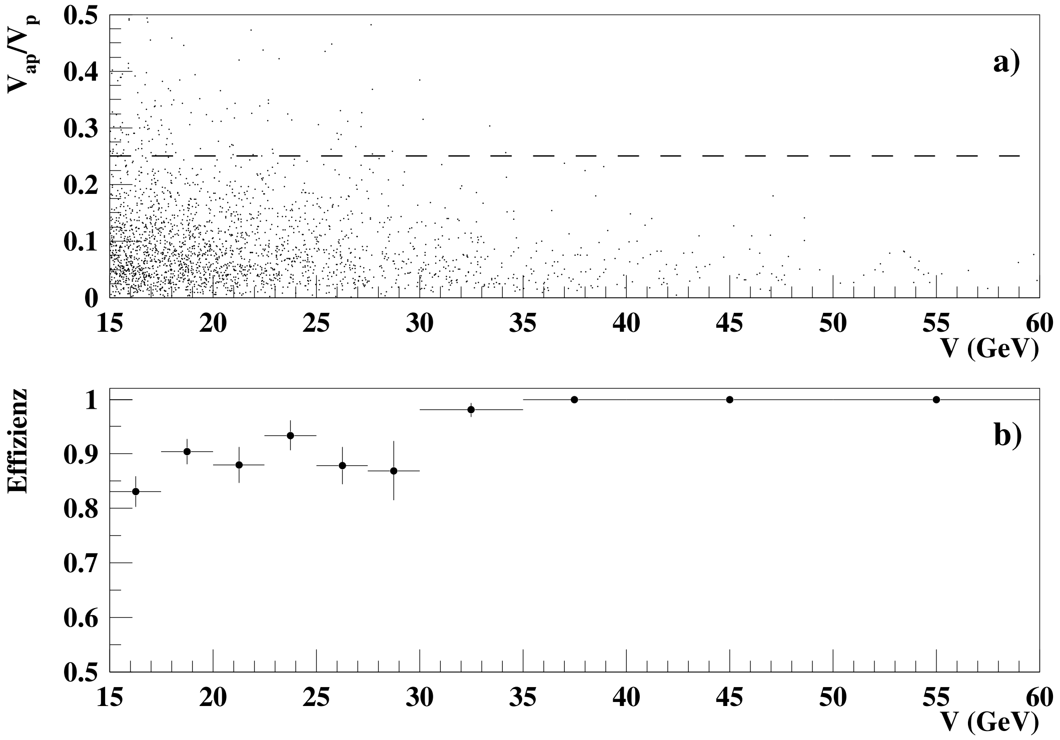


Abbildung 7.9: *Das Verhältnis V_{ap}/V_p der PseudoCC-Ereignisse als Funktion von V a). Der verwendete Schnitt ist als gestrichelte Linie eingezeichnet. Die aus a) bestimmte Effizienz des Schnittes als Funktion von V b).*

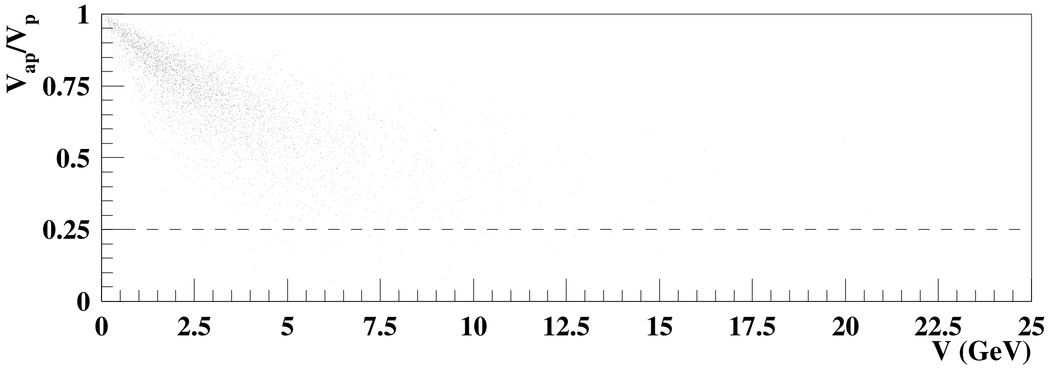


Abbildung 7.10: *Das Verhältnis V_{ap}/V_p als Funktion von V in simulierten Photoproduktionsereignissen. Die eingezeichnete Linie zeigt den verwendeten Schnitt bei $V_{ap}/V_p = 0.25$.*

Abbildung 7.10 zeigt V_{ap}/V_p als Funktion von V für simulierte Photoproduktionsereignisse. Das Verhältnis fällt von 1 bei sehr kleinen V zu größeren V hin ab. Im Bereich $V > 17.5\,\mathrm{GeV}$ werden keine Ereignisse gefunden, die nicht durch den Selektionsschnitt identifiziert werden. Die Effizienz des Schnitts wurde mit Photoproduktionsereignissen, in denen das gestreute Positron im Elektron-Tagger nachgewiesen wird, überprüft. Es wurde eines von drei Ereignissen gefunden, das nicht identifiziert wurde [92]. Daraus ergibt sich eine Effizienz von 0.66 ± 0.27, die mit der aus dem Monte-Carlo bestimmten Effizienz übereinstimmt. In dem in dieser Arbeit untersuchten kinematischen Bereich ($V > 20\,\mathrm{GeV}$) wird damit nach diesem Schnitt kein weiteres Photoproduktionsereignis erwartet.

7.6 Parametrisierung der Selektionseffizienz

Zur Glättung der statistischen Fluktuation wird die Effizienz der gesamten Selektion in zwei Dimensionen parametrisiert. Die hierfür verwendeten Variablen sind θ und V. Durch die Parametrisierung in θ wird die Detektorgeometrie berücksichtigt; die Variation in V ist wegen der geringeren Triggereffizienz bei kleinen V notwendig.

Für die Trigger- und die Vertexeffizienz werden innerhalb der Fehler keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Meßperioden festgestellt. Die weitere Selektion der CC-Ereignisse erfolgte für beide Datensätze auf die selbe Weise. Es kann daher eine gemeinsame Parametrisierung der Selektionseffizienz erfolgen.

In Abbildung 7.11 a) - c) ist die Selektionseffizienz in den drei auf Seite 78 definierten topologischen Regionen als Funktion von V zu sehen. Überlagert ist jeweils die Parametrisierung einer Schwellenfunktion:

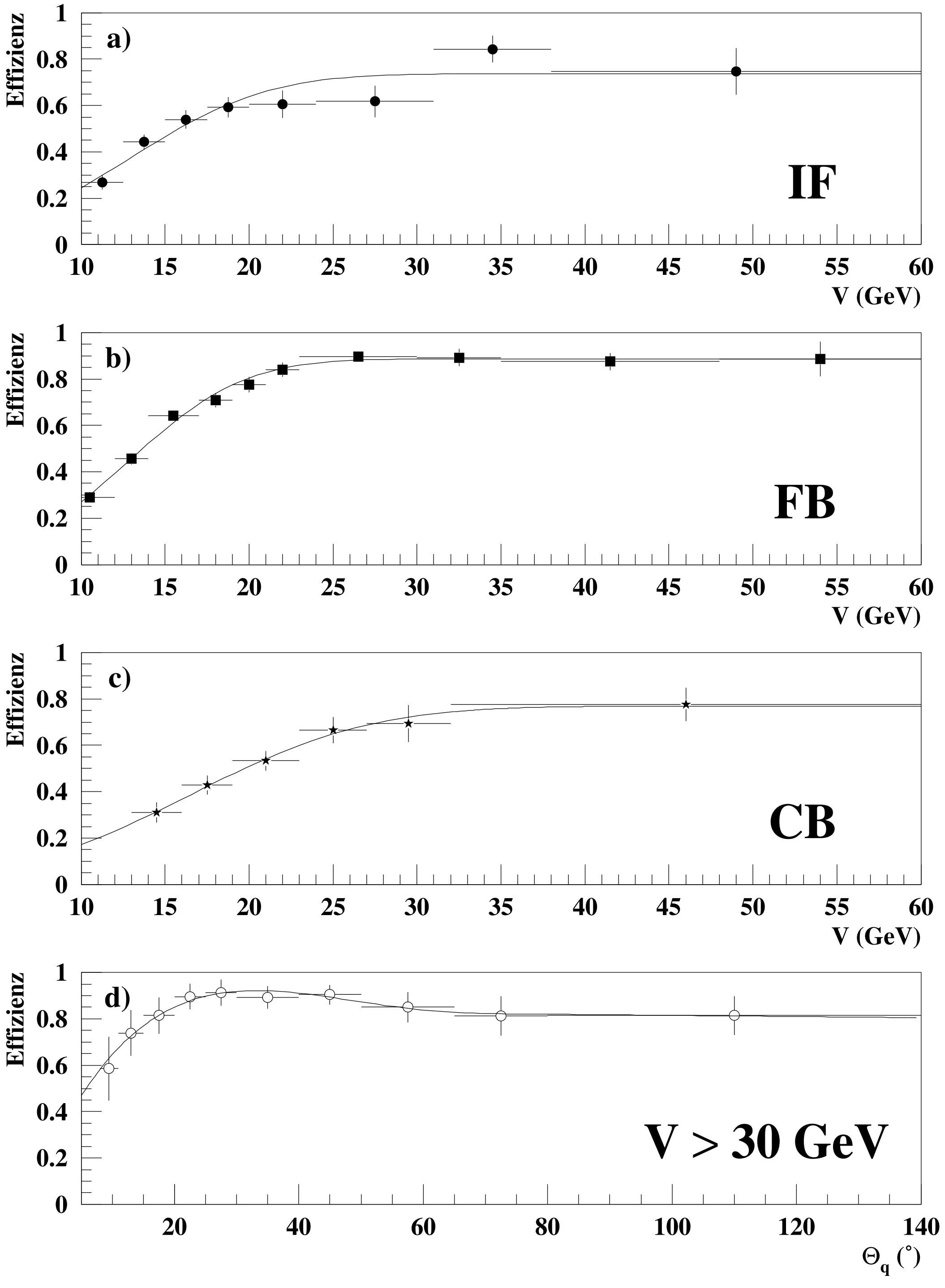


Abbildung 7.11: *Die totale Selektionseffizienz in den drei topologischen Regionen als Funktion von V a) - c). Überlagert ist jeweils eine Parametrisierung der Abhängigkeit. d) zeigt die Selektionseffizienz im Plateau (*$V > 30\,\mathrm{GeV}$*) als Funktion des Streuwinkels* θ_q *sowie die Parametrisierung der Effizienz im Plateau.*

$$\epsilon_{TOPO}(V) = m * \mathrm{FREQ}(\ (V - l)/b\ ) \tag{7.7}$$

$$\mathrm{FREQ}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x} \mathrm{e}^{-t^2/2}\, \mathrm{d}t \tag{7.8}$$

Die Parameter der Schwellenfunktion sind ihr maximaler Wert (m) sowie die Lage (l) und die Breite (b) des Übergangsbereichs. In Tabelle 7.5 sind die aus der Anpassung gewonnen Parameter zur Beschreibung der Schwelle in den drei topologischen Regionen aufgeführt.

top. Region	m	l(GeV)	b(GeV)
IF	.737 ± .054	12.82 ± 0.74	6.5 ± 2.0
FB	.887 ± .017	12.79 ± 0.26	5.46 ± 0.51
CB	.769 ± .069	16.5 ± 1.2	8.5 ± 2.4

Tabelle 7.5: *Parameter zur Beschreibung der Selektionseffizienz als Funktion von V in den drei topologischen Regionen. Die Lage der Schwelle gibt den Punkt an, bei dem 50% der Maximaleffizienz erreicht werden.*

Für die zweidimensionale Parametrisierung werden die Lage (l) und die Breite (b) des Übergangsbereichs linear interpoliert:

$$l(\theta_q) = \begin{cases} l_{IF} & ,\theta_q < 10^\circ \\ l_{IF} + \frac{\theta_q - 10^\circ}{20^\circ}(l_{FB} - l_{IF}) & ,10^\circ < \theta_q <= 30^\circ \\ l_{FB} + \frac{\theta_q - 30^\circ}{70^\circ}(l_{FB} - l_{CB}) & ,30^\circ < \theta_q <= 100^\circ \\ l_{CB} & ,\theta_q > 100^\circ \end{cases} \tag{7.9}$$

$$b(\theta_q) = \begin{cases} b_{IF} & ,\theta_q < 10^\circ \\ b_{IF} + \frac{\theta_q - 10^\circ}{20^\circ}(b_{FB} - b_{IF}) & ,10^\circ < \theta_q <= 30^\circ \\ b_{FB} + \frac{\theta_q - 30^\circ}{70^\circ}(b_{FB} - b_{CB}) & ,30^\circ < \theta_q <= 100^\circ \\ b_{CB} & ,\theta_q > 100^\circ \end{cases} \tag{7.10}$$

Bei etwa 30 GeV hat die Effizienz in allen drei Regionen ein Plateau erreicht, in dem sich die Effizienz als Funktion von V nicht weiter erhöht. Die Höhe der Effizienz in diesem Plateau ($V > 30\,\mathrm{GeV}$) ist in Abbildung 7.11 d) als

Funktion von θ_q gezeigt.
An die Daten wird ein Polynom vierten Grades angepaßt, das im Bereich $\theta_q >= 70°$ linear extrapoliert wird:

$$M(\theta_q) = \epsilon(\theta_q|V > 30\,\mathrm{GeV}) = \begin{cases} \epsilon_0 + \epsilon_1\theta_q + \epsilon_2\theta_q^2 + \epsilon_3\theta_q^3 + \epsilon_4\theta_q^4 & ,\theta_q < 70° \\ \epsilon_5 + \epsilon_6\theta_q & ,\theta_q >= 70° \end{cases} \tag{7.11}$$

ϵ_0	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_3	ϵ_4
0.27	$0.55 \cdot 10^{-1}$	$-0.15 \cdot 10^{-2}$	$0.16 \cdot 10^{-4}$	$-0.61 \cdot 10^{-7}$
ϵ_5	ϵ_6			
0.84	$-0.25 \cdot 10^{-3}$			

Tabelle 7.6: *Parameter zur Beschreibung der Selektionseffizienz im Plateau* $V > 30\,\mathrm{GeV}$ *als Funktion von* θ_q.

In Tabelle 7.6 sind die Koeffizienten ϵ_i, die aus der Anpassung gewonnen wurden, zusammengefaßt.
Aus der Kombination der θ- und der V-Abhängigkeit ergibt sich die Parametrisierung der Selektionseffizienz:

$$\epsilon(V, \theta_q) = M(\theta_q) * \mathrm{FREQ}(\ (V - l(\theta_q)\ )\ /\ b(\theta_q)\ ) \tag{7.12}$$

In Abbildung 7.12 ist die aus den *Pseudo*CC-Ereignissen gewonnene zweidimensionale Parametrisierung der Selektionseffizienz $\epsilon(V, \theta_q)$ zu sehen.

Der Fehler der parametrisierten Selektionseffizienz wurde aus den nach Gleichung 5.4 bestimmten Fehlern der V-Abhängigkeit in den drei topologischen Regionen und der θ_q-Abhängigkeit im Plateau abgeschätzt. Er beträgt für den Bereich $V > 15\,\mathrm{GeV}$ im Mittel 5%.
Die Selektionseffizienz wird in der Analyse der Daten berücksichtigt, indem jedes Monte-Carlo-Ereignis mit einem Gewichtsfaktor g_i^{MC} versehen wird. Der Faktor entspricht der aus den *Pseudo*CC-Ereignissen bestimmten parametrisierten Selektionseffizienz am Punkt des gemessenen V und θ_q des Ereignisses:

$$g_i^{MC} = \epsilon(V_i, \theta_{q_i}) \tag{7.13}$$

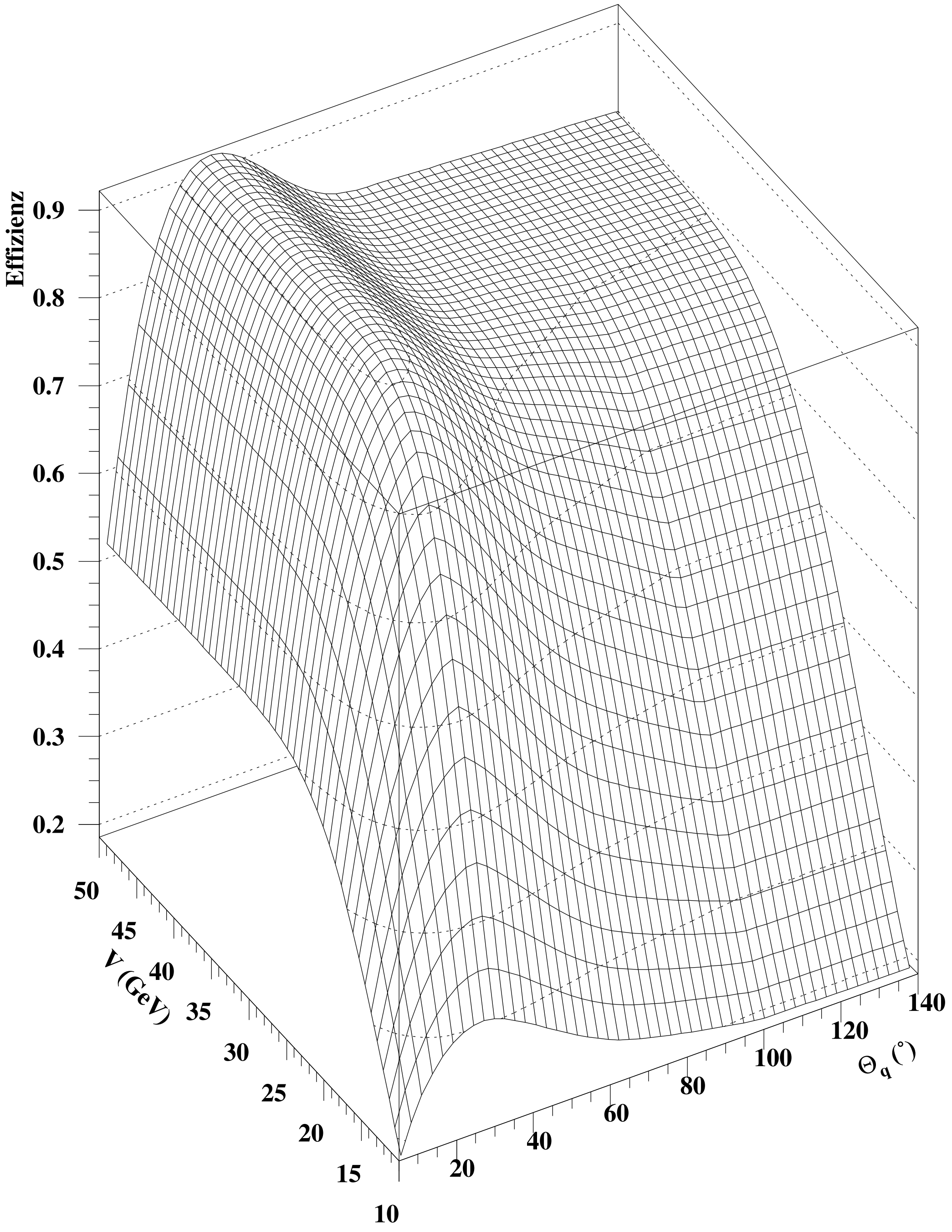


Abbildung 7.12: *Die zweidimensionale Parametrisierung der Selektionseffizienz* $\epsilon(V, \theta_q)$.

7.7 Der Schnitt in V

Für die hier vorgestellte Analyse werden nur Ereignisse verwendet die

$$V > 20\,\mathrm{GeV} \tag{7.14}$$

erfüllen. Der Schnitt vergrößert den bisher bei H1 verwendeten Bereich ($V > 25\,\mathrm{GeV}$) und stellt gleichzeitig sicher, daß nur eine geringe Anzahl von Photoproduktionsereignissen identifiziert werden muß (siehe auch Abbildung 7.10).
Darüberhinaus ergeben sich weitere Vorteile für die Analyse, die durch die Einschränkung des kinematischen Bereichs durch den V-Schnitt entstehen. In Tabelle 7.7 sind die Wertebereiche der kinematischen Variablen unter der Bedingung $V > 20\,\mathrm{GeV}$ zusammengestellt (siehe auch Abbildung 2.6 auf Seite 15).

kinematische Variable	Wertebereich
x	$x > 1.77 \cdot 10^{-2}$
y	$y > 4.5 \cdot 10^{-3}$
Q^2	$Q^2 > 400\,\mathrm{GeV}^2$
θ_q	$1.4^\circ < \theta_q < 139.9^\circ$

Tabelle 7.7: *Kinematischer Bereich, der unter der Bedingung* $V > 20\,\mathrm{GeV}$ *bei HERA zugänglich ist (siehe auch Abbildung 2.6 auf Seite 15).*

Diese weiteren Vorteile sind:

- Der Schnitt $V > 20\,\mathrm{GeV}$ trennt den Untergrund aus e^+p-Kollisionen wirkungsvoll ab. Nur wenige Photoproduktionsereignisse müssen zusätzlich identifiziert werden.
- Die Messung ist auf den Bereich relativ hoher $x \gtrsim 0.02$ beschränkt. Die verschiedenen Parametrisierungen der Quarkdichten unterscheiden sich in diesem Bereich nur geringfügig [93].
- Der Bereich hoher Q^2 ist sensitiver auf elektroschwache Parameter. So wird z.B. der Einfluß der Propagatormasse erst deutlich, wenn der Impulsübertrag in der gleichen Größenordnung liegt. Durch die Beschränkung auf $Q^2 > 400\,\mathrm{GeV}^2$ geht daher keine Sensitivität verloren.
- Der Streuwinkel θ_q des Strom-Jets ist auf den Bereich beschränkt, der in Rückwärtsrichtung durch den hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters abgedeckt ist. Bei noch größeren Streuwinkeln ist die Energiemessung der Hadronen wesentlich schlechter (siehe Abschnitt 4).

7.7.1 Korrektur auf den Transversalimpuls des Neutrinos

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden für einen Transversalimpuls des erzeugten (Anti-)Neutrinos $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$ angegeben. Dies ist der in der Reaktion relevante Transversalimpuls, der durch das W-Boson vom Leptonvertex weggetragen wird. Aufgrund der Impulserhaltung liefert V eine Schätzung von $p_\perp^\nu$. Da nicht alle Teilchen des hadronischen Endzustands im LAr-Kalorimeter gemessen werden und die Energiemessung durch die Auflösung begrenzt ist, stimmen V und $p_\perp^\nu$ nicht überein.
In der Monte-Carlo Simulation ist für jedes Ereignis sowohl der Transversalimpuls des Neutrinos als auch der gemäß Gleichung 7.1 aus den LAr-Zellen bestimmte fehlende Transversalimpuls V bekannt. Aus diesen Ereignissen wird der Korrekturfaktor $\epsilon_{Akzeptanz}$ bestimmt:

$$\epsilon_{Akzeptanz} = \frac{\sum\limits_{MC} n_i(V > 20\,\mathrm{GeV})}{\sum\limits_{MC} n_i(p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV})} \tag{7.15}$$

Energieskala und Akzeptanz

Zur Kontrolle der Akzeptanz und der Energieskala wurde die $p_\perp$-Balance in NC-Ereignissen untersucht. In diesen Ereignissen wird das gestreute Positron vollständig gemessen. Der Transversalimpuls des Positrons V^e wird mit dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustands V^{had} verglichen. Diese Untersuchungen haben gezeigt, daß die Messung hadronischer Energien mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors gut verstanden ist [94]. Für hohe Transversalimpulse ($V > 17\,\mathrm{GeV}$) wurde eine Unsicherheit der Energieskala zur Messung hadronischer Energien von 4% bestimmt [94].
Weiterhin wurde gezeigt, daß die Messung hadronischer Energien und die Unsicherheit der Energieskala im Monte-Carlo richtig beschrieben werden [94]. In Abbildung 7.13 ist das Verhältnis von V^{had} zu V^e dargestellt. Im Mittel ist V^{had} geringer als V^e. Dies liegt vor allem an der Akzeptanz des Kalorimeters: In Vorwärtsrichtung deckt das Kalorimeter nur den Winkelbereich $\theta > 4^\circ$ ab, Hadronen zu nahe am Strahlrohr werden nicht registriert. Der mittlere Unterschied und die Verschmierung von V^{had} wird im Mont-Carlo richtig dargestellt; es kann daher zur Korrektur der Akzeptanz und der Verschmierung der Energiemessung verwendet werden.

Die Korrektur der Akzeptanz und der Energiemessung wurde gemäß Gleichung 7.15 aus Monte-Carlo Ereignissen für $V > 20\,\mathrm{GeV}$ bestimmt, sie beträgt:

$$\epsilon_{Akzeptanz} = .912 \pm .036$$

Der Fehler ist durch die 4%-ige Unsicherheit der Energieskala (siehe [94]) gegeben: Durch Verschieben der Energieskala nach oben erfüllen mehr Monte-Carlo

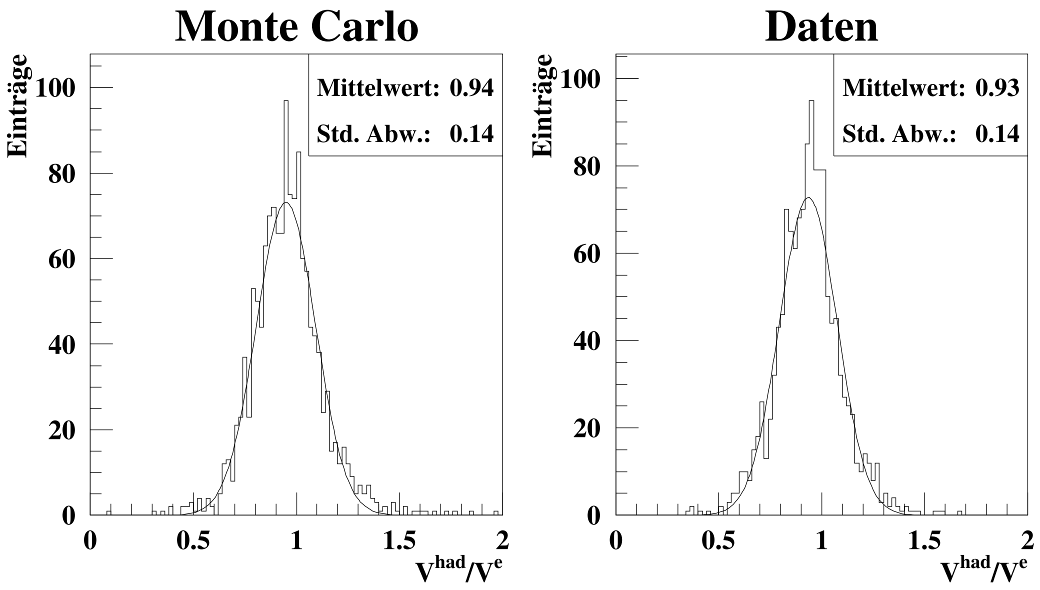


Abbildung 7.13: *Verhältnis von V^{had} zu V^e in NC-Ereignissen. Die Lage des Maximums und die Breite der Datenverteilung (rechts) werden im Monte-Carlo (links) gut reproduziert. (Aus [94])*

Ereignisse die Bedingung $V > 20\,\mathrm{GeV}$, bei einer Verschiebung nach unten entsprechend weniger.

7.8 Selektierte Datenmengen

Mit der in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Selektion werden insgesamt 76 (51) CC-Ereignisse mit einem $V > 20\,\mathrm{GeV}$ aus allen Ereignissen des Jahres 1995 (1994) selektiert. In Tabelle 7.8 ist Anzahl der Ereignisse mit $V > 20\,\mathrm{GeV}$ nach den jeweiligen Schritten der Selektion zusammengefaßt.

Die kinematische Verteilung der selektierten Ereignisse wird mit der Vorhersage der Monte-Carlo Simulation verglichen. Dazu wird jedes Monte-Carlo Ereignis, das $V > 20\,\mathrm{GeV}$ erfüllt, mit dem Faktor $g_i^{MC}(V, \theta_q)$ gewichtet, um die Selektionseffizienz zu berücksichtigen.
Abbildung 7.14 zeigt die Verteilung der Daten in S, V und θ_q jeweils für die beiden Jahre getrennt und gemeinsam, im Vergleich zu den entsprechenden Monte-Carlo Verteilungen. Alle Verteilungen sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert.
Die Verteilungen der skalaren und vektoriellen Transversalimpulse (S,V) sowie des Streuwinkels des Strom-Jets (θ_q) stimmen innerhalb der statistischen Fehler mit den entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo Simulation überein.

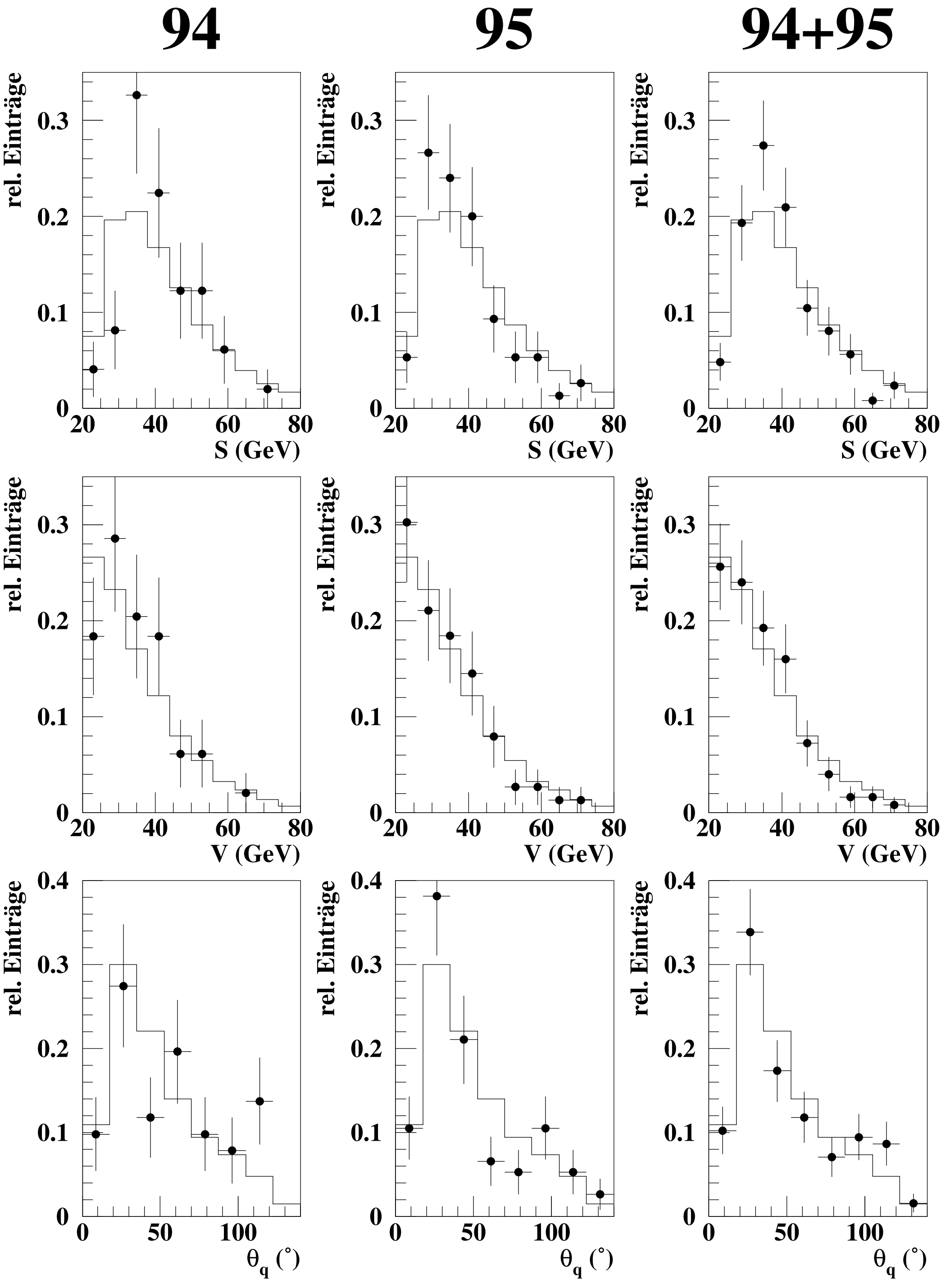


Abbildung 7.14: *Die Verteilung der Ereignisse (•) im Vergleich zum Monte-Carlo (Histogramm), in dem die aus den PseudoCC-Ereignissen bestimmte Selektionseffizienz berücksichtigt wird. Die Verteilungen sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Es ist nur der statistische Fehler der Daten gezeigt.*

Selektionskriterium	1994	1995
Ereignis-Klassifizierung	25897	21705
Trigger	21547	9727
Vertex	4271	4481
Myon-Filter	248	350
Zeitstruktur/Topologie	69	102
Visuelle Inspektion	57	83
V_{ap}/V_p	51	76

Tabelle 7.8: *Anzahl der Ereignisse mit* $V > 20\,\mathrm{GeV}$ *nach dem jeweiligen Selektionskriterium*

8 Ergebnisse

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden jeweils mit einer Vorhersage des Standardmodells verglichen. Diese Vorhersage wurde mit dem Monte-Carlo Generator DJANGO [67], in dem der elektroschwache Streuprozeß mit HERACLES [68] bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ und die nachfolgenden QCD-Prozesse mit ARIADNE und JETSET beschrieben werden (siehe auch Abschnitt 5.1), gewonnen. Zur Beschreibung der Quarkverteilungsdichten wurde die MRS(H)-Parametrisierung [93] verwendet.

8.1 Der totale Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} wird aus der Anzahl N_{CC} der beobachteten Ereignisse des geladenen Stroms mit einem gemessenen $V > 20\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Es gilt:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{CC} - N_{Untergrund}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{Selektion} \cdot \epsilon_{Akzeptanz}} \tag{8.1}$$

Im Abschnitt 7 ist gezeigt, daß unter den 127 selektierten Ereignissen kein Untergrundereignis erwartet wird ($N_{CC} = 127, N_{Untergrund} = 0$). Die Korrektur auf die Akzeptanzverluste des Detektors $\epsilon_{Akzeptanz}$ wird mit Monte-Carlo Ereignissen bestimmt (siehe Abschnitt 7.7). Zur Bestimmung der Selektionseffizienz $\epsilon_{Selektion}$ wird die parametrisierte Funktion, deren Fehler auf 5% abgeschätzt wurde (vergleiche Abschnitt 7.6), verwendet:

$$\epsilon_{Selektion} = \frac{1}{N_{MC}(V > 20\,\mathrm{GeV})} \sum_{\substack{MC \\ V>20\,\mathrm{GeV}}} g_i(V, \theta_q) \tag{8.2}$$

$N_{CC}(V > 20\,\mathrm{GeV})$	127
$N_{Untergrund}$	0
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	6.40 ± 0.12
$\epsilon_{Selektion}$	$.809 \pm .040$
$\epsilon_{Akzeptanz}$	$.912 \pm .036$

Tabelle 8.1: *Zusammenstellung der Faktoren zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts* σ_{tot}.

In Tabelle 8.1 sind alle Faktoren zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} zusammengefaßt. Es ergibt sich somit:

$$\sigma(e^+p \to \bar{\nu}_e X \,|\, p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}) = 26.9 \pm 2.4\ (\mathrm{stat.}) \pm 1.8\ (\mathrm{syst.})\,\mathrm{pb}$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus der Anzahl der beobachteten Ereignisse. Als Beiträge zum sytematischen Fehler wurden berücksichtigt: die 4%-ige Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters, die Unsicherheit in der Effizienzbestimmung durch die *Pseudo*CC-Ereignisse von 5% sowie der 2%-ige Fehler auf die Messung der Luminosität. Der systematische Fehler der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts ergibt sich durch quadratische Addition der drei Beiträge, die in Tabelle 8.1 aufgeführt sind.

Unter Verwendung des Monte-Carlo Generators DJANGO [67] mit der Strukturfunktion MRS(H) [93] wurde die Vorhersage des Standardmodells für den totalen Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms bestimmt. Es ergibt sich für einen transversalen Impuls des Neutrinos $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$:

$$\sigma_{SM}(e^+p \to \bar{\nu}_e X \,|\, p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}) = 21.6 \pm 1.1\,\mathrm{pb}$$

Der angegebene Fehler berücksichtigt die Unsicherheiten der elektroschwachen Strahlungskorrekturen (3%) sowie die Änderung des totalen Wirkungsquerschnitts bei Verwendung anderer Strukturfunktionen (4%) [95].

Der gemessene Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt liegt um 1.7σ über der Vorhersage des Standardmodells. Aus dem Ergebnis dieser Arbeit läßt sich damit keine signifikante Abweichung vom Standardmodell ableiten, vielmehr wird dieses innerhalb der Fehler bestätigt. Damit stimmt das Ergebnis dieser Analyse auch mit den bisherigen Untersuchungen bei H1 überein. In diesen wurde der Bereich $p_\perp^\nu > 25\,\mathrm{GeV}$ untersucht und ebenfalls ein mit dem Standardmodell verträglicher Wirkungsquerschnitt gefunden [18, 91].

8.2 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$

Im Abschnitt 2 wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y$ des geladenen Stroms hergeleitet. Wird die y-Abhängigkeit in Gleichung 2.14 (Seite 8) durch die Q^2-Abhängigkeit ersetzt, so erhält man:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+p \to \bar{\nu}\,X)}{\mathrm{d}x\ \mathrm{d}Q^2} = \frac{G_F^2}{2\,\pi}\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2\left[(1-y)^2 \sum_{f=d,s,b} q_f(x) + \sum_{f=u,c} \bar{q}_f(x)\right] \tag{8.3}$$

Der Propagatorterm $\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2$ beschreibt die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts mit der Masse des W-Bosons als Parameter. In diesem Abschnitt wird die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ vorgestellt und daraus die W-Masse bestimmt.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ vom Viererimpulsquadrat Q^2 des ausgetauschten W-Bosons wurde bei H1 bereits für den Bereich $p_\perp^\nu > 25\,\mathrm{GeV}$ mit 47 Ereignissen untersucht [18]. In der vorliegenden Analyse werden zusätzlich die Ereignisse aus der Datennahme im Jahr 1995 verwendet und der gemessenen Bereich auf $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$ ausgedehnt, so daß 127 CC-Ereignisse zur Verfügung stehen. Durch den niedrigeren Schnitt im Transversalimpuls wird der Meßbereich zu kleineren Q^2 ausgedehnt. Zusätzlich steht bei kleinen Q^2 ein größerer Bereich in x zur Verfügung (vergleiche auch Abbildung 2.6 auf Seite 15).

Zur Bestimmung von $d\sigma/dQ^2$ werden die Ereignisse in 5 Bins in Q^2 eingeteilt. Die Bingrenzen wurden so gewählt, daß bei der Entfaltung durch Matrixinversion (siehe Abschnitt 5.3.2) keine großen unphysikalischen Oszillationen auftreten. In Tabelle 8.3 sind die Grenzen der Bins und die Anzahl der CC-Ereignisse N_{CC} in jedem Bin gezeigt. Aus den Monte-Carlo Ereignissen wird die Schätzung der Transfermatrix $\hat{\boldsymbol{T}}$ bestimmt (siehe Gleichung 5.12). (Die Transfermatrizen der Entfaltungen finden sich im Anhang A.) Durch Inversion der Matrix $\hat{\boldsymbol{T}}$ wird die Zahl der Ereignisse N_{mig} unter Berücksichtigung der Migrationen aber ohne Berücksichtigung der Selektionseffizienz in jedem Bin bestimmt (Gleichung 5.16).
Die Selektionseffizienz wird berücksichtigt, indem nicht $\hat{\boldsymbol{T}}$ verwendet wird, sondern die Transfermatrix $\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}$, in der die Anzahl der Ereignisse durch die Summe der Gewichte g_i^{MC}, die den Selektionseffizienzen entsprechen (siehe Gleichung 7.13), ersetzt wird. Wiederum durch Matrixinversion wird die korrigierte Anzahl der Ereignisse N_{eff} in jedem Bin bestimmt.

Abbildung 8.1 zeigt die Anzahl der beobachteten Ereignisse (N_{CC}) sowie die Anzahl der Ereignisse unter Berücksichtigung der Migrationen (N_{mig}) und die vollständig korrigierte Anzahl N_{eff}.
Der statistische Fehler der Entfaltung wird durch Fehlerfortpflanzung aus dem statistischen Fehler der gemessenen Ereignisse N_{CC} bestimmt (siehe Gleichung 5.17). Der systematische Fehler wird durch quadratische Addition der Fehler aus der Effizienzbestimmung, der Luminositätsmessung und der Unsicherheit der Energieskala bestimmt. Die beiden ersten Fehler sind nicht von Q^2 abhängig, sie betragen 5% bzw. 2% für alle Q^2-Bins. Der systematische Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala wurde für jedes Bin durch die Vektormethode (siehe Abschnitt 5.3.1) abgeschätzt. Dazu wurde der Vektorentfaltungsfaktor $\frac{m_\mu}{m'_\mu}$ (siehe Gleichung 5.13) bei einer Variation der Energieskala von ±4% bestimmt. Der Unterschied lieferte eine Abschätzung für den systematischen Fehler im Bin μ.

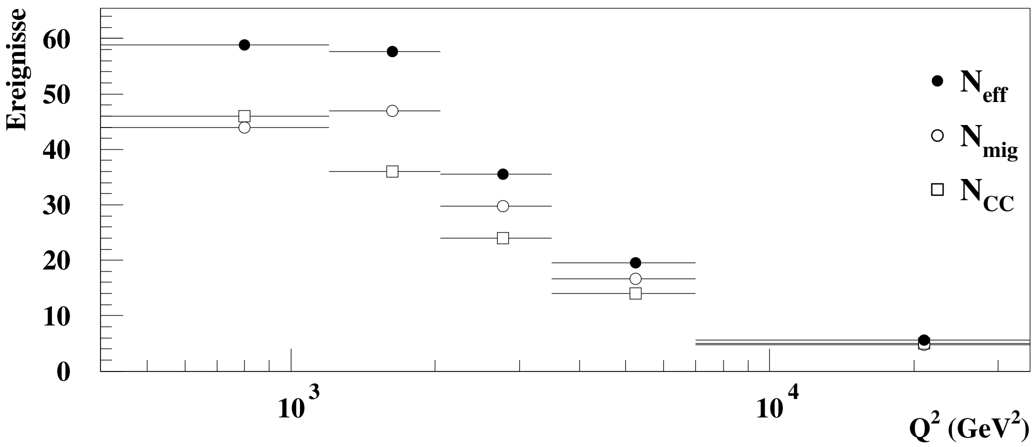


Abbildung 8.1: *Die Anzahl der Ereignisse in den Q^2-Bins. N_{CC} ist die Anzahl der beobachteten Ereignisse, N_{mig} die korrigierte Anzahl unter Berücksichtigung der Migrationen und N_{eff} die vollständig korrigierte Anzahl, wobei zusätzlich die Selektionseffizienz berücksichtigt wird.*

In Tabelle 8.2 sind die Vektorentfaltungsfaktoren für die 5 Bins in Q^2 bei einer Variation der Energieskala um ±4% aufgeführt. Aus den Änderungen der Faktoren wurde die Abschätzung der systematischen Fehler in der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala gewonnen. Die Fehler sind ebenfalls in Tabelle 8.2 aufgeführt.

Eine detailliertere Untersuchung der systematischen Fehler ist aufgrund des stark dominierenden statistischen Fehlers noch nicht notwendig.

Q^2		400 – 1200	1200 – 2050	2050 – 3500	3500 – 7000	7000 – 35000
Energieskala	nominell	.759	.744	.716	.696	.775
	+4%	.732	.738	.752	.776	1.00
	−4%	.781	.737	.672	.623	.573
systematischer Fehler [%]		3.3	0.8	5.5	11	28

Tabelle 8.2: *Die Vektorentfaltungsfaktoren unter Berücksichtigung der Selektionseffizienz für die 5 Q^2-Bins bei einer Variation der Energieskala des LAr-Kalorimeters um ±4% und die daraus bestimmte Abschätzung des systematischen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala.*

Aus der korrigierten Anzahl der Ereignisse wird der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{N_{eff}}{\mathcal{L} \cdot \Delta Q^2} \tag{8.4}$$

Abbildung 8.2 zeigt den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des ausgetauschten Viererimpulsquadrats Q^2. Die gemessenen Werte (●) folgen der Vorhersage des Standardmodells (eingezeichnete Kurve). Innerhalb der Fehler werden keine signifikanten Abweichungen von diesem festgestellt.

In Tabelle 8.3 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte in den Q^2-Bereichen zusammen mit den jeweiligen Fehlern und der Vorhersage des Standardmodells zusammengefaßt. Die Korrelationsmatrizen des statistischen Fehlers für die Entfaltungen dieser Analyse sind im Anhang A aufgeführt. Die Matrix für die Q^2-Entfaltung zeigt, daß die Fehler benachbarter Bereiche relativ stark miteinander korreliert sind ($\mathcal{C}_{ij}^{Q^2} < -0.6$) (siehe Gleichung B.1) und daher der Vergleich der Daten mit der Vorhersage des Standardmodells eine zu gute Übereinstimmung liefert ($\frac{\chi^2}{\#Bins} = \frac{0.95}{5}$)

8.2.1 Die Masse des *W*-Bosons

Aus der Q^2-Verteilung des Wirkungsquerschnitts wird mittels einer Extended Likelihood Analyse [96], die sowohl die Form als auch das Integral der Verteilung ausnutzt, die Masse des W-Bosons bestimmt.

Die Monte-Carlo Ereignisse sind gemäß der Wahrscheinlichkeitsdichte $P(Q^2, M_W)$, ein Ereignis des geladenen Stroms bei einem bestimmten Q^2 zu finden, für die vorgegebene Masse $M_W = 80.2\,\mathrm{GeV}$ [97] verteilt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte ist auf die Anzahl der bei der gegebenen Luminosität von $\mathcal{L} = 6.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ zu erwartenden Ereignisse $\mathcal{N}(M_W)$ normiert:

$$\mathcal{N}(M_W) \;=\; \int P(Q^2, M_W)\;\, dQ^2 \tag{8.5}$$

Unter Vernachlässigung der Q^2-Abhängigkeit der Quarkverteilungsfunktionen ist die Q^2-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts nur durch den Faktor $\left(\frac{M_W^2}{M_W^2+Q^2}\right)^2$ gegeben (siehe Gleichung 8.3). Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(Q^2, \mathcal{M}_W)$ für eine beliebige Masse $\mathcal{M}_W$ erhält man durch Gewichtung der Monte-Carlo Ereignisse. Das Gewicht g_i eines Ereignisses i ist abhängig von Q_i^2 und der Masse $\mathcal{M}_W$, für die die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden soll:

$$g_i(Q_i^2, \mathcal{M}_W) = \frac{\left(1 + \frac{Q^2}{\mathcal{M}_W^2}\right)^{-2}}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_W^2}\right)^{-2}} \tag{8.6}$$

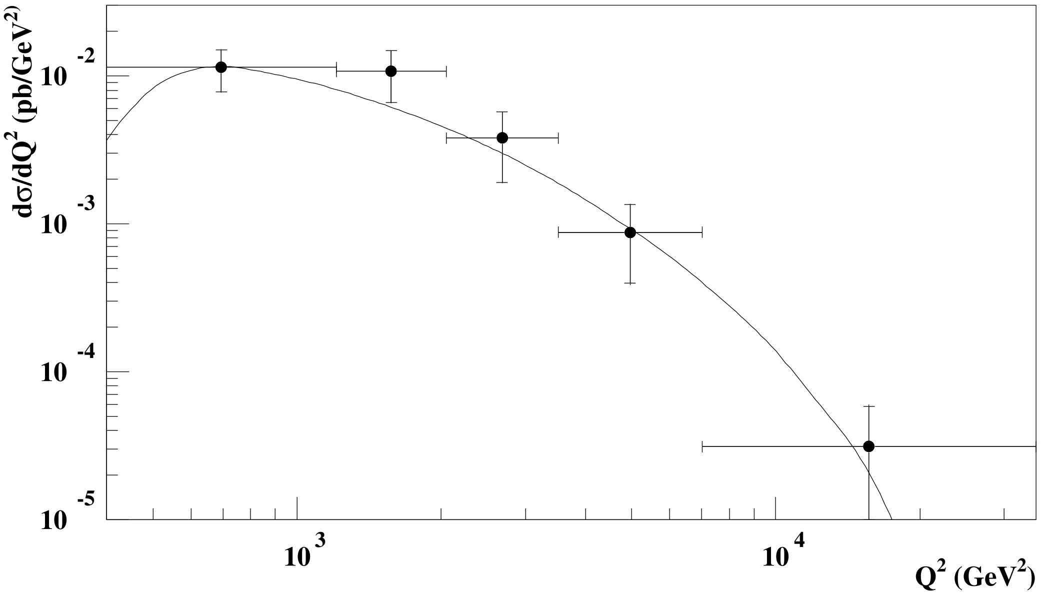


Abbildung 8.2: *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$. *Die Punkte (●) zeigen das Ergebnis dieser Analyse. Der eingezeichnete Fehler bis zu den Querstrichen ist der statistische Fehler. Der Fehlerbalken darüber hinaus zeigt den Gesamtfehler, zu dem der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert werden. Die eingezeichnete Kurve stellt die Vorhersage des Standardmodells dar.*

Q^2	400 – 1200	1200 – 2050	2050 – 3500	3500 – 7000	7000 – 35000
$\langle Q^2\rangle$ (GeV^2)	764	1579	2667	4816	10950
N_{CC}	46	36	24	14	5
N_{mig}	44.0	47.0	29.7	16.7	4.7
N_{eff}	58.9	57.6	35.5	19.6	5.6
$\mathrm{d}\sigma^{exp}/\,\mathrm{d}Q^2$ (fb/ GeV^2)	11.4	10.7	3.8	0.88	0.03
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2}$[stat.] (fb/ GeV^2)	3.6	4.1	1.9	0.48	0.02
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2}$[syst.] (fb/ GeV^2)	0.72	0.58	0.29	0.11	0.009
$\mathrm{d}\sigma^{th}/\,\mathrm{d}Q^2$ (fb/ GeV^2)	9.69	6.01	2.92	0.92	0.04

Tabelle 8.3: *Differentielle Wirkungsquerschnitte* $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$. *Angegeben sind das mittlere* Q^2, *die Anzahl der beobachteten Ereignisse* N_{CC}, *die Anzahl der Ereignisse unter Berücksichtigung der Migrationen* N_{mig} *und zusätzlich der Selektionseffizienz* N_{eff}, *der gemessene Wirkungsquerschnitt, der statistische und der systematische Fehler sowie die theoretische Vorhersage für jeden* Q^2*-Bereich.*

Aus der resultierenden Wahrscheinlichkeitsdichte $P(Q^2, \mathcal{M}_W)$ wird die Extended Likelihood-Funktion $\mathcal{L}(\mathcal{M}_W)$ gebildet:

$$\mathcal{L}(\mathcal{M}_W) \;=\; \prod_{i=1}^{N_{CC}} P(Q_i^2, \mathcal{M}_W) \;\cdot\; e^{-\mathcal{N}(\mathcal{M}_W)} \tag{8.7}$$

Dabei wird das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten $P(Q_i^2, \mathcal{M}_W)$ an den Viererimpulsüberträgen (Q^2) aller beobachteten Ereignisse gebildet und dieses mit der Anzahl der zu erwartenden Ereignisse $\mathcal{N}(\mathcal{M}_W)$ entsprechend normiert. Die Extended Likelihood-Funktion entspricht damit der Information, daß die Ereignisse an den Stellen Q_i^2, und nur dort, beobachtet werden.
Durch Maximierung von $\log \mathcal{L}(\mathcal{M}_W)$ (*log likelihood*) wird der wahrscheinlichste Wert für die gesuchte Masse M_W erhalten. In Abbildung 8.3 ist das Ergebnis der Extended Likelihood Analyse zu sehen. Das Maximum der Extended Likelihood-Funktion kennzeichnet die Masse, bei der die Monte-Carlo Verteilung am besten mit der gemessenen Verteilung übereinstimmt. Der statistische Fehler der Massenbestimmung ist durch die Form der Kurve gegeben: Die Abweichung von der wahrscheinlichsten Masse beträgt 1σ, wenn die "log likelihood"-Funktion um 0.5 vom Maximum abgefallen ist. Der statistische Fehler ist in Abbildung 8.3 eingezeichnet.

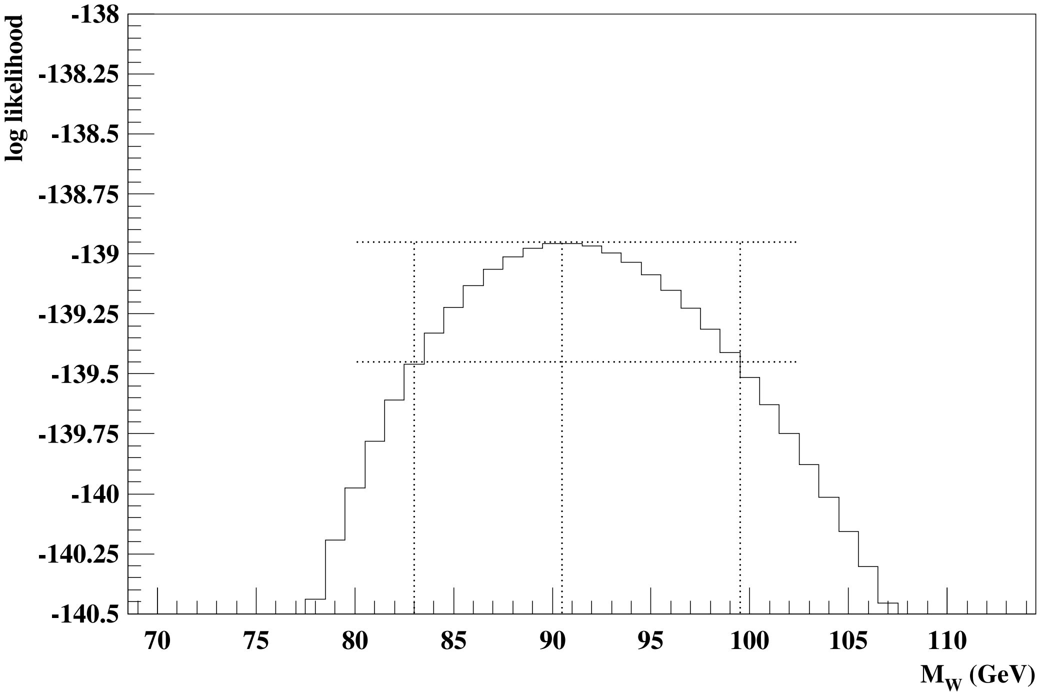


Abbildung 8.3: *Likelihood als Funktion der Masse des W-Bosons. Eingezeichnet ist das Maximum, an dem die gemessene Verteilung am besten mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmt, und der statistische Fehler der Massenbestimmung.*

Zur Abschätzung der systematischen Fehler wurde die Analyse wiederholt, wobei die Energieskala um 4% verändert und die Selektionseffizienz sowie die Luminosität innerhalb der systematischen Fehler verschoben wurden. Es ergibt sich ein systematischer Fehler in der Bestimmung der W-Masse von $+8\,\mathrm{GeV}$ bzw. $-7\,\mathrm{GeV}$.
Die mit Hilfe der Extended Likelihood Analyse gemessene Masse des W-Bosons beträgt:

$$M_W = 91\ ^{+9}_{-8}\ (\mathrm{stat.})\ ^{+8}_{-7}\ (\mathrm{syst.})\ \ \mathrm{GeV}$$

Der gemessene Masse des virtuellen W-Bosons stimmt innerhalb der Fehler mit der Masse des in $p\bar{p}$-Kollisionen direkt produzierten W-Bosons $M_W = 80.2\,\mathrm{GeV}$ [11, 12, 97] überein.

8.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}x$

Eine der Untersuchungen bei HERA ist die Vermessung der Quarkverteilungsdichten $q(x, Q^2)$. Durch die Ausdehnung der Analyse auf $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$ kann der Bereich $x \gtrsim 2 \cdot 10^{-2}$ und $Q^2 > 400\,\mathrm{GeV}^2$ untersucht werden. In diesem Bereich sind die Quarkverteilungsfunktionen nur schwach von Q^2 abhängig, diese Abhängigkeit kann daher vernachlässigt werden. In Abbildung 8.4 ist die MRS(H)-Parametrisierung der Quarkverteilungsdichten als Funktion von x gezeigt.
Am Prozeß des geladenen Stroms kann das u-Quark nicht teilhaben (siehe Abschnitt 2). Den dominierenden Beitrag liefert die Streuung am d-Quark. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}x$ folgt daher der Quarkverteilungsdichte $d(x)$.

Zur Messung des Wirkungsquerschnitts wurden die Ereignisse in 6 Bins eingeteilt. Die Entfaltung erfolgte analog der Entfaltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$ (siehe Abschnitt 8.2) durch Matrixinversion. Die statistischen Fehler ergeben sich aus der Kovarianzmatrix der Entfaltung, die systematischen Fehler wurden analog der $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$-Messung mittels der Vektorentfaltung abgeschätzt. In Tabelle 8.4 sind die Vektorentfaltungsfaktoren für die 6 Bins in x bei einer Variation der Energieskala um ±4% aufgeführt. Aus den Änderungen der Faktoren wurde die Abschätzung der systematischen Fehler in der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}x$ aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala gewonnen. Die Fehler sind ebenfalls in Tabelle 8.4 aufgeführt. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Addition der Unsicherheit in der Bestimmung der Effizienz (5%), der Luminositätsmessung (2%) und der Unsicherheit in der Energieskala.

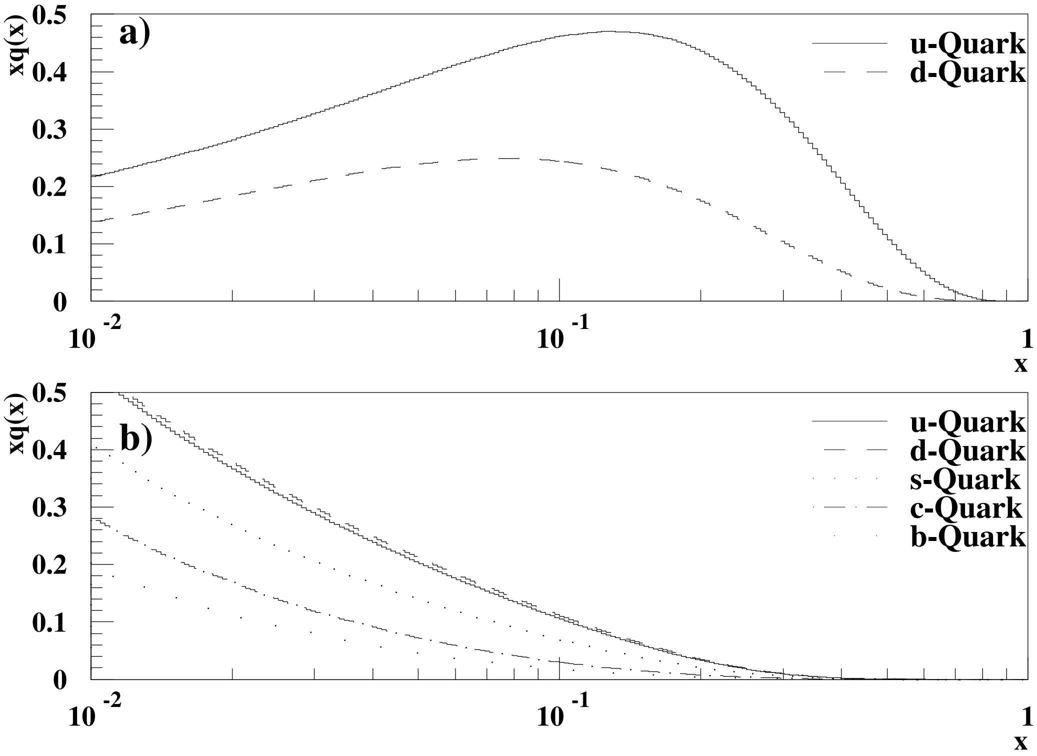


Abbildung 8.4: *Die MRS(H)-Parametrisierung der Quarkverteilungsdichten; a) der Valenzquarks und b) der Seequarks.*

x		0.017 – 0.033	0.033 – 0.066	0.066 – 0.129	0.129 – 0.254	0.254 – 0.5	0.5 – 1.0
Energieskala	nominell	.659	.814	.828	.698	.425	.248
	+4%	.613	.805	.853	.747	.528	.310
	−4%	.695	.808	.803	.642	.346	.160
systematischer Fehler [%]		6.3	0.9	3.0	7.5	21	30

Tabelle 8.4: *Die Vektorentfaltungsfaktoren unter Berücksichtigung der Selektionseffizienz für die 6 x-Bins bei einer Variation der Energieskala des LAr-Kalorimeters um ±4% und die daraus bestimmte Abschätzung des systematischen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala.*

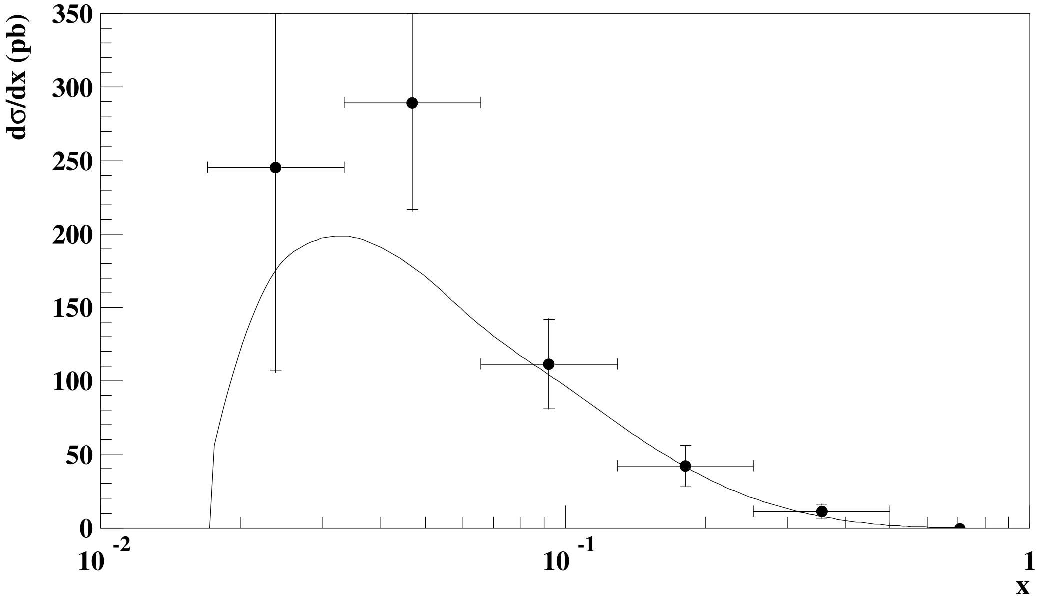


Abbildung 8.5: *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$. *Die Punkte (●) zeigen das Ergebnis dieser Analyse. Der eingezeichnete Fehler bis zu den Querstrichen ist der statistische Fehler. Der Fehlerbalken darüber hinaus zeigt den Gesamtfehler, zu dem der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert werden. Die eingezeichnete Kurve stellt die Vorhersage des Standardmodells dar.*

x	0.017 – 0.033	0.033 – 0.066	0.066 – 0.129	0.129 – 0.254	0.254 – 0.5	0.5 – 1.0
$\langle x \rangle$	0.026	0.049	0.094	0.179	0.332	0.572
N_{CC}	14	42	38	25	6	0
N_{mig}	12.9	50.1	39.9	27.8	13.7	-1.4
N_{eff}	25.8	59.9	45.5	33.7	17.7	-1.9
$\mathrm{d}\sigma^{exp}/\mathrm{d}x$ (pb)	245	289	112	42	11.3	-0.6
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}$[stat.] (pb)	138	73	30	14	4.8	0.1
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}$[syst.] (pb)	20	16	6.9	3.9	2.5	0.18
$\mathrm{d}\sigma^{th}/\mathrm{d}x$ (pb)	163.2	171.3	100.9	39.7	7.7	0.3

Tabelle 8.5: *Differentielle Wirkungsquerschnitte* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$. *Angegeben sind das mittlere* x, *die Anzahl der beobachteten Ereignisse* N_{CC}, *die Anzahl der Ereignisse unter Berücksichtigung der Migrationen* N_{mig} *und zusätzlich der Selektionseffizienz* N_{eff}, *der gemessene Wirkungsquerschnitt, der statistische und der systematische Fehler, sowie die theoretische Vorhersage für jeden* x*-Bereich.*

In Abbildung 8.5 ist der entfaltete Wirkungsquerschnitt (●) im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells (Kurve) zu sehen. In Tabelle 8.5 sind die Ergebnisse dieser Analyse zusammengefaßt.

Im Bereich $x > 0.5$ wird kein Ereignis beobachtet. Dies ist in Übereinstimmung mit der Erwartung, da die Wahrscheinlichkeit, ein d-Quark mit einem so hohen Impulsanteil des Protonimpuls zu finden sehr gering ist (vergleiche Abbildung 8.4). Zu kleineren x hin steigen die Quarkverteilungsdichten und damit auch der Wirkungsquerschnitt stark an. (Unterhalb etwa $x = 10^{-1}$ dominiert der Beitrag der Seequarks.) Dieser Anstieg wird durch den Anstieg des entfalteten Wirkungsquerschnitts bei Werten von $5 \cdot 10^{-2} < x < 5 \cdot 10^{-1}$ bestätigt. Durch die Bedingung $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$ wird der Bereich der Messung bei noch kleineren x soweit eingeschränkt (siehe auch Abbildung 2.6 auf Seite 15), daß der gemessene Wirkungsquerschnitt abnimmt. Insgesamt stimmen die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit der Vorhersage überein ($\frac{\chi^2}{\#Bins} = \frac{3.4}{5}$).[1]

8.4 Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$

In Abschnitt 2 wurde gezeigt, daß der relative Energieübertrag vom Positron auf das Proton im Protonruhesystem y sehr eng mit dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem θ^* zusammenhängt: $1 - y = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta^*)$. Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ entspricht daher einer Untersuchung der Winkelverteilung der CC-Ereignisse. Aufgrund der unterschiedlichen Spinkonstellation sagt das Standardmodell eine unterschiedliche Winkelverteilung für die Streuung des Positrons an Quarks und Antiquarks voraus. Im folgenden wird die Messung von $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ vorgestellt. Im Abschnitt 8.4.1 wird dann gezeigt, daß in der Tat eine unterschiedliche Winkelverteilung für Quark- und Antiquarkstreuung beobachtet wird.

Aus den in 5 Bins eingeteilten beobachteten Ereignissen wurde analog zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$ durch Matrixinversion der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ bestimmt. Die statistischen Fehler ergeben sich aus der Kovarianzmatrix der Entfaltung, die systematischen Fehler wurden analog der $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$-Messung mittels der Vektorentfaltung abgeschätzt.
In Tabelle 8.6 sind die Vektorentfaltungsfaktoren für die 5 Bins in y bei einer Variation der Energieskala um ±4% aufgeführt. Aus den Änderungen der Faktoren wurde die Abschätzung der systematischen Fehler in der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala gewonnen. Die Fehler sind ebenfalls in

---

[1] Das letzte Bin wurde nicht mit in den χ^2-Test einbezogen, da die Matrixentfaltung ein unphysikalisches Ergebnis liefert.

y		0.03 – 0.09	0.09 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 0.64	0.64 – 1.0
Energieskala	nominell	.572	.817	.830	.732	.671
	+4%	.572	.811	.840	.764	.775
	−4%	.575	.809	.815	.691	.571
systematischer Fehler [%]		0.2	0.8	1.5	5.0	15

Tabelle 8.6: *Die Vektorentfaltungsfaktoren unter Berücksichtigung der Selektionseffizienz für die 5 y-Bins bei einer Variation der Energieskala des LAr-Kalorimeters um ±4% und die daraus bestimmte Abschätzung des systematischen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala.*

Tabelle 8.6 aufgeführt. Der gesamte systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Addition der Unsicherheit in der Bestimmung der Effizienz (5%), der Luminositätsmessung (2%) und der Unsicherheit in der Energieskala.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/\,dy$ ist in Abbildung 8.6 zu sehen. Die Punkte (•) zeigen die gemessenen Wirkungsquerschnitte, die eingezeichnete Kurve ist die Vorhersage des Standardmodells. In Tabelle 8.7 sind neben den experimentell bestimmten und den theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitten auch die aus der Kovarianzmatrix der Entfaltung gewonnenen statistischen sowie die systematischen Fehler in jedem y-Bereich zusammengefaßt.
Innerhalb der Fehler zeigt die Messung keine signifikanten Abweichungen von der Vorhersage des Standardmodells ($\frac{\chi^2}{\#Bins} = \frac{5.4}{5}$).

8.4.1 Helizität

Durch die unterschiedliche Helizitätskonfiguration der Positron-Quark-Streuung im Vergleich zur Positron-Antiquark-Streuung (siehe auch Abbildung 2.3 auf Seite 7) sind die Winkelverteilungen der CC-Ereignisse voneinander verschieden. Insbesondere ist in der Positron-Quark-Streuung aufgrund der Drehimpulserhaltung keine Rückwärtsstreuung ($\theta^* = \pi$) möglich, dies liefert den zusätzlichen Faktor $(1-y)^2$ im differentiellen Wirkungsquerschnitt (siehe auch Gleichung 2.10 und 2.11 auf Seite 7).
In Ereignissen des geladenen Stroms kann aufgrund der Ladungserhaltung die Streuung des Positrons nur an einem (Anti-)Quark mit negativer Ladung erfolgen. In Abbildung 8.7 sind die Quarkdichten der MRS(H)-Parametrisierung dieser Quarks (a) und Antiquarks (b) als Funktion von x gezeigt. Dabei wurde die Valenz- und die Seequarkdichte des d-Quarks addiert. Abbildung 8.7 c) zeigt das Verhältnis der Summe der Antiquarkdichten zur Summe

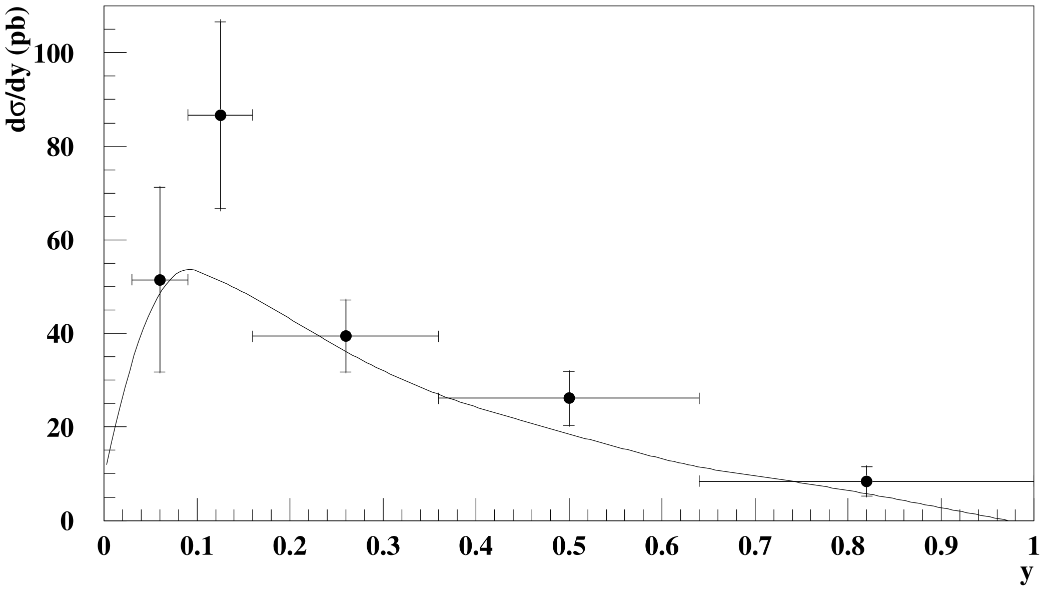


Abbildung 8.6: *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$*. Die Punkte (●) zeigen das Ergebnis dieser Analyse. Der eingezeichnete Fehler bis zu den Querstrichen ist der statistische Fehler. Der Fehlerbalken darüber hinaus zeigt den Gesamtfehler, zu dem der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert werden. Die eingezeichnete Kurve stellt die Vorhersage des Standardmodells dar.*

y	0.03 – 0.09	0.09 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 0.64	0.64 – 1.0
$\langle y \rangle$	0.061	0.124	0.251	0.481	0.754
N_{CC}	11	28	43	32	11
N_{mig}	13.5	33.6	43.7	36.9	14.0
N_{eff}	19.8	38.8	50.5	46.9	19.4
$\mathrm{d}\sigma^{exp}/\,\mathrm{d}y$ (pb)	52	87	39.5	26.2	8.4
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[stat.] (pb)	20	20	7.7	5.8	3.1
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[syst.] (pb)	2.8	4.7	2.2	1.9	1.4
$\mathrm{d}\sigma^{th}/\,\mathrm{d}y$ (pb)	50.5	51.6	36.2	18.7	5.5

Tabelle 8.7: *Differentielle Wirkungsquerschnitte* $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$*. Angegeben sind das mittlere* y*, die Anzahl der beobachteten Ereignisse* N_{CC}*, die Anzahl der Ereignisse unter Berücksichtigung der Migrationen* N_{mig} *und zusätzlich der Selektionseffizienz* N_{eff}*, der gemessene Wirkungsquerschnitt, der statistische und der systematische Fehler, sowie die theoretische Vorhersage für jeden* y*-Bereich.*

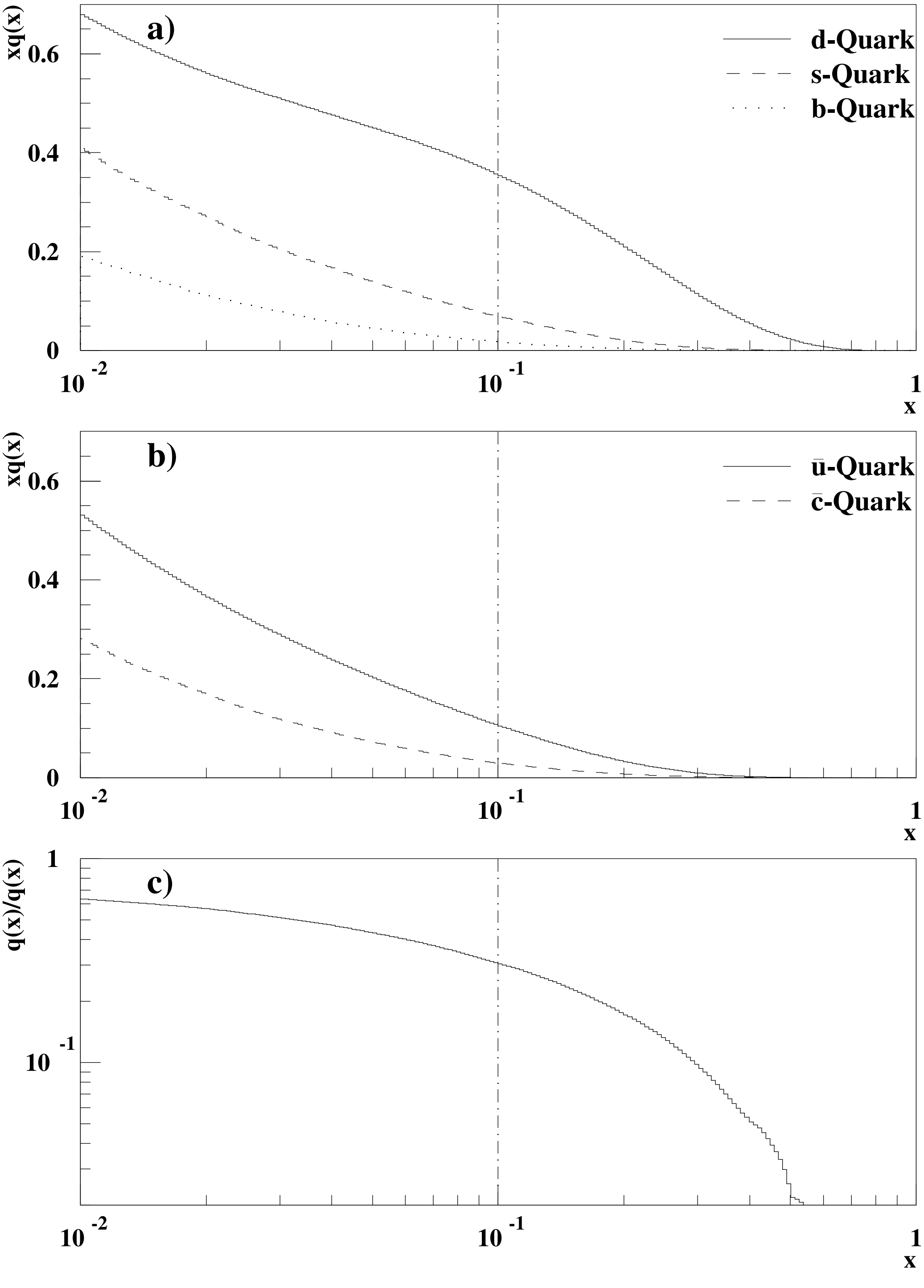


Abbildung 8.7: *Quarkdichten der an der Reaktion des geladenen Stroms beteiligten Quarks a) und Antiquarks b) als Funktion von* x. *c) zeigt das Verhältnis von Antiquarks zu Quarks. Eingezeichnet ist jeweils auch der Schnitt bei* $x = 0.1$.

der Quarkdichten. Im Bereich $x > 0.1$ ist die Quarkdichte durch den d-Valenzquark Beitrag wesentlich größer als die der Antiquarks. Im Meßbereich unterhalb von $x = 0.1$ ist dagegen die Antiquarkdichte etwa gleich hoch wie die Quarkdichte.

Durch einen Schnitt $x > 0.1$ werden Ereignisse ausgewählt bei denen mit hoher Wahrscheinlichkeit das W-Boson mit einem d-Quark wechselwirkt. Das Standardmodell sagt für diesen Bereich aufgrund des Faktors $(1 - y)^2$ eine starke Variation des differentielle Wirkungsquerschnitt dσ/ dy voraus. Im Bereich $x < 0.1$ ist der Anteil der Ereignisse mit Antiquarkstreuung wesentlich höher, so daß eine wesentlich schwächere Variation vorhergesagt wird.

y		$x < 0.1$			$x > 0.1$		
		0.03 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 1.0	0.03 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 1.0
Energieskala	nominell	.952	.857	.689	.589	.785	.800
	+4%	.911	.840	.701	.603	.841	.977
	−4%	.983	.868	.664	.570	.728	.640
systematischer Fehler [%]		3.8	1.6	2.7	2.8	7.2	21

Tabelle 8.8: *Die Vektorentfaltungsfaktoren unter Berücksichtigung der Selektionseffizienz für die 3 y-Bins in den beiden x-Bereichen bei einer Variation der Energieskala des LAr-Kalorimeters um ±4% und die daraus bestimmte Abschätzung des systematischen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unsicherheit in der Energieskala.*

Aus den beobachteten Ereignissen wird durch Matrixinversion der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt. Die statistischen und systematischen Fehler wurden analog der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts dσ/ dy bestimmt. In Tabelle 8.8 sind die Vektorentfaltungsfaktoren zur Bestimmung des systematischen Fehlers aufgrund der 4%-igen Unsicherheit in der Energieskala des Kalorimeters aufgeführt.

Abbildung 8.8 zeigt die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte (●) in den beiden x-Bereichen im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells (eingezeichnete Kurven).

Die Messung zeigt deutlich, daß im Bereich $x > 0.1$ ein steiler Abfall des Wirkungsquerschnitts zu hohen y beobachtet wird. Im Bereich $x < 0.1$ ist der Verlauf wesentlich flacher. Diese Messung bestätigt damit die unterschiedliche Helizitätskonfiguration bei der Streuung von Positronen an Quarks und Antiquarks.

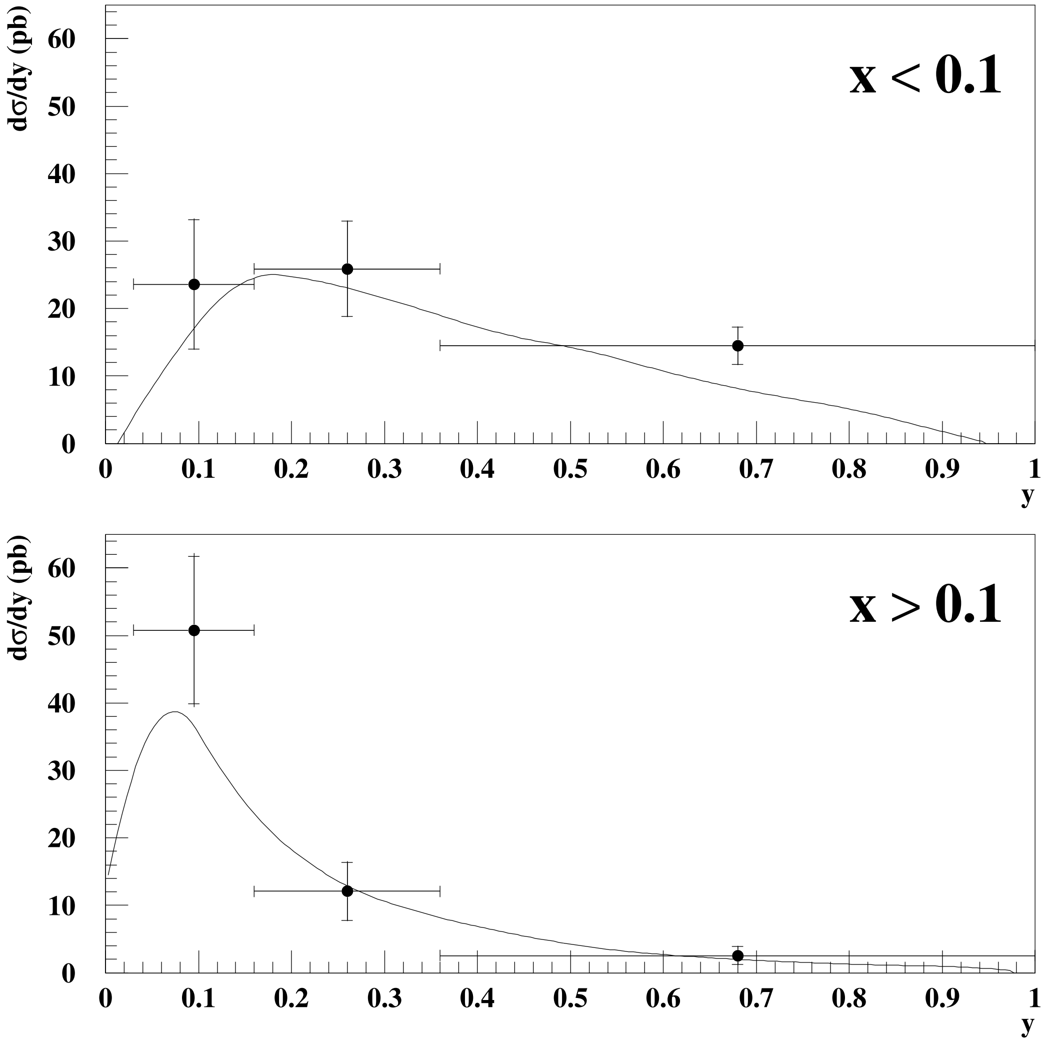


Abbildung 8.8: *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ *in zwei verschiedenen* x*-Bereichen. Die Punkte (●) zeigen das Ergebnis dieser Analyse. Der eingezeichnete Fehler bis zu den Querstrichen ist der statistische Fehler. Der Fehlerbalken darüber hinaus zeigt den Gesamtfehler, zu dem der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert werden. Die eingezeichnete Kurve stellt die Vorhersage des Standardmodells dar.*

y , $x < 0.1$	0.03 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 1.0
$\langle y \rangle$	0.11	0.26	0.56
N_{CC}	16	29	35
N_{mig}	17.1	28.1	43.5
N_{eff}	19.6	33.1	59.3
$\mathrm{d}\sigma^{exp}/\mathrm{d}y$ (pb)	23.6	25.9	14.5
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[stat.] (pb)	9.6	7.0	2.7
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[syst.] (pb)	1.6	1.5	0.87
$\mathrm{d}\sigma^{th}/\mathrm{d}y$ (pb)	16.4	22.6	8.6

y , $x > 0.1$	0.03 – 0.16	0.16 – 0.36	0.36 – 1.0
$\langle y \rangle$	0.087	0.244	0.55
N_{CC}	23	13	9
N_{mig}	31.8	14.4	9.1
N_{eff}	42.2	15.5	10.5
$\mathrm{d}\sigma^{exp}/\mathrm{d}y$ (pb)	51	12.1	2.6
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[stat.] (pb)	11	4.3	1.3
$\Delta\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y}$[syst.] (pb)	3.1	1.1	0.56
$\mathrm{d}\sigma^{th}/\mathrm{d}y$ (pb)	34.8	13.6	2.7

Tabelle 8.9: *Differentielle Wirkungsquerschnitte* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ *für* $x < 0.1$ *und* $x > 0.1$. *Angegeben sind das mittlere* y*, die Anzahl der beobachteten Ereignisse* N_{CC}*, die Anzahl der Ereignisse unter Berücksichtigung der Migrationen* N_{mig} *und zusätzlich der Selektionseffizienz* N_{eff}*, der gemessene Wirkungsquerschnitt, der statistische und der systematische Fehler, sowie die theoretische Vorhersage für jeden* y*-Bereich.*

9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion $e^+p \rightarrow \bar{\nu}X$ (wobei X einen beliebigen hadronischen Endzustand bezeichnet) in der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung untersucht. Die Daten wurden in den Jahren 1994 und 1995 mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring aufgezeichnet.

Das in der Reaktion enstehende Antineutrino wird nicht direkt im Detektor nachgewiesen. Die Aufzeichnung der Ereignisse erfolgt daher durch den hadronischen Endzustand. Der Trigger des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr) übernimmt dabei die Hauptaufgabe. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine auf dem Verständnis der Triggerelektronik basierende Simulation entwickelt. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß das Rauschen der Triggerelektronik durch das thermische Rauschen der Kalorimeterzellen dominiert ist. In der Simulation wird dieses thermische Rauschen nachgebildet. Es wurde gezeigt, daß die Simulation den Trigger gut beschreibt.
Die Simulation wurde verwendet, um die verschiedenen Schwellen des Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms (E_t^{miss}-Trigger) optimal zu konfigurieren. Es wurde gezeigt, daß es günstig ist, Rauschsignale schon auf einer möglichst frühen Stufe vor der Summation der analogen Signale zu eliminieren. Die Schwellen des LAr-Triggers wurden in Abhängigkeit des in den jeweiligen Zellen gemessenen Rauschens gesetzt. Mit dieser neuen Konfiguration wurde die Triggerrate bei gleichbleibender Effizienz des Triggers für Ereignisse des geladenen Stroms erheblich vermindert und eine deutlich verbesserte Stabilität des Triggers erreicht.
Nach der Datennahme im Jahr 1996 sollen in den elektromagnetischen Teil des zentralen Kalorimeters neue, rauscharme Vorverstärker eingebaut werden. Zusätzlich wird die Elektronik zum Anlegen der analogen Schwellen so verbessert, daß dann für den hadronischen und den elektromagnetischen Teil getrennte Schwellen verwendet werden können. Untersuchungen, die mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulation durchgeführt wurden, zeigen, daß die Effizienz des Triggers, insbesondere bei niedrigen Energien, damit erheblich verbessert werden kann.

Ein zentraler Punkt bei der Messung von Wirkungsquerschnitten ist die Bestimmung der Effizienz, mit der die Ereignisse selektiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Methode, die Effizienz aus Daten zu bestimmen, gegenüber den bisherigen Arbeiten erweitert. Die Effizienz wird aus Ereignissen des neutralen Stroms, bei denen alle Signale des gestreuten Positrons ignoriert werden (*Pseudo*CC-Ereignisse), gewonnen. In dieser Analyse wurden sämtliche Trigger- und Selektionseffizienzen aus *Pseudo*CC-Ereignissen, und nicht aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Der Vorteil dieser Methode besteht in der Tatsache, daß viele Detektoreffekte in der Simulation nur näherungsweise beschrieben werden, und damit die Bestimmung der Effizienz auch nur im Rahmen dieser Näherungen erfolgen kann. Die Gesamteffizienz wurde in zwei Dimensionen (Streuwinkel und Energie des Strom-Jets) parametrisiert. Der systematische Fehler der Bestimmung der Effizienz wurde auf 5% abgeschätzt und ist durch die Anzahl der NC-Ereignisse begrenzt.

In der vorliegenden Arbeit wurde der totale Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms für einen Transversalimpuls des Antineutrinos von $p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Damit wurde der bisher bei H1 untersuchte kinematische Bereich vergrößert, insbesondere wurde die Analyse zu kleineren Bjorken-x ausgedehnt. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts, die auf 127 Ereignissen beruht, ergibt:

$$\sigma(e^+p \to \bar{\nu}_e\,X\,|\,p_\perp^\nu > 20\,\mathrm{GeV}) = 26.9 \pm 2.4\ (\mathrm{stat.}) \pm 1.8\ (\mathrm{syst.})\,\mathrm{pb}$$

Das Ergebnis ist innerhalb der ermittelten Fehler konsistent mit der Vorhersage des Standardmodells.

Auch die Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$, $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}x$, $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ sind in Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Die Fehler der Messungen sind durch den statistischen Fehler dominiert.

Aus dem totalen Wirkungsquerschnitt und der differentiellen Verteilung $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}Q^2$ wurde mittels einer Extended Likelihood Analyse die Masse des ausgetauschten virtuellen W-Bosons M_W bestimmt:

$$M_W = 91\ ^{+9}_{-8}\ (\mathrm{stat.})\ ^{+8}_{-7}\ (\mathrm{syst.})\ \ \mathrm{GeV}$$

Die gemessene Masse des virtuellen Austauschteilchens stimmt innerhalb der Fehler mit der eines reellen W-Bosons, die in $p\bar{p}$-Kollisionen gemessen wird, überein.

Die differentielle Verteilung $\mathrm{d}\sigma/\,\mathrm{d}y$ wurde in zwei Bereichen von Bjorken-x bestimmt. Die Abnahme des Wirkungsquerschnitts bei hohen y ist im Bereich $x > 0.1$ wesentlich deutlicher als für $x < 0.1$. Das Standardmodell sagt eine unterschiedliche y-Verteilung für die Streuung von Positronen an Quarks und Antiquarks voraus. Durch die unterschiedliche Spinkonstellation ist die Streuung an Quarks bei hohen y unterdrückt, während dies bei Antiquarks nicht der Fall ist. Im Bereich $x > 0.1$ findet die Streuung fast ausschließlich an Valenzquarks des Protons, in $x < 0.1$ an See-(anti-)quarks, statt. Die Messung ist innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Weitere, quantitative Untersuchungen der Spinstruktur können erfolgen, wenn eine größere Anzahl von Ereignissen zur Verfügung steht.

Zusammenfassend zeigen die Analysen der vorliegen Arbeit, daß HERA ein hohes Potential zur Untersuchung elektroschwacher Prozesse bietet. Die geringe Statistik erlaubt jedoch zur Zeit zum Teil nur qualitative Aussagen. Quantitative Messungen mit höherer Präzision können erst bei einer deutlichen Steigerung der Luminosität erwartet werden.

Anhang A Transfermatrizen

Im folgenden sind die Transfermatrizen zur Entfaltung der differentiellen Wirkungsquerschnitte aufgeführt. Die Summe über alle Zeilen einer Spalte von $\hat{\boldsymbol{T}}$ ist nicht 1, da neben den Migrationen in der kinematischen Variable (x, y, Q^2) auch die Migrationen am V-Schnitt berücksichtigt werden. Die Abweichung von 1 ergibt die Nettowanderung über den V-Schnitt.
In den Matrizen $\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}$ wird zusätzlich jedes Monte-Carlo Ereignis mit $g_i^{MC}(V, \theta)$ gewichtet, um die Selektionseffizienz zu berücksichtigen.

$$\hat{\boldsymbol{T}}^{Q^2} = \begin{pmatrix} .644 & .351 & .051 & .011 & .004 \\ .065 & .482 & .330 & .046 & .013 \\ .009 & .096 & .473 & .298 & .039 \\ .002 & .016 & .098 & .532 & .306 \\ .001 & .004 & .019 & .087 & .592 \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}^{x} = \begin{pmatrix} .469 & .159 & .010 & .003 & .001 & .000 \\ .158 & .631 & .206 & .011 & .002 & .005 \\ .011 & .069 & .658 & .283 & .023 & .000 \\ .004 & .007 & .032 & .626 & .442 & .084 \\ .002 & .001 & .003 & .014 & .452 & .589 \\ .001 & .001 & .001 & .001 & .004 & .129 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}^{y} = \begin{pmatrix} .634 & .078 & .001 & .000 & .000 \\ .109 & .717 & .058 & .000 & .001 \\ .026 & .100 & .796 & .124 & .003 \\ .009 & .009 & .052 & .726 & .199 \\ .002 & .002 & .001 & .057 & .642 \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}^{y,x<0.1} = \begin{pmatrix} .593 & .048 & .000 \\ .089 & .740 & .090 \\ .015 & .046 & .722 \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}^{y,x>0.1} = \begin{pmatrix} .698 & .055 & .000 \\ .041 & .738 & .044 \\ .004 & .054 & .664 \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}{}^{Q^2} = \begin{pmatrix} .505 & .277 & .039 & .008 & .002 \\ .052 & .400 & .269 & .034 & .009 \\ .007 & .078 & .400 & .248 & .030 \\ .002 & .013 & .081 & .459 & .259 \\ .001 & .003 & .015 & .073 & .514 \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}{}^{x} = \begin{pmatrix} .309 & .111 & .007 & .002 & .000 & .000 \\ .120 & .519 & .175 & .009 & .002 & .004 \\ .008 & .057 & .575 & .239 & .019 & .000 \\ .003 & .005 & .027 & .525 & .330 & .060 \\ .001 & .001 & .002 & .013 & .347 & .398 \\ .001 & .001 & .001 & .000 & .004 & .096 \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}{}^{y} = \begin{pmatrix} .454 & .062 & .001 & .000 & .000 \\ .091 & .616 & .050 & .000 & .001 \\ .023 & .088 & .689 & .099 & .002 \\ .007 & .007 & .043 & .577 & .147 \\ .001 & .001 & .001 & .044 & .477 \end{pmatrix} \tag{A.8}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}{}^{y,x<0.1} = \begin{pmatrix} .518 & .042 & .000 \\ .078 & .620 & .070 \\ .011 & .036 & .540 \end{pmatrix} \tag{A.9}$$

$$\hat{\boldsymbol{T}}_{\boldsymbol{eff}}{}^{y,x>0.1} = \begin{pmatrix} .532 & .047 & .000 \\ .037 & .665 & .040 \\ .004 & .049 & .578 \end{pmatrix} \tag{A.10}$$

Anhang B Korrelationsmatrizen

Die Korrelationsmatrizen der Entfaltungen des Abschnitts 8 sind hier aufgeführt. Sie enthalten die Korrelationen zwischen den statistischen Fehlern. Der systematische Fehler aus der Unsicherheit der Energieskala, der Effizienzbestimmung, und der Luminositätsmessung wird für jeden Bereich bestimmt und ist hier nicht enthalten.

$$\mathcal{C}_{ij}^{Q^2} = \begin{pmatrix} 1.0 & -0.67 & 0.40 & -0.17 & 0.05 \\ & 1.0 & -0.69 & 0.31 & -0.09 \\ & & 1.0 & -0.60 & 0.18 \\ & & & 1.0 & -0.50 \\ & & & & 1.0 \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

$$\mathcal{C}_{ij}^{x} = \begin{pmatrix} 1.0 & -0.54 & 0.15 & -0.04 & 0.01 & -0.16 \\ & 1.0 & -0.39 & 0.11 & -0.04 & -0.04 \\ & & 1.0 & -0.42 & 0.17 & -0.41 \\ & & & 1.0 & -0.47 & 0.41 \\ & & & & 1.0 & 0.90 \\ & & & & & 1.0 \end{pmatrix} \tag{B.2}$$

$$\mathcal{C}_{ij}^{y} = \begin{pmatrix} 1.0 & -0.27 & 0.03 & 0.0 & 0.0 \\ & 1.0 & -0.20 & 0.02 & 0.0 \\ & & 1.0 & -0.22 & 0.05 \\ & & & 1.0 & -0.30 \\ & & & & 1.0 \end{pmatrix} \tag{B.3}$$

$$\mathcal{C}_{ij}^{y,x<0.1} = \begin{pmatrix} 1.0 & -0.178 & 0.004 \\ & 1.0 & -0.179 \\ & & 1.0 \end{pmatrix} \tag{B.4}$$

$$\mathcal{C}_{ij}^{y,x>0.1} = \begin{pmatrix} 1.0 & -0.140 & 0.002 \\ & 1.0 & -0.135 \\ & & 1.0 \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

Literaturverzeichnis

[1] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β-Strahlen. *Z. Phys.*, **88**, page 161, 1934.

[2] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.*, **104**, page 254, 1956.

[3] C.S. Wu et al. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, **105**, page 1413, 1957.

[4] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the Fermi Interaction. *Phys. Rev.*, **109**, page 193, 1958.

[5] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, **22**, pages 579–588, 1961.

[6] A. Salam. Elementary Particle Theory. Almqvist, 1968.

[7] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, pages 1264–1266, 1967.

[8] D. Haidt and H. Pietschmann. Electroweak Interactions: Experimental Facts and Theoretical Foundation. *Landolt-Börnstein. New Series, 1/10.* Springer, Berlin, Germany, 1988.

[9] F. J. Hasert et al. Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering. *Phys. Lett.*, **B 46**, pages 121–124, 1973.

[10] C. Rubbia. Discovery of W^+, W^- and Z^0 Bosons. In *Pisa 1984, Proceedings, Old and New Problems in Fundamental Physics*, pages 55–107, 1984.

[11] CDF Collaboration, F. Abe et al. A Measurement of the W Boson Mass. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, pages 2243–2246, 1990.

[12] UA2 Collaboration, J. Alitti et al. An Improved Determination of the Ratio of W and Z Masses at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys. Lett.*, **B 276**, pages 354–364, 1992.

[13] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al. Z Production Cross-Sections and Lepton Pair Forward - Backward Asymmetries. *Z. Phys.*, **C 62**, pages 539–550, 1994.

[14] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 Detector at HERA. DESY Report DESY-93-103, DESY, 1993.

[15] ZEUS Collaboration. The ZEUS detector: Status report 1993.

[16] H1 Collaboration, T. Ahmed et al. First Measurement of the Charged Current Cross-Section at HERA. *Phys. Lett.*, **B 324**, pages 241–248, 1994.

[17] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Measurement of Charged and Neutral Current e^-p Deep Inelastic Scattering Cross-Sections at high Q^2. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, pages 1006–1011, 1995.

[18] H1 Collaboration, S. Aid et al. Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Sections in $e^{\pm}p$ Scattering at HERA. *hep-ex*, (9603009), 1996.

[19] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al. Study of Charged-Current ep Interactions at $Q^2 > 200 GeV^2$ with the ZEUS Detector at HERA. *hep-ex*, (9606014), 1996.

[20] H1 Collaboration, S. Aid et al. The Gluon Density of the Proton at low x from a QCD Analysis of F2. *Phys. Lett.*, **B 354**, pages 494–505, 1995.

[21] H1 Collaboration, S. Aid et al. A Direct Determination of the Gluon Density in the Proton at low x. *Nucl. Phys.*, **B 449**, pages 3–24, 1995.

[22] H1 Collaboration, I. Ahmet et al. A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys.*, **B 439**, pages 471–502, 1995.

[23] H1 Collaboration, S. Aid et al. A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA. *Nucl. Phys.*, **B 470**, pages 3–40, 1996.

[24] H1 Collaboration, S. Aid et al. Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collisions at HERA. *Z. Phys.*, **C 70**, pages 17–30, 1996.

[25] H1 Collaboration, S. Aid et al. Energy Flow in the Hadronic Final State of Diffractive and Non-Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA. *Z. Phys.*, **C 70**, pages 609–620, 1996.

[26] H1 Collaboration, S. Aid et al. A Search for Leptoquarks at HERA. *Phys.Lett.*, **B 369**, pages 173–185, 1996.

[27] H1 Collaboration, S. Aid et al. A Search for Squarks of Rp-Violating SUSY at HERA. *hep-ex*, (9604006), 1996.

[28] H1 Collaboration, S. Aid et al. A Search for Selectrons and Squarks at HERA. *hep-ex*, (9605002), 1996.

[29] Richard P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pages 1415–1417, 1969.

[30] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, **179**, pages 1547–1553, 1969.

[31] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey. Gauge Theories in Particle Physics. *Graduate student series in physics.* Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, second edition, 1989.

[32] Francis Halzen and Alan D. Martin. QUARKS AND LEPTONS: An Indroductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & sons, 1984.

[33] H1 Collaboration, I. Abt et al. Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the low x Region at HERA. *Nucl. Phys.*, **B 407**, pages 515–535, 1993.

[34] H1 Collaboration, I. Abt et al. Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at small x. *Phys. Lett.*, **B 321**, pages 161–167, 1994.

[35] D. Bardin et al. Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects. In W. Buchmüller and G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 2, pages 923–946. DESY, october 1991.

[36] C. G. Callan and David J. Gross. High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, page 156, 1969.

[37] Roger Barlow. Jets in High-Energy Interactions. *Rept. Prog. Phys.*, **56**, pages 1067–1144, 1993.

[38] S. Bentvelsen et al. Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA. In W. Buchmüller and G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pages 23–41. DESY, october 1991.

[39] A. Blondel and F. Jacquet. Detectors for Charged Current Events. In U.Amaldi, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, page 377. DESY, 1979.

[40] D.R.C. Kelly et al. The Electron Beam Lifetime Problem in HERA. In *Reports at the 1995 Particle Accelerator Conference PAC95*, number DESY M-95-08. DESY, 1995.

[41] B. H. Wiik. HERA Status. In W. Buchmüller and G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pages 1–22. DESY, october 1991.

[42] J. Bürger et al. The Central Jet Chamber of the H1 Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 279**, page 217, 1989.

[43] S. Egli et al. The Central Inner z Drift Chamber of the H1 Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 283**, page 487, 1989.

[44] K. Müller et al. Construction and Performance of a Thin Cylindrical Multiwire Proportional Chamber with Cathode Pad Readout for the H1 Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 312**, page 457, 1992.

[45] Mattias Ruffer. Implementierung des Silizium-instrumentierten PLUG-Kalorimeters in den H1-Detektor. Dissertation, Universität Hamburg, 1992.

[46] J. Ban et al H1 BEMC Group. The H1 Backward Calorimeter BEMC and its inclusive Electron Trigger. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 372**, pages 399–414, 1996.

[47] T. Nicholls et al H1 SPACAL Group. Performance of an Electromagnetic Lead / Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 374**, pages 149–156, 1996.

[48] T.-D. Appuhn et al H1 SPACAL Group. H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter : the Hadronic Section. DESY Report DESY-96-013, DESY, 1996.

[49] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. The H1 Liquid Argon Calorimeter System. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 336**, pages 460–498, 1993.

[50] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Electron / Pion Separation with the H1 LAr Calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 344**, pages 492–506, 1994.

[51] Hans-Peter Wellisch et al. Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques. Technical Report MPI-PhE/94-03, MPI für Physik, 1994.

[52] Josef-Peter Kubenka. Untersuchungen zum hadronischen Endzustand in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung am HERA-Speicherring. Dissertation, TU München, 1995.

[53] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 336**, pages 499–509, 1993.

[54] H. Bethe and W. Heitler. On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proc. Roy. Soc.*, **A 146**, page 83, 1934.

[55] N. Gogitidze and S. Levonian. An Offline Luminosity Determination for the H1 e^+p Data. H1–Note H1-01/96-471, DESY, 1996.

[56] Andreas Gruber. Neuronale Netzwerke als L2-Trigger im H1-Experiment. Diplomarbeit, LMU München, 1992.

[57] Jürgen Möck. Einsatz neuronaler Netze als intelligenter Trigger im H1-Experiment. Diplomarbeit, TU München, 1994.

[58] Dirk Goldner. Online-Datenaufbereitung für die Hardwarerealisierung eines künstlichen neuronalen Netzwerkes als Level-2 Trigger im H1-Experiment. Dissertation, Universität Dortmund, 1996.

[59] J. C. Bizot et al. Hardware Study for a Topological Level 2 Trigger. H1–Note H1-09/92-240, DESY, 1992.

[60] Dominik Westner. Ein neuronaler Netzwerktrigger für die Produktion von J/Ψ-Teilchen in ep-Streuung ($J/\Psi \rightarrow e^+e^-$). Diplomarbeit, LMU München, 1996.

[61] Tobias Zobel. Neuronale Netzwerke als Trigger für die J/Ψ-Produktion in ep-Kollisionen am Beispiel des Zerfalls $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Diplomarbeit, LMU München, 1996.

[62] G. Grindhammer et al. The First Level LAr Trigger Physics Requirement. H1–Note H1-TR-301, DESY, 1987.

[63] T. Carli et al. Performance of the H1 LAr Trigger in 1994. H1–Note H1-07/95-445, DESY, 1995.

[64] T. Carli. Persönliche Mitteilung.

[65] A. Pieuchot and C. Vallée J. Marks. Pile-up Energy Detection using the Liquid Argon Big Tower Timing Information. H1–Note H1-01/95-423, DESY, 1995.

[66] Felix Sefkow. Calibration of the H1-LAr Calorimeter Trigger Analog Thresholds. H1–Note H1-10/94-394, DESY, 1994.

[67] G. A. Schuller and H. Spiesberger. DJANGO: The Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO. In W. Buchmüller and G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pages 1419–1432. DESY, october 1991.

[68] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H. J. Mohring. HERACLES: An Event Generator for *ep* Interactions at HERA Energies including Radiative Processes: Version 1.0. *Comput. Phys. Commun.*, **69**, page 155, 1990.

[69] Mats Bengtsson and Torbjorn Sjostrand. Parton Showers in Leptoproduction Events. *Z. Phys.*, **C 37**, page 465, 1988.

[70] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, **B 126**, pages 298–318, 1977.

[71] G. Ingelman. LEPTO Version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering. In W. Buchmüller and G. Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pages 1366–1394. DESY, october 1991.

[72] Bo Andersson, Gosta Gustafson, Leif Lonnblad, and Ulf Pettersson. Coherence Effects in Deep Inelastic Scattering. *Z. Phys.*, **C 43**, page 625, 1989.

[73] Leif Lonnblad. ARIADNE Version 4: A Program for Simulation of QCD Cascades implementing the Color Dipole Model. *Comput. Phys. Commun.*, **71**, page 15, 1992.

[74] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, **97**, page 31, 1983.

[75] Torbjorn Sjöstrand. PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual.

[76] G. Marchesini and B. R. Webber. Simulation of QCD Jets including Soft Gluon Interference. *Nucl. Phys.*, **B 238**, page 1, 1984.

[77] G. Marchesini et al. HERWIG: A Monte Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons. Version 5.1 - April 1991. *Comput. Phys. Commun.*, **67**, page 465, 1991.

[78] Michael Kuhlen. Hadronic Final States in Deep Inelastic Scattering. Technical Report MPI-PhE/95-19, MPI für Physik, 1995.

[79] André Schöning. Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen W-Bosonen am H1-Detektor bei HERA. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[80] V. Blobel. Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments. In *Proc. 1984 CERN School of Computing in Aiguablava, Spain*, number CERN 85-09, pages 88–127, 1984.

[81] G. Zech. Comparing Statistical Data to Monte Carlo Simulation: Parameter Fitting and Unfolding. DESY Report DESY-95-113, DESY, 1995.

[82] L. Lindemann and G.Zech. Unfolding by Weighting Monte Carlo Events. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 354**, pages 516–521, 1995.

[83] Günter Martin. Analyse der Struktur des Protons bei hohem Q^2. Dissertation, Universität Hamburg, in Vorbereitung.

[84] F. James. MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual. *CERN Program Library Long Writeup D506*, version 94.1 edition, 1994.

[85] G. A. Erskine. Error Function and Normal Frequency Function. *CERN Program Library Short Writeup C300*, 1989.

[86] Lars Büngener. Description of LBCOSM-Finder. available on WWW-page of the H1-eweak group, 1995.

[87] André Schöning. Description of ASCOSM-Finder. available on WWW-page of the H1-eweak group, 1995.

[88] Stefan Riess. Description of Halo-Finders. available on WWW-page of the H1-eweak group, 1995.

[89] Karsten Rüter. Messung des geladenen Stroms bei Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring. Diplomarbeit, LMU München, 1993.

[90] H1 Collaboration, S. Aid et al. Measurement of the Total Photon-Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy. *Z.Phys.*, **C 69**, pages 27–38, 1995.

[91] H1 Collaboration, S. Aid et al. Measurement of the e^+ and e^- induced Charged Current Cross-Section at HERA. *Z. Phys.*, **C 67**, pages 565–576, 1995.

[92] G. Martin. Persönliche Mitteilung.

[93] A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. G. Roberts. Parton Distributions of the Proton. *Phys. Rev.*, **D 50**, pages 6734–6752, 1994.

[94] Michael Flieser. Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $e^+p \to \bar{\nu}_e X$ am Elektron/Positron-Proton-Speicherring HERA. Dissertation, TU München, 1996.

[95] André Schöning. Persönliche Mitteilung.

[96] Roger Barlow. Extended maximum likelihood. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A 297**, pages 496–506, 1990.

[97] M. Aguilar-Benitez et al Particle Data Group. Review of Particle Properties. *Phys. Rev.*, **D 50**, pages 1173–1823, August 1994.

Danksagung

Diese Arbeit wurde innerhalb der H1-Gruppe des Max-Planck-Institus für Physik in München angefertigt.
Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für viele interessante und anregende Diskussionen, nicht nur zu physikalischen Fragestellungen, die stets in einer freundlichen und harmonischen Atmosphäre stattfanden und so eine angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit ermöglichten.

Meinem Doktorvater, Herrn Priv. Doz. Dr. Christian Kiesling, gilt mein Dank für die Vergabe dieser Arbeit und die vielen Diskussionen, die es mir ermöglichten, die Geheimnisse des LAr-Triggers wenigstens teilweise zu verstehen.

Der Max-Planck-Gesellschaft und Herrn Prof. Dr. Gerd Buschhorn möchte ich für die Vergabe des Stipendiums und der Finanzierung meiner zahlreichen Dienstreisen danken.

Nicht unerwähnt bleiben sollen auch Dr. Tancredi Carli und Dr. Jobst H. Köhne. Nur durch die intensive Zusammenarbeit mit ihnen, ist es möglich gewesen ein so gutes Verständnis des LAr-Triggers zu erhalten.

Allen Mitglieder der “H1-Eweak”-Arbeitsgruppe, insbesondere Michael Flieser und Günter Martin, danke ich für die angenehme Zusammenarbeit bei der Lösung der zahlreichen Probleme und Fragen in Zusammenhang mit der Selektion und Analyse der Daten.

Meinen Eltern will ich für die Unterstützung während der Promotion danken.

Curriculum vitae

Persönliche Daten:

Name:	Karsten Rüter
Geburtsdatum:	3. Januar 1969
Geburtsort:	Bochum

Schulausbildung:

1976 – 1980	Grundschule in Witten-Buchholz
1980 – 1988	Hardenstein Gymnasium in Witten
8. Juni 1988	Abitur

Hochschulausbildung:

WS 1988/89 – WS 1993/94	Studium der Physik (Diplom) an der LMU München
Okt. 1992 – Okt. 1993	Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Physik Thema der Diplomarbeit: Messung des geladenen Stroms bei Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring
1. Feb. 1994	Abschluß: Diplom-Physiker (Univ.)
Seit 1. Nov. 1993	Promotions-Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. am Institut für Physik