

hat ausgegeben

Interner Bericht
DESY F35D-94-10
Oktober 1994

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	13 OKT. 1994	
Accessions:		
Leihfrist:		
Loan period:		

**Messung von Reaktionen
des geladenen Stromes $e p \rightarrow \nu X$
mit dem ZEUS-Detektor**

von

S. Nickel

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

***Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser***

Messung von Reaktionen
des geladenen Stromes $ep \rightarrow \nu X$
mit dem ZEUS-Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Stefan Nickel ✓
aus Hamburg

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. B. Naroska

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. W. Bartel

Datum der Disputation 29. Spetember 1994

Sprecher des
Fachbereichs Physik
und Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

At the HERA storage ring the charged current process in deep inelastic ep-scattering can be observed for the first time. The selection of the events is based on the large missing transverse momentum P_t , because the outgoing neutrino is not observed. With the 1993 data, based on an integrated luminosity of 528 nb^{-1} at ZEUS, 23 events with a transverse momentum of $P_t > 10 \text{ GeV}$ could be identified. The cross section is $\sigma(P_t > 10 \text{ GeV}) = 60 \pm 13(\text{stat.}) \pm 6(\text{syst.}) \text{ pb}$, which should be compared with the theoretical prediction of 63 pb.

Kurzzusammenfassung

Am HERA Speicherring kann erstmals der Prozeß des geladenen Stromes in der tiefinelastischen ep-Streuung beobachtet werden. Die Selektion der Reaktionen erfolgt anhand des großen fehlenden transversalen Impulses P_t , da das auslaufende Neutrino nicht beobachtet wird. Aus den 1993 mit dem ZEUS-Detektor genommenen Daten mit einer integrierten Luminosität von 528 nb^{-1} konnten 23 Reaktionen mit einem transversalen Impuls von $P_t > 10 \text{ GeV}$ nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist $\sigma(P_t > 10 \text{ GeV}) = 60 \pm 13(\text{stat.}) \pm 6(\text{syst.}) \text{ pb}$ und zu vergleichen mit der theoretischen Vorhersage von 63 pb.

Inhalt

1	Einleitung	2
2	ZEUS-Detektor	4
2.1	Zentrale Spurkammer	7
2.2	Vertexkammer	9
2.3	Uran-Szintillator-Kalorimeter	10
2.4	Luminositätsmessung	14
3	Der Prozeß des geladenen Stromes	17
3.1	Kinematik	17
3.2	Wirkungsquerschnitt	20
3.3	Ereignissimulation	23
4	Selektion der Ereignisse	28
4.1	Trigger	28
4.1.1	Erste Triggerstufe	30
4.1.2	Zweite Triggerstufe	35
4.1.3	Dritte Triggerstufe	36
4.2	Offline Selektion	40
4.3	Untergrund	52
4.3.1	Prozeß des neutralen Stromes	52
4.3.2	Photoproduktion	55
4.3.3	Myonen	59
4.3.4	Proton-Gas-Ereignisse	61
4.4	Zusammenfassung der Selektion	66
5	Messung des Wirkungsquerschnittes	67
5.1	Entfaltungsmethode	67
5.1.1	Rekonstruktion der kinematischen Variablen	68
5.1.2	Akzeptanz	70
5.1.3	Systematische Fehler	75
5.2	Resultat	81
6	Zusammenfassung	89
	Literaturverzeichnis	91

1 Einleitung

Seit April 1992 werden am HERA Speicherring Kollisionen von Elektronen mit Protonen beobachtet. Dazu werden die Elektronen auf eine Energie von 26.7 GeV beschleunigt und die Protonen auf 820 GeV. Die Schwerpunktsenergie ist 296 GeV und somit ungefähr eine Größenordnung höher als bei den bisherigen Lepton-Hadron Experimenten. Deshalb ist es bei HERA zum erstenmal möglich, mit den Detektoren H1 und ZEUS die Wechselwirkung von Elektronen und Protonen mit Impulsüberträgen bis zu $Q^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$ zu beobachten. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, eine Vielzahl von physikalischen Aspekten zu untersuchen. Diese reichen von dem Bereich der starken und elektroschwachen Wechselwirkung bis hin zur „exotischen“ Physik, wie die Suche nach neuen Teilchen (Leptoquarks, SUSY Teilchen, usw.). Eine detaillierte Beschreibung der möglichen Physik kann in [1, 2] gefunden werden.

Ein sehr wichtiges Gebiet der Physik bei HERA ist die Untersuchung von Reaktionen der tiefunelastischen ep-Streuung (DIS) mit Impulsüberträgen von $Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$. In niedrigster Ordnung kann die Wechselwirkung von Elektron und Proton als Austausch eines Eichbosons betrachtet werden. Dabei wird die Reaktion der tiefunelastischen ep-Streuung in zwei Klassen unterteilt. Im Fall von einem γ - oder Z^0 -Austausches handelt es sich um eine Reaktion des neutralen Stromes (NC) und bei einem W^\pm -Austausch um die Reaktion des geladenen Stromes (CC). Das auslaufende Lepton ist somit für Ereignisse des neutralen Stromes ein Elektron und für Ereignisse des geladenen Stromes ein Neutrino. Auf der Protonenseite hadronisiert das gestreute Quark in niedrigster Ordnung in einen Stromjet und die verbleibenden Quarks in den Protonjet.

Eine Untersuchung von Prozessen des geladenen Stromes ist wie folgt motiviert:

- Der erstmalige Nachweis der Reaktion $ep \rightarrow \nu X$, welche analog ist zu der Reaktion $\nu N \rightarrow \mu X$, die in den bisherigen Neutrinoexperimenten gemessen wurde [3].

- Bestimmung der Strukturfunktionen und Partondichten. Die Strukturfunktionen können mit dem Prozeß des geladenen Stromes unabhängig von denen des neutralen Stromes ermittelt werden. Aufgrund einer anderen Flavourabhängigkeit der Strukturfunktionen gegenüber denen des neutralen Stromes ergeben sich weitere Informationen für die Partondichten [4].
- Bestimmung der elektroschwachen Parameter $\sin^2 \theta_w$, M_W und ρ , welche bei großer integrierter Luminosität genauer als bisher bestimmt werden können [5].
- Test der elektroschwachen Theorie bei HERA-Energien und Überprüfung der Form des W-Propagators.

Bei den Neutrinoexperimenten wurde die Reaktion mit dem Austausch eines W^\pm -Bosons nur bei Impulsüberträgen mit $Q^2 \ll M_W^2$ beobachtet. Bei HERA kann nun die schwache Wechselwirkung bei Impulsüberträgen von $Q^2 \approx M_W^2$ untersucht werden. In dieser Region von Q^2 wird somit zum erstenmal der Einfluß des W-Propagators sichtbar. Die Problematik bei der Untersuchung der Reaktionen des geladenen Stromes tritt bei dem Verhältnis des Signals zu dem Untergrund auf. Unter den einigen Millionen 1993 getriggerten Ereignissen werden ungefähr 20 Ereignisse des geladenen Stromes erwartet.

Jedoch kann das vergleichsweise sehr kleine Signal vom Untergrund getrennt werden, indem die Charakteristik der Reaktion des geladenen Stromes ausgenutzt wird. Im Falle des geladenen Stromes verläßt das entstandene Neutrino den Detektor unachgewiesen. Dies führt dazu, daß der gemessene transversale Impuls P_t , die vektorielle Summe aller gemessenen transversalen Energien, gleich dem der auslaufenden Hadronen ist und nicht durch den transversalen Impuls des Neutrinos kompensiert wird. Dadurch können die Reaktionen des geladenen Stromes identifiziert werden.

In dieser Arbeit wird der Nachweis des Prozesses des geladenen Stromes basierend auf dieser Idee mit Hilfe des ZEUS-Detektors vorgestellt sowie eine erste Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion. Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut. Nach der Beschreibung des ZEUS-Detektors in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 die theoretischen Grundlagen der Reaktion und die Ereignissimulation erläutert. In Kapitel 4 wird der Trigger und die Selektion der Ereignisse und der damit verbundene Nachweis präsentiert. Die Messung des Wirkungsquerschnittes für den Prozeß des geladenen Stromes wird in Kapitel 5 vorgestellt.

2 ZEUS-Detektor

Der weltweit erste ep-Speicherring HERA, gebaut am DESY in Hamburg, besteht aus zwei getrennten Speicherringen. In dem Protonenring werden die Protonen mit supraleitenden Magneten auf ihrer Kreisbahn gehalten und auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. In dem Elektronenring werden für 26.7 GeV Elektronen konventionelle Magneten benutzt. Die Elektronen und Protonen werden in maximal 210 Paketen mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns in HERA gespeichert und können an maximal 4 Orten zur Kollision gebracht werden. Eine schematische Darstellung von HERA und dessen Vorbeschleunigern ist in Bild 1 zu erkennen.

Die zwei Detektoren H1 und ZEUS haben seit Sommer 1992 Daten genommen. Im Jahre 1992 wurde HERA mit 9 kollidierenden Paketen betrie-

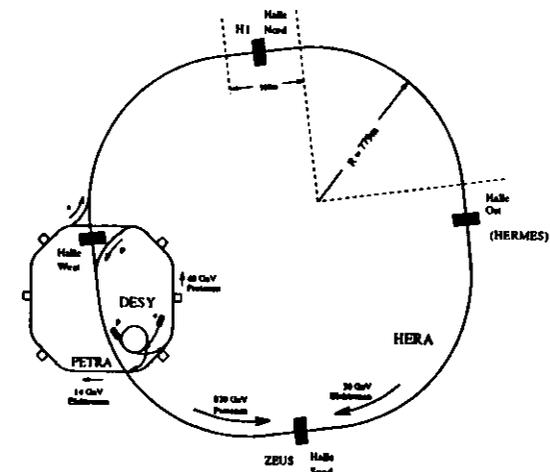


Bild 1: Der HERA-Beschleuniger.

2. ZEUS-Detektor

5

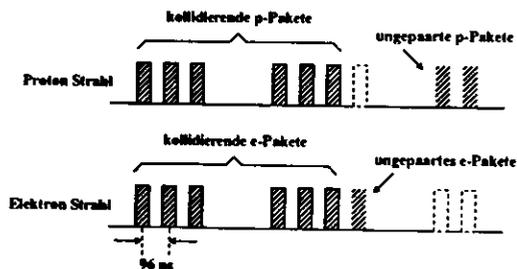


Bild 2: Der Struktur des Proton- und des Elektronstrahls.

ben, sodaß eine integrierte Luminosität von 30 nb^{-1} geliefert werden konnte. Während des Luminositätsbetriebs 1993 wurden 84 Elektron-Proton Pakete zur Kollision gebracht. Dadurch wurden mit ZEUS-Detektor Daten mit einer integrierten Luminosität von 600 nb^{-1} aufgenommen, wovon 528 nb^{-1} für die Analyse dieser Arbeit benutzt wurden. Neben den kollidierenden Paketen wurden sogenannte „ungepaarte“ Elektron- bzw. Proton-Pakete beschleunigt, bei denen das entsprechend andere Paket leer blieb, wie Bild 2 verdeutlicht. Diese Pakete konnten zur Bestimmung des Untergrundes durch Elektron-Gas- bzw. Proton-Gas-Wechselwirkungen herangezogen werden.

Das Bild 3 zeigt den zeitlichen Anstieg der integrierten Luminosität für das ZEUS-Experiment in den Jahren 1992 und 1993. Aufgrund der 20mal größeren Statistik der Daten gegenüber 1992 werden für die Analyse in dieser Arbeit nur die Daten des Jahres 1993 benutzt.

Das Bild 4 veranschaulicht den ZEUS-Detektor. In dem ZEUS-Koordinatensystem fliegen die Protonen in positiver und die Elektronen in negativer z -Richtung. Die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherringes HERA und die y -Achse aufwärts. Der ZEUS-Detektor ist unsymmetrisch aufgebaut, wie aus Bild 4 ersichtlich wird, weil Teilchen mit unterschiedlicher Energie kollidieren. Zum Nachweis geladener Teilchen befindet sich innen ein System von verschiedenen Spurkammern, bestehend aus der Vertexkammer (VXD), der zentrale Spurkammer (CTD) und Driftkammern in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (FDET, RTD), welche sich alle innerhalb eines supraleitenden Solenoidmagneten befinden. Von den Spurkammern konnte 1993 nur die Vertexkammer und die zentrale Spurkammer vollständig ausgelesen werden. Umgeben werden diese Komponenten von dem Uran-Szintillator-Kalorimeter (FCAL, BCAL und RCAL) und dem Backing-Kalorimeter (BAC), welches zur Bestimmung der Leckverluste des

6

2. ZEUS-Detektor

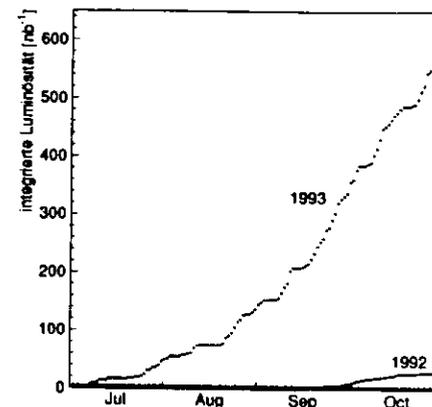


Bild 3: Der zeitliche Anstieg der integrierten Luminosität für die 1992 und 1993 aufgenommenen Daten.

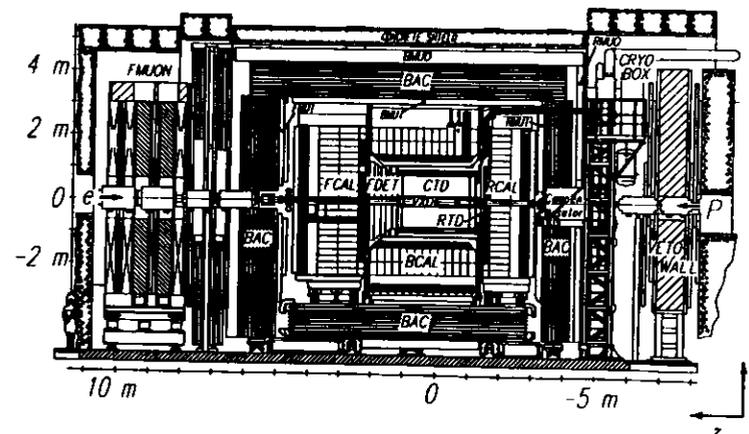


Bild 4: Der ZEUS-Detektor.

Uran-Szintillator-Kalorimeters dient, und mehreren Myonkammern zum Nachweis auslaufender Myonen.

In den folgenden Abschnitten werden die Charakteristiken der Komponenten näher beschrieben, die in dieser Analyse benutzt wurden. Weitere Details befinden sich in [6].

2.1 Zentrale Spurkammer

Die Aufgabe der zentralen Spurkammer ist zum einem die Bestimmung von Impuls und Winkel geladener Teilchen sowie die Rekonstruktion des Vertex aus der Spurinformation der geladenen Teilchen als auch die Identifizierung von Elektronen und Hadronen mit Hilfe des Energieverlustes dE/dz . Der aktive Teil der Spurkammer ist 205 cm lang und hat einen Innenradius von 18 cm und einen äußeren von 79 cm. Damit können Spuren im Bereich des Polarwinkels θ von 20° bis 160° nachgewiesen werden. Die Spurkammer selbst besteht aus 9 Lagen, sogenannten Superlagen, nummeriert von innen nach außen. Diese wiederum sind unterteilt in mehrere Driftkammern mit jeweils 8 Signaldrähten, wobei die Signaldrähte in den Superlagen mit ungerader Nummer parallel zur Strahlachse sind und die in den anderen um $\pm 5^\circ$ geneigt sind. Insgesamt gibt es 4608 Signaldrähte. Die z -Information einer Spur kann auf zwei Wegen ermittelt werden. Zum einem mit dem „z-by-stereo“ System, bei dem die um den Winkel $\alpha = \pm 5^\circ$ geneigten Signaldrähte ausgenutzt werden, wie Bild 5 verdeutlicht. Für diese Signaldrähte gilt aufgrund der Neigung die Beziehung

$$\phi - \phi_0 = \frac{z - z_0}{z_{\max} - z_0} \cdot \alpha. \quad (1)$$

Dabei ist z_0 die z -Koordinate des Mittelpunktes der Spurkammer, ϕ_0 der Azimutalwinkel des Signaldrahtes am Mittelpunkt und z_{\max} die halbe Länge der Spurkammer. Zur z -Rekonstruktion wird zunächst in der $r\phi$ -Projektion die Spur mit den Signalen der fünf Superlagen rekonstruiert, in denen die Signaldrähte parallel zur Strahlachse sind, und dann in die vier Superlagen mit geneigten Signaldrähten extrapoliert. Mit dem so bestimmten Azimutalwinkel ϕ und der linearen Beziehung aus Gleichung 1 für die geneigten Signaldrähte kann die z -Koordinate bestimmt werden. Der Winkel α der Signaldrähte von $\pm 5^\circ$ wurde so gewählt, daß die Auflösung für den Polar- und den Azimutalwinkel ungefähr gleich ist. Eine andere Möglichkeit zur Messung der z -Koordinate bietet das „z-by-timing“ System, bei dem die z -Position aus der Differenz der Ankunftszeiten des Signals an den beiden Enden der

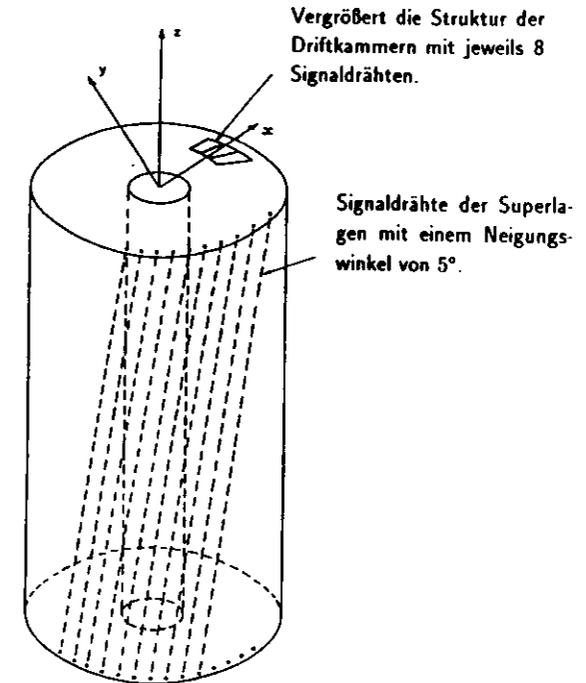


Bild 5: Die Geometrie der zentralen Spurkammer [7].

Spurkammer bestimmt wird. Die Ortsauflösung beträgt in z -Richtung bei diesem Verfahren 3.5 cm und für „z-by-stereo“ 1 mm. In der $r\phi$ -Ebene wurde eine Ortsauflösung von $260 \mu\text{m}$ erreicht. In Verbindung mit dem Magnetfeld von 1.43 T des Solenoidmagneten, der die Spurkammer umgibt, wird eine Genauigkeit der Impulsrekonstruktion für Spuren mit einem Polarwinkel $\theta = 90^\circ$ von $\sigma^2(p)/p^2 = (0.002 \cdot p [\text{GeV}])^2 + (0.003)^2$ angestrebt. Erste Messungen ergeben eine Impulsauflösung von $\sigma^2(p)/p^2 = (0.01 \cdot p [\text{GeV}])^2$.

Das Bild 6 zeigt ein simuliertes Ereignis des neutralen Stromes in der zentralen Spurkammer in einem xy -Querschnitt. Zu erkennen sind die Signale mehrerer geladener Teilchen sowie die Links-Rechts-Zweideutigkeit für jeden einzelnen Signaldraht, welche durch die zwei Reihen von Punkten für jede Superlage angedeutet wird. Diese Zweideutigkeit kann aufgelöst werden, wenn die Signale aus den Driftkammern mehrerer Superlagen verbunden werden.

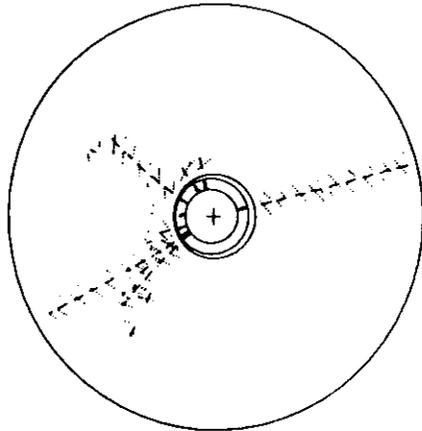


Bild 6: Die zentrale Spurkammer und die Vertexkammer mit einem simulierten Ereignis des neutralen Stromes im xy -Querschnitt. Das Kreuz deutet die Strahlachse an.

2.2 Vertexkammer

Zwischen dem Strahlrohr und der zentralen Spurkammer befindet sich die Vertexkammer, um zum einen aufgrund ihrer unmittelbaren Nähe zum nominellen Vertex kurzlebiger Teilchen nachzuweisen als auch die Impuls- und Winkelauflösung zu verbessern. Dazu ist das aktive Volumen mit einer Länge von 159 cm und einen Innenradius von 10 cm und einem äußeren von 16 cm in azimuthaler Richtung in 120 Zellen mit je 12 Signaldrähten unterteilt. Mit diesem Design soll eine Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene von 35 - 70 μm angestrebt werden. Während der Datennahme 1993 wurde die Vertexkammer vollständig ausgelesen und eine Ortsauflösung von 40 - 200 μm erreicht. Zudem zeigen Monte Carlo Studien, daß die Vertexkammer die Impuls- und die Vertexrekonstruktion der zentralen Spurkammer um einen Faktor 2 - 3 verbessert.

Die Links-Rechts-Zweideutigkeit innerhalb der Vertexkammer kann gelöst werden durch die Tatsache, daß die Strahl- und die Detektorachse um 1 cm verschoben sind, wie aus Bild 6 deutlich wird, und durch die Forderung, daß die Spur vom nominellen Vertex kommen soll.

2.3 Uran-Szintillator-Kalorimeter

Der ZEUS-Detektor ist mit einem hochauflösenden Kalorimeter ausgestattet, um die kinetische Energie der Sekundärteilchen einer Reaktion zu messen. Dabei stellt speziell der indirekte Nachweis des erzeugten Neutrinos in einer Reaktion des geladenen Stromes eine hohe Anforderung an das Kalorimeter, da das Neutrino nur über den Fehlbetrag der transversalen Energie bestimmt werden kann. Um die Anforderung nach Messung der Energie von Elektronen und Hadronen mit bestmöglicher Auflösung sowie die Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen gerecht zu werden, wurde für das ZEUS Kalorimeter als Bauform ein Sampling Kalorimeter mit abgereichertem Uran als Absorbermaterial und ein organischer Szintillator SCSN38 als Auslesematerial gewählt.

Komponente	Winkelbereich
FCAL Vorwärtskalorimeter	2.2° - 39.9°
BCAL Zentralkalorimeter	36.7° - 129.1°
RCAL Rückwärtskalorimeter	128.1° - 176.5°

Tabelle 1: Unterteilung des Kalorimeters

Das Kalorimeter besteht aus den in Tabelle 1 aufgelisteten drei Komponenten, die jeweils unterschiedliche Winkelbereiche abdecken. Dadurch werden 99.7% des gesamten Raumwinkels erfaßt. Die drei Komponenten sind sehr ähnlich aufgebaut. Longitudinal sind sie in drei Sektionen bzw. zwei für das RCAL unterteilt. Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befindet sich die elektromagnetische Sektion (EMC) mit einer Tiefe von ungefähr einer nuklearen Wechselwirkungslänge λ_0 . Die beiden weiteren Sektionen HAC1 und HAC2 bilden den hadronischen Teil des Kalorimeters mit einer Tiefe von $3.1 \lambda_0$ für die HAC-Sektionen im FCAL und RCAL und $2.1 \lambda_0$ für die HAC-Sektionen im BCAL. Die beiden Kalorimeterkomponenten FCAL und RCAL bestehen jeweils aus 23 Modulen mit einer Breite von 20 cm. Ein Modul beinhaltet bis zu 23 Türme von je $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Die Türme sind dann in den oben genannten Sektionen unterteilt und bestehen abwechselnd aus 3.3 mm dicken Uranplatten und 2.6 mm dicken Szintillatorplatten. Der elektromagnetische Bereich (EMC) ist zusätzlich in vier Streifen von $5 \times 20 \text{ cm}^2$ im FCAL und im RCAL in zwei Streifen von $10 \times 20 \text{ cm}^2$ segmentiert, um eine bessere Ortsauflösung für Elektronen und Photonen zu erreichen. Bild 7 zeigt den Aufbau eines FCAL-Moduls. Im äußeren Bereich des FCAL und des

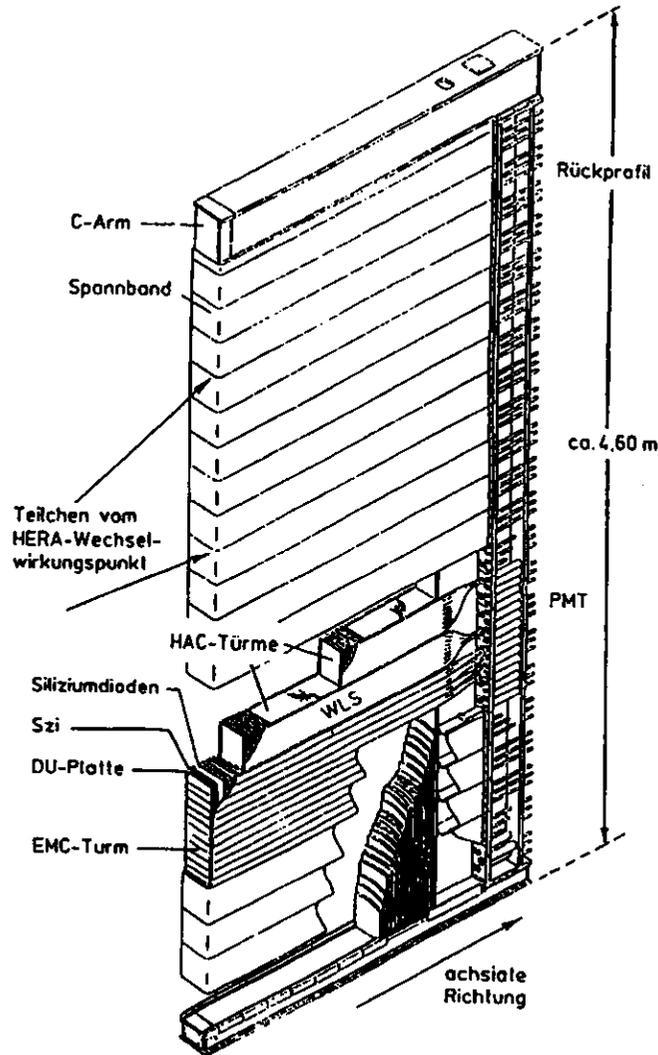


Bild 7: Der Aufbau eines FCAL-Moduls.

RCAL wurden die Segmentierung des EMCs unterlassen (HAC0-Sektion), da dieser Bereich bereits von dem BCAL abgedeckt wird. Im Zentralkalorimeter BCAL bilden 32 Module einen Hohlzylinder, sodaß jedes Modul einen azimutalen Winkel von 11.25° erfaßt. Das BCAL ist bezüglich des Azimutalwinkel in allen drei Sektionen und bezüglich des Polarwinkels in der EMC-Sektion mit einer Fläche von $5 \times 24 \text{ cm}^2$ projektiv aufgebaut. Für die Auslese wird das durch Ionisation erzeugte Licht in den Szintillatoren über Wellenlängenschiebern den Photomultipliern (PMT) zugeführt, die ihrerseits das Licht in ein elektrisches Signal umwandeln. Dabei werden für eine Kalorimeterzelle, welche ein EMC-Streifen oder eine HAC-Sektion ist, jeweils zwei Photomultiplier, an jeder Seite einer, verwendet.

Die Energie eines Teilchens kann mit einem Sampling-Kalorimeter aufgrund folgendem Prinzip gemessen werden. Das einfallende Teilchen wechselwirkt mit der Materie des Absorbers und erzeugt Sekundärteilchen, die ihrerseits weitere Teilchen produzieren und so einen Schauer ausbilden. Durch Ionisation der Schauerteilchen wird ein Teil der Energie im aktiven Material des Kalorimeters, dem Szintillator, deponiert, welches proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist. Dabei wird zwischen einem elektromagnetischen und einem hadronischen Schauer unterschieden.

Elektromagnetische Schauer werden durch hochenergetische Elektronen und Photonen erzeugt. Dabei ist der dominierende Prozeß für den Energieverlust abhängig von der Energie selbst. Bei hohen Energien überwiegt der Prozeß der Bremsstrahlung für Elektronen und für Photonen die e^+e^- -Paarzeugung. Der mittlere Energieverlust eines Elektrons der Energie E durch Bremsstrahlung in einer Schichtdicke dz kann mit der Strahlungslänge X_0 beschrieben werden mit

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\frac{E}{X_0}. \quad (2)$$

Unterhalb einer kritischen Energie ϵ dominiert der Energieverlust durch Ionisation für Elektronen und durch den Compton- und Photoeffekt für Photonen. Die kritische Energie ist definiert als die Energie, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung und durch Ionisation gleich groß ist. Näherungsweise gilt für die kritische Energie mit einer Genauigkeit von 10% für eine Kernladungszahl Z im Bereich von $13 \leq Z \leq 92$ [9]

$$\epsilon = \frac{550}{Z} \quad [\text{MeV}]. \quad (3)$$

Die longitudinale Länge L (98%) für ein elektromagnetisches Schauer, das 98% der Gesamtenergie E des einfallenden Teilchens innerhalb des Kalorime-

lers deponiert, ist [10]

$$L(98\%) = 3 \left(\ln \left(\frac{E}{\epsilon} \right) + a \right) \quad (4)$$

mit

$$a = \begin{cases} 0.4 & \text{für Elektronen} \\ 1.2 & \text{für Photonen} \end{cases} \quad (5)$$

Für das ZEUS-Kalorimeter wurde die Länge der EMC-Sektionen so gewählt, daß 98% der Energie eines 30 GeV Elektrons in der EMC-Sektion deponiert wird. Das bedeutet, daß die EMC-Sektionen eine Länge von $25 X_0$ haben.

Tritt ein Hadron in das Kalorimeter ein, so entwickelt sich wie im elektromagnetischen Fall ein Teilchenschauer, der sich allerdings in Entstehung und Zusammensetzung erheblich von einem elektromagnetischen Schauer unterscheidet [11, 12]. Die Ausbreitung hadronischer Schauer erfolgt im wesentlichen über inelastische Wechselwirkungen der Hadronen mit dem Absorbermaterial. Für die longitudinale Entwicklung wird als Skala die nukleare Wechselwirkungslänge λ_0 benutzt, die gegeben ist durch [13]

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \quad (6)$$

Dabei ist A die Massenzahl des Materials, N_A die Avogadrozahl und σ_i der inelastische Wirkungsquerschnitt der Hadronen mit dem Absorbermaterial. In Tabelle 2 sind für einige Materialien die Werte für λ_0 und X_0 angegeben. Daraus wird ersichtlich, daß die für hadronische Schauer charakteristische nukleare Wechselwirkungslänge λ_0 sehr viel größer ist als die Strahlungslänge X_0 . Daraus folgt, daß ein hadronischer Schauer im allgemeinen größer ist als ein elektromagnetischer und somit seine Energie erst in den HAC-Sektionen deponiert.

Ein hadronischer Schauer beginnt mit einer inelastischen Wechselwirkung des Hadrons mit dem Kalorimetermaterial. Die daraus resultierenden neuen Teilchen führen weitere inelastische Wechselwirkungen aus, sodaß sich ein Schauer entwickelt. Ein hadronischer Schauer setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, der elektromagnetischen Komponente, erzeugt aus dem π^0 -Zerfall in zwei Photonen, und der hadronischen Komponente. Daneben wird ein Teil der Energie, z.B. Bindungsenergien und die Energie zum Aufbrechen von Kernen, nicht nachgewiesen. Die Aufteilung hat zwei Effekte auf das Signal von Hadronen. Da die Nachweiseffizienz für jede Komponente unterschiedlich ist und für Elektronen im allgemeinen besser ist als die für

Material	λ_0 [cm]	X_0 [cm]
Polystyol	79.5	42.4
Al	39.4	8.9
Fe	16.8	1.76
Pb	17.1	0.56
U	10.5	0.32

Tabelle 2: Nukleare Wechselwirkungslänge und Strahlungslänge einiger Materialien.

Hadronen, ist zum einem die mittlere Signalantwort von Hadronen kleiner als die für Elektronen. Zum anderen ist durch Fluktuationen die Energieaufteilung auf die einzelnen Komponenten eines Hadronenschauers die Signalantwort sehr verschieden, sodaß sich eine Verbreiterung der Energieauflösung ergibt.

Eine Möglichkeit zum Erreichen gleicher Signalhöhen für Hadronen und Elektronen und damit zu einer Verbesserung der Energieauflösung besteht in der Verwendung von Uran als Absorbermaterial. Besonders die langsamen Neutronen ($E_n \leq 20$ MeV), erzeugt durch Spallation des Urans, geben ihre kinetische Energie an freie Protonen des Auslesematerials ab, die ihrerseits ihre Energie durch Ionisation im aktiven Material deponieren. Folglich kann bei entsprechender Wahl der Dicke des Absorbermaterials und des Szintillators das Signal für Hadronen so erhöht werden, sodaß es dem für Elektronen gleicht.

Bei dem ZEUS-Kalorimeter wurde durch die Verwendung von 3.3 mm dicken Uranplatten und einem Szintillator mit einer Dicke von 2.6 mm Kompensation erreicht [8]. Dies bedeutet, daß elektromagnetische und hadronische Teilchen mit gleicher Energie ein gleichgroßes Signal erzeugen, sodaß ein Signalhöhenverhältnis von $e/h = 1.00 \pm 0.03$ erreicht wurde. Die Folge ist die sehr gute Energieauflösung des ZEUS-Kalorimeter für Elektronen (e) und Hadronen (h) von

$$\frac{\sigma_e}{E} \approx \frac{18\%}{\sqrt{E}} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_h}{E} \approx \frac{35\%}{\sqrt{E}} \quad \text{mit } E \text{ in GeV.}$$

2.4 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird mit der Messung der Rate des Bremsstrahlungsprozesses $e p \rightarrow e \gamma p$ bestimmt, weil hierfür der Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt sehr präzise bekannt ist [14]. Dabei werden die unter sehr kleinem Winkel

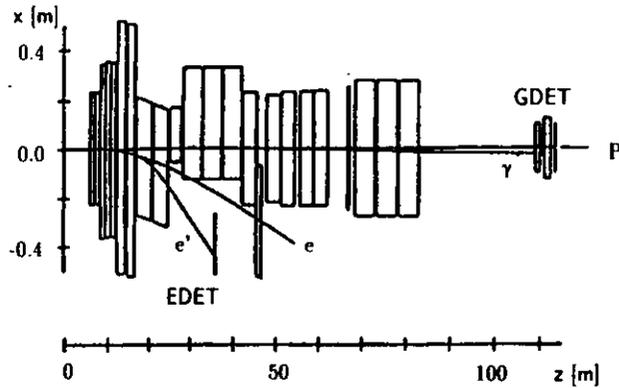


Bild 8: Aufbau des Luminositätsdetektors.

auslaufenden Elektronen und Photonen sehr weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt nachgewiesen. Die gestreuten Photonen werden mit einem bei $z = -107$ m positionierten Blei-Szintillator-Kalorimeter (GDET) beobachtet, welches eine Energieauflösung von $\sigma(E)/E = 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ besitzt. Die Strahlmagneten bewirken, daß die gestreuten Elektronen aufgrund ihres Energieverlustes von der Strahlsollbahn abgelenkt werden und so in dem bei $z = -35$ m stehenden Kalorimeter (EDET) nachgewiesen werden können. Der Aufbau des Luminositätsdetektors ist in Bild 8 zu sehen.

Die Luminosität ergibt sich dann aus

$$L = R_{ep}/\sigma_{ep}. \quad (7)$$

Der erwartete Wirkungsquerschnitt σ_{ep} ist die Faltung aus dem Bethe-Heitler Wirkungsquerschnitt und der Funktion r_γ , die die Energieauflösung des Photon Kalorimeters (GDET) beschreibt. Zudem muss der Wirkungsquerschnitt korrigiert werden wegen Akzeptanz A_γ des Photon Kalorimeters, welche aufgrund mit Monte Carlo (MC) Simulationen und Daten zu 98% bestimmt wurde [15]. Der erwartete Wirkungsquerschnitt kann somit berechnet werden zu

$$\sigma_{ep} = A_\gamma \int \frac{d\sigma}{dE_\gamma} r_\gamma dE_\gamma. \quad (8)$$

Die Größe R_{ep} ist die Ereignisrate von Bremsstrahlungsprozessen. Dabei wurde die Ereignisrate korrigiert auf den Untergrund von Elektron-Gas-Wechselwirkungen, bestimmt mit den „ungepaarten“ Elektron-Paketen, und auf Ereignisse mit mehreren Koinzidenzen von Bremsstrahlungsreaktionen, welche aufgrund der großen Ströme des Elektron- und des Protonstrahls in der Größenordnung von 10 mA auftreten können. Der systematische Fehler bei der Messung der Luminosität setzt sich zusammen aus der Unsicherheit in der Elektron-Gas Subtraktion, der Energiekalibration und der Akzeptanz des Photonkalorimeters und beträgt 5% für die 1993 genommenen Daten [15]. Die so berechnete und zeitlich integrierte Luminosität ist für die in dieser Arbeit verwendeten Daten $528 \text{ nb}^{-1} \pm 5\%$.

3 Der Prozeß des geladenen Stromes

3.1 Kinematik

Der tiefunelastische Prozeß $ep \rightarrow \nu X$ in niedrigster Ordnung ist in Bild 9 dargestellt. Die Wechselwirkung des geladenen Stromes zwischen dem einlaufenden Elektron und einem Parton des Protons wird durch den Austausch eines geladenen Eichbosons W^\pm übermittle. Die Partonen im Endzustand entwickeln als Folge eines Fragmentierungsprozesses eine Vielzahl von Hadronen. Die Hadronen des gestreuten Partons formen den Stromjet. Den Protonjet bilden die Hadronen, erzeugt von den restlichen Partonen, dem Diquark, die nicht an der tiefunelastischen Wechselwirkung beteiligten sind. Diese Überreste des Protons werden unter sehr kleinem Winkel emittiert, so daß diese Hadronen teilweise im Strahlrohr verschwinden. Das auslaufende Neutrino und der Stromjet werden zu entgegengesetzten Seiten bezüglich der Strahlachse gestreut.

Die Kinematik der Reaktionen kann mit zwei unabhängigen Variablen beschrieben werden. Der Vierervektor $q = p_e - p_l$ des ausgetauschten W^\pm -Boson ergibt sich aus der Differenz der Vierervektoren des einlaufenden und des auslaufenden Leptons und ist gleich der Differenz der Vierervektoren des einlaufenden Protons P und des hadronischen Endzustandes P_X . Der Impulsübertrag Q^2 , vermittelt durch das Austauschteilchen, ist definiert als

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_l)^2 = -(P - P_X)^2. \quad (9)$$

Weitere kinematische Variablen sind die dimensionslosen Björken-Skalenvariablen x und y , welche definiert sind als

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e}, \quad (10)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{s y}. \quad (11)$$

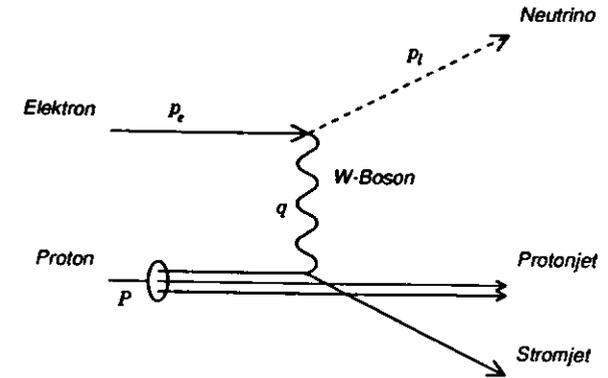


Bild 9: Der Feynmangraph niedrigster Ordnung für den Prozeß des geladenen Stromes.

Die Variable x stellt im Quark-Parton-Modell den Bruchteil des Protonimpulses dar, den das an der Streuung teilnehmende Parton trägt. Die Variable y ist der relative Energieverlust des Leptons im Ruhesystem des Protons. Dabei ist $s \equiv (p_e + P)^2$ das Quadrat der invarianten Masse des Gesamtsystems. Die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes X ist bestimmt durch

$$W^2 \equiv (P + q)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2. \quad (12)$$

Für Reaktionen des geladenen Stromes können diese kinematische Variablen nur mit der Energie und dem Polarwinkel des gesamten hadronischen Systems X berechnet werden, denn die entsprechende Information des Neutrinos ist nicht verfügbar. Diese Methode von Jacquet und Blondel [16] nutzt die Energie- und Impulserhaltung aus. Zudem werden die Massen des Elektrons und des Protons vernachlässigt. Damit kann der Impulsübertrag Q_{JB}^2 und der relative Energieverlust y_{JB} des Leptons im Ruhesystem des Proton berechnet werden mit

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h P_x)^2 + (\sum_h P_y)^2}{1 - y_{JB}}, \quad (13)$$

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E - P_z)}{2E_e}. \quad (14)$$

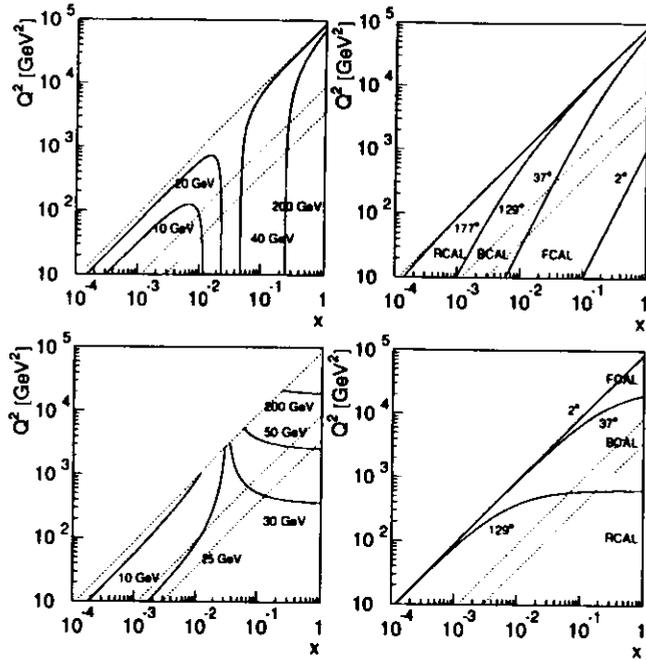


Bild 10: Diagramm der Kinematik des gestreuten Quarks (oben) und des Neutrinos (unten) im Endzustand mit Linien konstanter Energie (links) und konstanten Winkels (rechts). Die gepunkteten Linien sind Linien mit $y = 1, 0.1$ und 0.04 .

Summiert wird über alle Hadronen und im Falle einer Reaktion des geladenen Stromes somit über alle nachgewiesenen Teilchen. Die Größe E_e ist die Energie des einlaufenden Elektrons.

Im Quark-Parton-Modell entspricht die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Quarks denen des hadronischen Systems X. Dadurch ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den kinematischen Variablen Q^2 und x und der Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Quarks, welcher in Bild 10 veranschaulicht wird. Das Bild 10 zeigt Linien konstanter Energie bzw. konstanten Winkels des gestreuten Quarks und des auslaufenden Neutrinos.

3.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $ep \rightarrow \nu X$ des geladenen Stromes kann folgendermaßen ausgedrückt werden [4]

$$\frac{d\sigma^{e^+p \rightarrow \nu X}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \left(1 + \frac{Q^2}{M_W^2}\right)^{-2} \left[\frac{y^2}{2} 2xF_1^{\nu} + (1-y)F_2^{\nu} \pm y\left(1 - \frac{y}{2}\right)xF_3^{\nu} \right]. \quad (15)$$

Dabei sind $G_F = \pi\alpha/[\sqrt{2}\sin^2\theta_W M_W^2]$ die Fermi Kopplungskonstante mit dem Weinberg-Winkel θ_W und der Masse M_W des W^\pm -Bosons. Diese Gleichung ergibt sich unter Vernachlässigung der Massen nach den Feynmanregeln aus der Lorentz-Invarianz und Stromerhaltung. Die innere Struktur des Protons wird durch die drei Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_3 beschrieben, welche nur experimentell bestimmt werden können. Die Größe $F_L(x, Q^2)$ ist die longitudinale Strukturfunktion, die definiert ist als

$$F_L(x, Q^2) \equiv F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2). \quad (16)$$

Die longitudinale Strukturfunktion verschwindet für das naive Partonmodell, sodaß die Callan-Gross Beziehung $F_2 = 2xF_1$ gültig ist [17]. Experimentell wurde gezeigt, daß die longitudinale Strukturfunktion bereits bei hinreichend großem Q^2 sehr klein ist [18, 19]. Für abnehmende Werte von x und Q^2 dagegen steigt die longitudinale Strukturfunktion an. Dabei wird die longitudinale Strukturfunktion in diesem Bereich im wesentlichen durch die Gluonverteilung bestimmt [20]. Der Term proportional zu xF_3 , welcher sein Vorzeichen wechselt unter $e^+ \leftrightarrow e^-$ Austausch, stellt den Term dar, welcher die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung beschreibt. Denn nur die linkshändigen Elektronen bzw. die rechtshändigen Positronen tragen zum Wirkungsquerschnitt bei. Die entsprechenden weiteren Wechselwirkungen verschwinden, weil die rechthändigen Neutrinos bzw. die linkshändigen Antineutrinos im Standardmodell nicht existieren. Das zwischen Lepton und Proton ausgetauschte W^\pm -Boson kann aufgrund von Ladungserhaltung nur mit bestimmten Quarkflavours wie folgt wechselwirken

$$\begin{array}{ll}
e^- u \rightarrow \nu d' & e^+ d' \rightarrow \bar{\nu} u \\
e^- c \rightarrow \nu s' & e^+ s' \rightarrow \bar{\nu} c \\
e^- \bar{d}' \rightarrow \nu \bar{u} & e^+ \bar{u} \rightarrow \bar{\nu} \bar{d}' \\
e^- \bar{s}' \rightarrow \nu \bar{c} & e^+ \bar{c} \rightarrow \bar{\nu} \bar{s}'
\end{array}$$

Die schwache Wechselwirkung koppelt dabei nicht an die reinen Flavour-Quarkzustände an, sondern an eine Mischung, welche durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix [21] bzw. bei Vernachlässigung der b- und t-Quarks durch den Cabibbo-Winkel θ_C [22] beschrieben wird. Die Mischzustände d' und s' sind

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Die Strukturfunktionen, die sich aus der Summe und Differenz der Partondichtefunktionen der beteiligten Quarkflavours ergeben, weisen somit eine Flavourabhängigkeit auf

$$\begin{aligned}
F_2^{e^- p}(x) &= 2x \cos^2 \theta_C (u(x) + c(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)), \\
xF_3^{e^- p}(x) &= 2x \cos^2 \theta_C (u(x) - \bar{d}(x)), \\
F_2^{e^+ p}(x) &= 2x \cos^2 \theta_C (d(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)), \\
xF_3^{e^+ p}(x) &= 2x \cos^2 \theta_C (d(x) - \bar{u}(x)).
\end{aligned} \quad (18)$$

Der Wirkungsquerschnitt wird damit zu

$$\frac{d\sigma^{ep \rightarrow \nu X}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \left(1 + \frac{Q^2}{M_W^2}\right)^{-2} 2x \cos^2 \theta_C \begin{cases} (u+c) + (1-y)^2(\bar{d}+\bar{s}) & \text{für } e^- \\ (\bar{u}+\bar{c}) + (1-y)^2(d+s) & \text{für } e^+ \end{cases} \quad (19)$$

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird daher eine Parametrisierung der Quarkdichtefunktionen benötigt. Solche wurden aus den Daten [23, 24, 25] der Lepton-Nukleon-Streuung der „fixed target“-Experimente ermittelt. Dabei müssen die Parametrisierungen von den vergleichsweise kleinen Q^2 -Werten der „fixed target“-Experimente zu den großen Q^2 -Werten bei HERA extrapoliert werden. Dies geschieht durch die Altarelli-Parisi Entwicklungsgleichungen [26]. Bild 11 zeigt für eine integrierte Luminosität von 100 pb^{-1} die Ereigniszahlen für $Q^2 > Q_0^2$ als Funktion von Q_0^2 für Ereignisse des neutralen und des geladenen Stromes. Aufgrund des Propagatortermes

$(1 + Q^2/M_W^2)^{-2}$ ist die Zahl der Ereignisse und somit der Wirkungsquerschnitt für den Bereich von $Q^2 \ll M_W^2$ konstant. In diesem Bereich ist der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes wegen dem Austausch eines masselosen Photons wesentlich größer. Für $Q^2 \simeq M_W^2$ sind die Wirkungsquerschnitte für den neutralen Strom und den geladenen Strom ungefähr gleich groß, weil im Falle des neutralen Stromes der Z^0 -Austausch zu dominieren beginnt, und beide Eichbosonen vergleichbar große Massen haben.

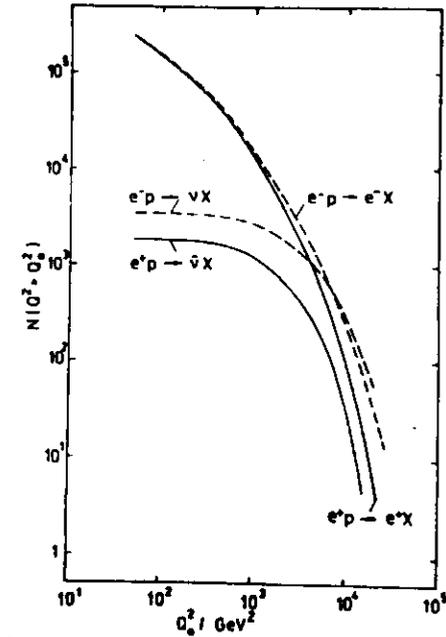


Bild 11: Die Ereigniszahlen für den neutralen und geladenen Strom für $Q^2 > Q_0^2$ als Funktion von Q_0^2 bei einer integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} [27].

3.3 Ereignissimulation

Für die Berechnung von Akzeptanzen und Effizienzen wird eine Simulation der Wechselwirkung bei der Kollision der Teilchen sowie der nachfolgenden Prozesse im Detektor benötigt, weil analytische Methoden an der Komplexität der Apparatur scheitern. Bei einer vollständigen Ereignissimulation berechnet ein Ereignisgenerator den Wirkungsquerschnitt in dem betrachteten Phasenraum und erzeugt eine Liste von Teilchen mit ihren Viererimpulsen. Dabei werden die Monte Carlo (MC) Ereignisse entsprechend dem Wirkungsquerschnitt im Phasenraum verteilt. Diese Liste wird einer Detektorsimulation übergeben, welche die Detektorantwort auf das Ereignis berechnet. Die ZEUS-Detektorsimulation geschieht mit dem Programm MOZART, in dem alle Bestandteile des ZEUS-Detektors modelliert sind. Das Programm MOZART beruht auf dem Simulationspaket GEANT, das für jedes Teilchen seine Wechselwirkung mit der Detektormaterie und seinen möglichen Zerfall berechnet, sowie die Signale in den sensitiven Detektorkomponenten, wie die Spurkammer und dem Kalorimeter, durch das Teilchen erzeugt. Anschließend bestimmt das Simulationsprogramm ZGANA die Antwort des ZEUS-Triggers auf das Ereignis. Abschließend durchläuft das Ereignis das Rekonstruktionsprogramm ZEPHYR, welches zur Kalibration der Signale und zur Spurrekonstruktion dient. Die Daten durchlaufen ebenfalls das Programm ZEPHYR, sodaß die MC-Ereignisse und die Daten auf gleiche Weise behandelt werden und somit direkt verglichen werden können.

Da die Detektorantwort stark von dem Impuls und der Art der Teilchen abhängig ist, ist die Wahl der Ereignisgeneratoren und der entsprechenden Werte der Parameter sehr wichtig. Da die MC-Ereignisse zur Akzeptanzkorrektur der Meßdaten verwendet werden sollen, werden kurz die den verwendeten Generatoren ARIADNE Version 4 [28], HERWIG V.5.6 [29] und LEPTO V.6.1 [30] zugrunde liegende Modelle beschrieben. Weitere Informationen können in [31] gefunden werden.

Die Arbeitsweise der meisten Generatoren wird durch Bild 12 illustriert. Die Generierung beginnt mit der Wahl der Viererimpulse der einlaufenden und auslaufenden Partonen p_i und p_f und Leptonen ℓ und ℓ' gemäß dem Wirkungsquerschnitt für den harten Subprozeß. Für die tiefunelastische Streuung wird der harte Subprozeß exakt berechnet.

Die Programme HERWIG und LEPTO bestimmen dabei das volle Matrixelement $\mathcal{O}(\alpha_s)$. Für die QCD-Korrektur erster Ordnung werden also die Prozesse für Boson-Gluon-Fusion und Gluon-Bremsstrahlung berücksichtigt (Bild 13). Das Matrixelement $\mathcal{O}(\alpha_s)$ hat für verschwindende Energien

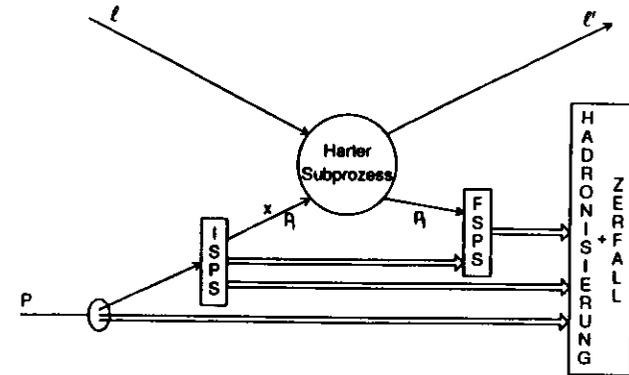


Bild 12: Allgemeines Modell für die Generierung von ep-Ereignissen.

oder verschwindende Abstrahlwinkel der Gluonen Polstellen. Diese infraroten bzw. kollinearen Divergenzen werden mittels eines Abschneideparameters unterdrückt. In dem Programm LEPTO geschieht dieses über die Forderung, daß für die invariante Masse m_{ij} eines jeden Partonenpaares im Endzustand $m_{ij} > y_{cut} W^2$ gilt. Das Programm HERWIG setzt dagegen für die Abstrahlung einen minimalen Transversalimpuls p_{t}^{min} voraus. Die Parameter y_{cut} und p_{t}^{min} sind jeweils frei wählbare Parameter. Bei den früheren PETRA- und PEP-Experimenten wurde gezeigt, daß der hadronische Endzustand nur durch Modellrechnungen beschrieben werden kann, wenn neben der harten Abstrahlung von Gluonen auch QCD-Korrekturen höherer Ordnung in Form weicher Gluonen berücksichtigt werden [32, 33, 34]. Dies wird durch das Partonschauermodell (PS) simuliert [34, 35]. Jedoch ist aufgrund der Abschneideparameter eine Simulation der Abstrahlung weicher oder kollinearere Gluonen problematisch.

Dagegen berechnet das Programm ARIADNE nur harte Prozesse nullter Ordnung QCD und simuliert vollständig die Abstrahlung weicher und harter Gluonen mit dem Farbdipolmodell (CDM). Dadurch wird die Problematik mit den Abschneideparametern vermieden, jedoch muß der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion extra behandelt werden, da der Prozeß nicht in der Berechnung für das Matrixelement berücksichtigt wird.

Bei dem Partonschauermodell wird zwischen der Partonkaskade (Initial State Parton Shower, ISPS) vor den Bosonvertex und der danach (Final State Parton Shower, FSFS) unterschieden (Bild 12). Ein Parton des einlaufenden Protons beginnt mit einer Partonkaskade, wobei die raumartige Virtualität

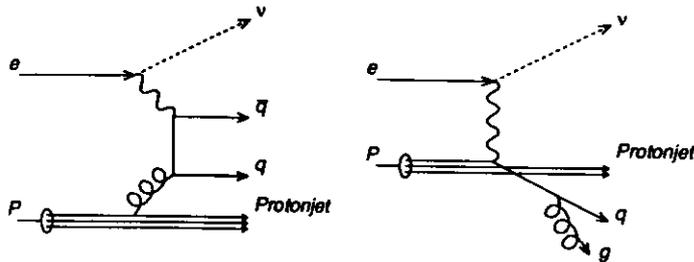


Bild 13: Die Feynmangraphen 1.Ordnung: Links der Boson-Gluon-Fusion-Prozeß und rechts Gluon-Bremsstrahlung.

($m^2 < 0$) stetig zunimmt. Am Ende dieses raumartigen Partonschauers wechselwirkt das Parton mit dem Eichboson. Nun entwickelt sich eine Partonkaskade mit zeitartiger Virtualität ($m^2 > 0$), bis alle erzeugten Partonen sich auf der Massenschale befinden.

Bei der Simulation der beiden Kaskaden wird von dem Bosonvertex ausgegangen, von wo beginnend mit der maximalen Virtualität die Schauer zurück- und vorausgerechnet werden, bis alle auslaufenden Partonen eine minimale Virtualität $m_0^2 \approx 1 \text{ GeV}$ besitzen. Das allgemeine Verhalten von ISPS und FSPS beruht auf den gleichen Verzweigungsprozessen

$$q \rightarrow qg \quad g \rightarrow gg \quad g \rightarrow q\bar{q} \quad ,$$

welche durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen in „leading-log“-Näherung der störungstheoretischen QCD beschrieben werden. Wird, wie in HERWIG und LEPTO, die Abstrahlung harter Gluonen mit der Berechnung des Matrixelementes $\mathcal{O}(\alpha_s)$ berücksichtigt, dann muß die Erzeugung solcher Verzweigungen innerhalb der Partonschauer verhindert werden, um die sonst doppelt gezählten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu vermeiden. Bei der Berechnung des ISPS können Partonen mit raumartiger oder zeitartiger Virtualität entstehen. Dagegen sind die Partonen des FSPS nur zeitartig. Zudem nehmen die Partonen mit zeitartiger Virtualität des ISPS an dem FSPS teil und erzeugen weitere Partonkaskaden.

Als Alternative zum Partonschauer kann das im Programm ARIADNE implementierte Farbdipolmodell benutzt werden. Die Partonkaskade wird erzeugt, indem das gestreute Quark und das Diquark als bewegte Farbladungen aufgefaßt wird, die gleich einer Antenne in der Elektrodynamik ein Dipolfeld induzieren. Dieses Dipolfeld strahlt dann ein Gluon ab. Im Gegensatz zur Elektrodynamik trägt das Gluon Farbladung, sodaß das Gluon

und das Quark wiederum einen Dipol bilden und somit weitere Gluonen emittieren können. Die Kaskade endet, sobald die Gluonen einen minimalen Transversalimpuls p_t^{min} unterschreiten.

Im Gegensatz zum Partonschauer, bei dem zwischen ISPS und FSPS unterschieden wird und somit die Interferenz zwischen beiden unterdrückt ist, wird die gesamte Abstrahlung gebildet durch das Dipolfeld zwischen dem gestreuten Quark und dem Diquark. Somit wird auf natürliche Weise die QCD-Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigt und zudem der Prozeß der harten Gluon-Bremsstrahlung mitsimuliert. Der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion wird je nach dem Quadrat des transversalen Impulses p_t^2 des $q\bar{q}$ -Paares unterschiedlich behandelt. Bei einem transversalen Impulsquadrat p_t^2 größer als der Impulsübertrag Q^2 des Eichbosons werden die beiden Quarks als unabhängig voneinander angesehen und somit wird der Prozeß als eine Wechselwirkung nullter Ordnung mit einem Seequark betrachtet. Andernfalls bilden die beiden Quarks jeweils eine Dipol mit dem Protonrest, welche dann jeweils unabhängig Gluonen emittieren.

Die Hadronisierung geschieht in den Programmen ARIADNE und LEPTO mit dem Stringmodell, implementiert in JETSET [36], und in HERWIG mit dem Modell der Clusterung. In dem Stringmodell [37] bilden die aus der QCD-Kaskade entstandenen Quarks und Antiquarks Farbtripletts, sogenannten Farbröhren. Abgestrahlte Gluonen entsprechen in dem Modell einem Knick in der Farbröhre, welche sich von dem Quark über die Gluonen zum Antiquark erstreckt. Die Farbröhren haben eine Länge von der Größe eines Hadrons ($\approx 1 \text{ fm}$). Aufgrund des Farbfeldes zwischen den Quarks führt eine Auseinanderbewegung der Quarks zu einer Erhöhung der potentiellen Energie bis bei einer Dehnung von ungefähr 2 - 5 fm die Farbröhre unter Produktion eines neuen $q\bar{q}$ -Paar in zwei Farbröhren zerbricht. Dieser Prozeß wird solange fortgesetzt, bis die invariante Masse nicht mehr ausreicht, um ein weiteres Aufbrechen der Farbröhren zu ermöglichen. Die Hadronen werden dann aus den Quarks und Antiquarks der jeweils benachbarten Farbröhren gebildet. Bei dem Clustermodell [38] werden zuerst alle Gluonen in leichte (u,d) $q\bar{q}$ -Paar nicht perturbativ aufgespalten. Danach wird für jedes Quark ein Antiquark oder ein Diquark gesucht, sodaß sich ein Farbsinglett ergibt. Dies so erzeugte Cluster bildet entweder ein Hadron, falls das Cluster zu leicht ist, um zu zerfallen, oder zerfällt in mehrere Hadronen, je nachdem wieviel Energie zur Verfügung steht. Auf diese Weise werden die Hadronen im Gegensatz zum Stringmodell unabhängig voneinander erzeugt. Daneben berücksichtigen beide Hadronisierungsmodelle den weiteren Zerfall kurzlebiger Hadronen.

In dem Programm HERACLES 4.2 [38] ist eine komplette Berechnung der QED-Strahlungskorrekturen in Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ implementiert. Das Programm HERACLES kann nun mit den oben beschriebenen Programmen verbunden werden, welches eine vollständigen Ereignissimulation ermöglicht. Im Fall des geladenen Stromes führen die QED-Korrekturen zu einer Änderung des Wirkungsquerschnittes in der Größenordnung von 10%. Die Korrektur wird im wesentlichen hervorgerufen durch die Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons [40, 41].

Für die Untersuchung von Reaktionen des geladenen Stromes wurden mit verschiedenen Generatoren und einer anschließenden Detektorsimulation eine Vielzahl von MC-Ereignisse produziert. In der Tabelle 3 ist das Ergebnis der Produktion der MC-Ereignisse aufgelistet. Alle erzeugten MC-Ereignisse liegen im Phasenraum von $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ und $x > 10^{-3}$. Als Strukturfunktion wurde die Parametrisierung MRSD0 [24] verwendet, ausgenommen für L61M, wo die Parametrisierung MRSD- [24] benutzt wurde. Für die weiteren Eingabeparameter der Generatoren wurden die Standardwerte gewählt.

Generator	Ereignisse	
LEPTO & HERACLES	HL6	10515
LEPTO	L61	15345
LEPTO mit MRSD-	L61M	6186
ARIADNE	ARI	6401
HERWIG	HRW	6371

Tabelle 3: Die MC-Ereignisse des geladenen Stromes.

4 Selektion der Ereignisse

4.1 Trigger

Bei HERA beträgt die Zeit zwischen dem Auftreffen zweier aufeinanderfolgender ep-Pakete 96 ns. Diese Zeit, auch HERA Zeittakt genannt, ist aber zu kurz, um zu einer Triggerentscheidung zu kommen. Daher besteht das ZEUS-Triggersystem aus drei Stufen. Durch die Unterdrückung von Untergrundereignissen durch die drei Triggerstufen wird erreicht, daß jede nachfolgende Triggerstufe mehr Zeit zur Verfügung steht und somit aufwendigere Berechnungen für die Triggerentscheidung durchgeführt werden können. Die erste Triggerstufe (First Level Trigger, FLT) hat die Aufgabe, die Eingangsrates auf 1 KHz zu drücken. Diese Rate wird durch die zweite Triggerstufe (Second Level Trigger, SLT) auf 100 Hz reduziert. Die dritte Stufe (Third Level Trigger, TLT) liefert Ereignisse mit einer Rate von 5 Hz.

Einen Überblick über das ZEUS-Triggersystem [42] gibt Bild 14. Jede Komponente des ZEUS-Detektors hat eine eigene Pipeline und einen lokalen Trigger. Für das Kalorimeter wird aus dem analogen Signal die lokale Kalorimeter Triggerentscheidung (CAL-FLT) bestimmt. Daneben wird das analoge Signal in der Pipeline gespeichert, um es nach einer positiven Triggerentscheidung auszulesen. Die lokalen Triggerentscheidungen der verschiedenen Komponenten müssen dann innerhalb von 26 HERA Zeittakten der ersten Triggerstufe (GFLT) übermittelt werden. Der ersten Triggerstufe stehen weitere 20 HERA Zeittakte zur Verfügung, um aus den lokalen Triggerentscheidungen die globale Triggerentscheidung zu bilden. Daraufhin wird bei einer positiven Entscheidung das Ereignis aus der Pipeline in einen Buffer geleitet und digitalisiert. Die Entscheidung der zweiten Triggerstufe (GSLT) basiert wie die erste auf den Entscheidungen der lokalen Trigger der einzelnen Komponenten. Dabei steht der zweiten Triggerstufe mehr Information zur Verfügung, da z.B. für das Kalorimeter die erste Triggerstufe nur auf Energiesummen mehrerer Zellen mit geringerer digitaler Auflösung zugreifen kann, während bereits die zweite Triggerstufe die Information jeder einzel-

nen Zelle bei Ausnutzung des ganzen dynamischen Bereiches zur Verfügung steht. Die Aufgabe des Ereignisbauers (Event Builder) [43] liegt in dem Zusammenfassen der Daten der verschiedenen Komponenten in das endgültige Datenformat ADAMO [44] zu einem Ereignis und dem Transport zur dritten Triggerstufe. Typische Ereignisse haben dabei eine Größe von 120 KBytes. Die Entscheidung der dritten Triggerstufe (TLT) basiert auf der Information des vollständigen Ereignisses. Die dritte Triggerstufe, bestehend aus einer Computerfarm von sechs Silicon Graphics 4D/35S Workstations mit jeweils sechs MIPS R3000 RISC Prozessoren, führt eine aus Zeitgründen reduzierte Version des Rekonstruktionsprogrammes ZEPHYR aus. Bei positiver Triggerentscheidung wird das Ereignis für die spätere Rekonstruktion und Analyse auf Bändern gespeichert.

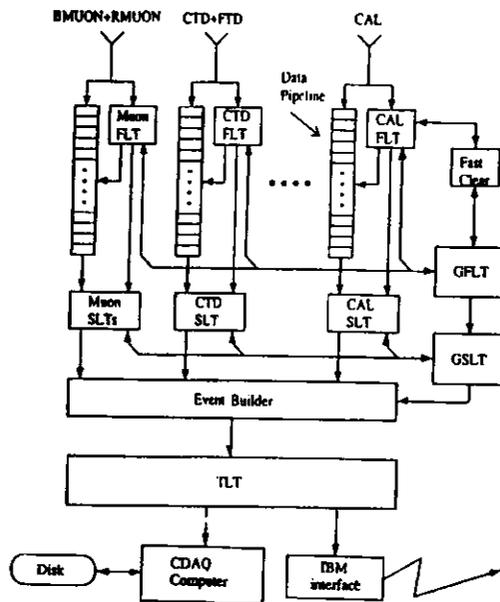


Bild 14: Der Aufbau des ZEUS-Triggers.

4.1.1 Erste Triggerstufe

Die Entscheidung der ersten Triggerstufe wird aus einem logischen Oder mehrerer Subtrigger ermittelt. Von den insgesamt 64 Subtriggern werden einige zur Bestimmung der Triggerentscheidung herangezogen, während die anderen für Testzwecke benutzt werden. Aufgrund der hohen Rate einzelner Subtrigger werden diese skaliert. Für die einzelnen Subtrigger werden logische Operationen durchgeführt, basierend auf der Information der verschiedenen ZEUS-Komponenten. Dabei sind für die Ereignisse des geladenen Stromes jene Subtrigger von Bedeutung, welche nur auf dem Kalorimeter beruhen. Die Definition aller Subtrigger kann in [45] gefunden werden.

Das Signal eines Triggerturmes des CAL-FLT ist die Summe der Signale der Photomultiplier innerhalb eines Kalorimeterturmes einer EMC- oder einer HAC-Sektion. Dies ist gleichbedeutend mit der Zusammenfassung der EMC-Streifen bzw. der HAC1- und HAC2-Sektionen. Anschließend werden die Signale für die weitere Berechnung digitalisiert [46]. Die Signale der Triggertürme werden zur Berechnung der Gesamtenergie E_{tot} , der transversalen Energie E_t , des transversalen Impulses E_{miss} , der Energie EMC der EMC-Sektion, der Energie BEMC der BCAL EMC-Sektion, der Energie REMC der RCAL EMC-Sektion und der Energie REMCth der EMC-Sektionen des ersten Ringes um das RCAL-Strahlrohr benutzt. Die transversale Energie und der transversale Impuls sind definiert als

$$E_t = \sum_{\text{Triggertürme}} \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad \text{und} \quad (20)$$

$$E_{miss} = \sqrt{\left(\sum_{\text{Triggertürme}} P_x \right)^2 + \left(\sum_{\text{Triggertürme}} P_y \right)^2}$$

Von der Summe ausgenommen sind Triggertürme mit einer Energie weniger als 464 MeV zur Rauschunterdrückung. Die Definition der Kalorimetertürme, die die Ringe 1, 2 und 3 um das FCAL-Strahlrohr und Ring 1 um das RCAL-Strahlrohr bilden, sind in Bild 15 dargestellt. Zur Bestimmung der Gesamtenergie E_{tot} wurden die Kalorimetertürme der drei Ringe um das FCAL-Strahlrohr und die des ersten Ringes um das RCAL-Strahlrohr ausgeschlossen. Für E_t und EMC wird der erste Ring um das FCAL-Strahlrohr und für REMC der erste Ring um das RCAL-Strahlrohr weggelassen. Desweiteren wird die Energie REMCth des ersten Ringes um das RCAL-Strahlrohr berechnet, da sonst diese Region unberücksichtigt gewesen wäre. Diese Energiesummen und die dazugehörigen Schwellenwerte stellen einige der Subtrigger dar, welche zur globalen Entscheidung der ersten Triggerstufe führen.

FLT-Konfiguration		
Run 5677 - 6493	Run 6494 - 7174	Run 7175 - 7553
Konfiguration A	Konfiguration B	Konfiguration C
—	$E_{\text{miss}} > 12.0 \text{ GeV}$	—
—	—	$(E_{\text{miss}} > 10.1 \text{ GeV}$ und $E_t > 3.9 \text{ GeV})$
$E_{\text{tot}} > 15.0 \text{ GeV}$		
$E_t > 11.5 \text{ GeV}$		
$EMC > 7.5 \text{ GeV}$		
$BEMC > 3.4 \text{ GeV}$		
$REMC > 2.0 \text{ GeV}$		
$REMCh > 3.7 \text{ GeV}$		

Tabelle 4: Die Konfiguration der Subtrigger des Kalorimeters während der Datennahme 1993. Für die Triggerentscheidung wurde das logische Oder aller dieser Subtrigger ermittelt.

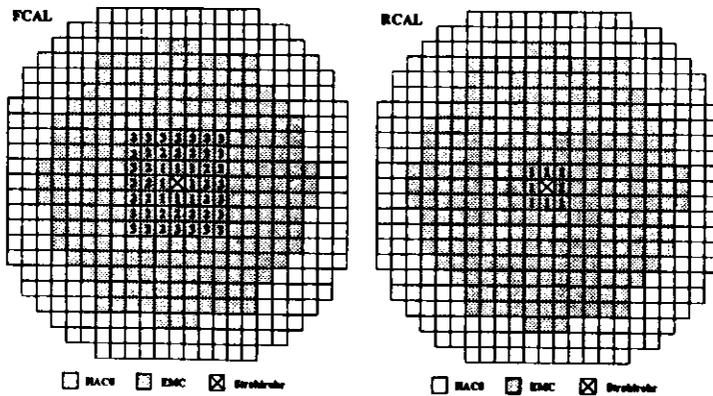


Bild 15: Blick auf die Frontfläche der FCAL- und RCAL-Module.

Die Schwellenwerte für die Subtrigger wurden so gewählt, daß eine möglichst hohe Effizienz für die verschiedenen ep-Prozesse erreicht wird. Andererseits ergibt sich eine untere Schranke für die Schwellenwerte aufgrund der maximalen Ausgangsrate von 100 KHz der ersten Triggerstufe. In Tabelle 4 sind die Konfiguration der Subtrigger dargestellt, welche nur auf dem Kalorimeter beruhen. Dabei gab es während der Datennahme 1993 zwei bedeutende Änderungen in der Konfiguration der Subtrigger. Zu Beginn des Luminositätsbetriebes war der E_{miss} -Subtrigger nicht verfügbar (Konfiguration A). Für die Runperiode 6494-7174 wurde der E_{miss} -Subtrigger benutzt (Konfiguration B). Danach wurde der Subtrigger modifiziert zu einem logischen Und aus E_{miss} und E_t (Konfiguration C). Die weiteren Subtrigger blieben während der Datennahme 1993 unverändert. Desweiteren wurden alle die Ereignisse nicht akzeptiert, bei denen der C5 Vetoähler ein Signal geliefert hat. Der C5 Vetoähler besteht aus zwei Szintillatorstreifen, welche senkrecht zur Strahlachse bei $z = -315 \text{ cm}$ um das Strahlrohr angebracht sind. Der Zähler trägt zur Reduktion von Proton-Gas-Ereignissen mit einem Wechselwirkungspunkt weit vor dem ZEUS-Detektor bei, weil einige der bei dieser Reaktion entstehenden Teilchen das Strahlrohr verlassen und so auf die Szintillatorstreifen treffen.

Die Ereignisse des geladenen Stromes werden durch die verschiedenen Subtrigger, basierend auf dem Kalorimeter, der ersten Triggerstufe akzeptiert. Das Bild 16 zeigt die Effizienzen der Subtrigger für die drei Konfigurationen, bestimmt mit den HL6 MC-Ereignissen des geladenen Stromes. Die Effizienz ist dabei definiert als das Verhältnis aus der Anzahl der Ereignisse, die die Bedingung für den jeweiligen Subtrigger erfüllen unabhängig von den anderen Subtriggern, und der Anzahl aller generierten Ereignisse. Das schwarze Histogramm gibt die Effizienz an, daß die Ereignisse genau den einen Subtrigger erfüllen und keinen weiteren. Da diese Effizienz klein ist gegenüber der Effizienz der Subtrigger, bedeutet das, daß die Ereignisse von zwei oder mehr Subtriggern akzeptiert werden. Für Ereignisse des geladenen Stromes ist $P_1 \approx E_t$, weil transversal betrachtet alle aus der Wechselwirkung entstehenden Teilchen ungefähr in die gleiche Richtung und zwar entgegengesetzt zur Richtung des auslaufenden Neutrinos der Vertex verlassen, sodaß beide Größen ungefähr gleichgroß sind. Die Ereignisse wurden somit mittels der beiden Subtrigger E_t und E_{miss} akzeptiert. Für Konfiguration A wurde das Fehlen des E_{miss} -Subtrigger durch E_t ausgeglichen. Daher ist die Effizienz der Ereignisse, die genau einen Subtrigger erfüllen, gerade für den E_t -Subtrigger bei der Konfiguration A so hoch, denn bei den anderen beiden Konfigurationen akzeptieren beide Subtrigger diese Ereignisse, sodaß

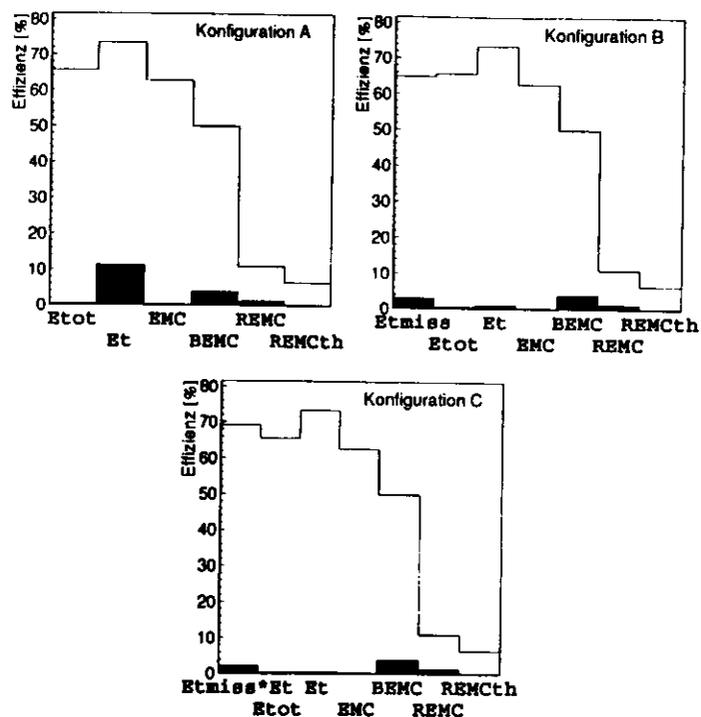


Bild 16: Effizienz der Subtrigger für die drei Konfigurationen (weißes Histogramm) und die Effizienz, daß die MC-Ereignisse von genau einem Subtrigger akzeptiert werden (schwarzes Histogramm).

diese Effizienz klein ist.

In dem Bild 17 sind die Verteilungen von E_{miss} , E_{tot} , E_t und EMC für HL6 MC-Ereignisse zu sehen. Die Energiewerte wurden berechnet mit dem Simulationsprogramm ZGANNA, welches den ZEUS-Trigger beschreibt (Abschnitt 3.3). Die weißen Histogramme zeigen die MC-Verteilungen für alle generierten Ereignisse des geladenen Stromes und die schraffierten die Verteilungen für die Ereignisse, die von der ersten Triggerstufe, Konfiguration B, akzeptiert wurden. Für die beiden anderen Konfigurationen der ersten Triggerstufe ergeben sich vergleichbare Verteilungen. Die Ereignisse unterhalb

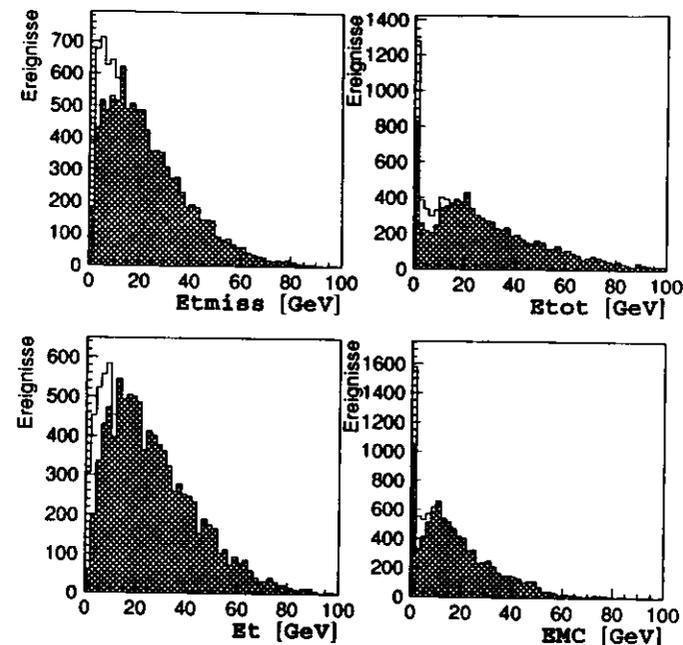


Bild 17: Die Verteilungen von E_{miss} , E_{tot} , E_t und EMC für alle generierten HL6 MC-Ereignisse (weißes Histogramm) und für die von der ersten Triggerstufe, Konfiguration B, akzeptierten (schraffiertes Histogramm).

der Schwellenwerte, entsprechend Tabelle 4, werden durch andere Subtrigger akzeptiert, da für die Berechnung der Energiewerte jeweils keine oder mehrerer Triggertürme ausgelassen werden. Für E_{tot} werden die 3 Ringe um das FCAL-Strahlrohr weggelassen, während für E_{miss} diese mitbenutzt werden. Somit kann ein Ereignis des geladenen Stromes mit einem unter kleinem Winkel gestreuten Stromjet den größten Teil der Energie in diesen 3 Ringen deponieren. Folglich ergibt die Berechnung der ersten Triggerstufe für solche Ereignisse $E_{tot} \approx 0$ GeV und für E_{miss} einige GeV.

4.1.2 Zweite Triggerstufe

Während des Jahres 1993 wurde die zweite Triggerstufe benutzt, um offensichtliche Untergrundereignisse zu verwerfen. Dazu stehen der zweiten Triggerstufe unter anderem die Informationen jedes Photomultipliers des Kalorimeters zur Verfügung und nicht wie für die erste Triggerstufe nur die Triggertürme.

Zum einen werden Ereignisse unterdrückt, bei denen ein Photomultiplier des Kalorimeters ein hohes Signal liefert und das restliche Kalorimeter außer Rauschen nichts zeigt. Die Ursache solcher Ereignisse liegt in einer spontanen Entladung von aufgesammelten Dunkelströmen in der Nähe der Kathode des Photomultiplier [47]. Aufgrund des niedrigen Schwellenwertes des BEMC-Subtrigger sind besonders die Photomultiplier in dieser Region betroffen. Ein Algorithmus identifiziert solche nahezu leeren Ereignisse mit der Forderung, daß in der EMC-Sektion des BCAL nur ein EMC-Streifen mit einer Energie größer 800 MeV existiert, die restliche Energie im BCAL kleiner als 800 MeV, die FCAL-Energie kleiner als 800 MeV und die RCAL-Energie kleiner als 400 MeV ist.

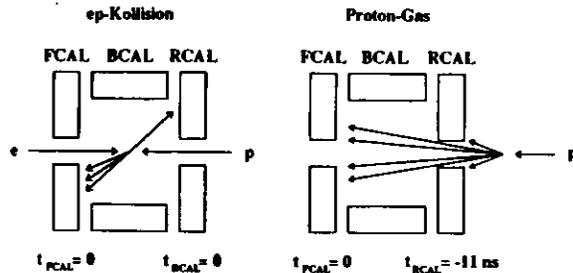


Bild 18: Ankunftszeiten der Teilchen im Endzustand für ep- und Proton-Gas-Ereignisse.

Eine zweite Klasse von Untergrundereignissen sind Proton-Gas-Ereignisse mit einem Wechselwirkungspunkt vor dem ZEUS-Detektor, wie Bild 18 verdeutlicht. Für ep-Ereignisse werden die Ankunftszeiten im Kalorimeter für vom nominellen Wechselwirkungspunkt auslaufende Teilchen definiert als 0 ns. Die Teilchen, welche von einem Wechselwirkungspunkt vor dem Kalorimeter erzeugt werden, erreichen um ungefähr 11 ns eher das RCAL, sodaß solche Proton-Gas-Ereignisse anhand der Ankunftszeiten verworfen werden

können. Die mittlere Zeit für FCAL und RCAL wird berechnet mit

$$t = \frac{1}{N} \sum_i t_i^{\text{PMT}}. \quad (21)$$

Die Größe t_i^{PMT} ist die im Photomultiplier registrierte Zeit bei einer Energieschwelle vom 500 MeV und N die Anzahl der Summanden. Summiert wird jeweils getrennt für FCAL und RCAL. Die mittlere Zeit ist nur dann definiert, falls mindestens zwei oder mehr Photomultiplier zur Summe beitragen. Akzeptiert werden nur Ereignisse mit einer undefinierten Zeit oder mit

$$|t_{\text{FCAL}}| < 8 \text{ ns und } |t_{\text{RCAL}}| < 8 \text{ ns}.$$

Die zweite Triggerstufe hat keinen Einfluß auf Ereignisse des geladenen Stromes, weil einmal Ereignisse unterdrückt werden, in denen im wesentlichen nur ein Photomultiplier ein Signal geliefert hat. Die Ereignisse des geladenen Stromes erzeugen aber aufgrund der hadronischen Natur des Strom- und Protonjets in vielen Photomultipliern ein Signal.

Die Zeitauflösung des Kalorimeters beträgt wegen der schnellen Auslese mittels Photomultiplier ungefähr 1 – 2 ns [48]. Daher wurde der akzeptierte Bereich für die Ankunftszeiten so gewählt, daß alle ep-Ereignisse akzeptiert werden.

4.1.3 Dritte Triggerstufe

Der dritten Triggerstufe liegt im Gegensatz zu den anderen die gesamte Information des Ereignisses vor, sodaß eine vollständige Rekonstruktion, speziell die zeitaufwendige Spur- und Vertexrekonstruktion, durchgeführt werden kann. Basierend auf diesen Informationen durchlaufen alle Ereignisse drei Kriterien, welche zur Unterdrückung von Ereignissen dienen, die nicht auf einer ep-Wechselwirkung beruhen. Anschließend werden von mehreren Filtern die jeweilige Klasse von ep-Reaktionen selektiert und auf einem Band abgespeichert.

Entsprechend der zweiten Triggerstufe werden Ereignisse unterdrückt, bei denen im wesentlichen nur ein Photomultiplier ein Signal liefert. Jedoch werden nun alle Photomultiplier betrachtet. Das Kriterium dazu ist, daß mindestens eine Zelle mit

$$I_{\text{Zelle}} = \left| \frac{E_L - E_R}{E_L + E_R} \right| > 0.9 \text{ und } E_{\text{Zelle}} = E_L + E_R > 1.5 \text{ GeV}$$

gefunden wird und für die Energie des restlichen Kalorimeters gilt

$$E_{\text{Rest}} < 2 \text{ GeV}.$$

Die Größen E_L und E_R sind die Energien der beiden Photomultiplier einer Zelle, welche entweder ein EMC-Streifen oder eine HAC-Sektion eines Turmes ist. Daraus ergibt sich die Energie E_{Zelle} und das Ungleichgewicht I_{Zelle} für die Zelle.

Ebenso wird ein Zeitschnitt gemacht, wobei ein modifizierter Algorithmus mit einer besseren Zeitauflösung verwendet wurde. Die mittlere Ankunftszeit berechnet sich aus dem gewichteten Mittel der Zeiten der einzelnen Photomultiplier zu

$$t = \frac{\sum_i w_i t_i}{\sum_i w_i}. \quad (22)$$

Das Gewicht w_i ist das Inverse des Fehlers in der Zeitbestimmung und wurde bestimmt mit E_i als Energie des entsprechenden Photomultipliers zu [49]

$$w_i = \frac{1}{\Delta t_i^2} = \frac{1}{\left(0.4 + \frac{1.4}{E_i^{0.85} [\text{GeV}]}\right)^2}. \quad (23)$$

Für die mittleren Zeiten t_{FCAL} , t_{RCAL} und t_{Global} werden die Photomultiplier des FCAL, RCAL, bzw. alle in der Summe berücksichtigt, sofern die Energie des Photomultipliers größer als 200 MeV ist. Die Zeiten werden wiederum nur dann berechnet, wenn die Summe mindestens zwei Summanden enthält und wenn die Energie im FCAL, RCAL, bzw. im ganzen Kalorimeter größer als 2 GeV, 1 GeV, bzw. 1 GeV ist. Die Ereignisse werden akzeptiert, wenn folgende Zeitschnitte erfüllt sind, sofern die Zeiten berechnet werden konnten

$$\begin{aligned} |t_{\text{FCAL}}| &< \max(8 \text{ ns}, 3 \cdot \Delta t_{\text{FCAL}}), \\ |t_{\text{RCAL}}| &< \max(8 \text{ ns}, 3 \cdot \Delta t_{\text{RCAL}}), \\ |t_{\text{FCAL}} - t_{\text{RCAL}}| &< \max(8 \text{ ns}, 3 \cdot \Delta t_{\text{FCAL}}), \\ |t_{\text{Global}}| &< \max(8 \text{ ns}, 3 \cdot \Delta t_{\text{Global}}). \end{aligned}$$

Dabei ist die Größe Δt^2 die quadratische Summe der Fehler Δt_i der Photomultiplier, die in der Summe von Gleichung 22 enthalten sind.

Das dritte Kriterium unterdrückt Ereignisse, die von dem Myonfinder MUTRIG [50] identifiziert wurden als kosmische Myonen oder als Halomyonen, entstanden aus einer Proton-Gas-Wechselwirkung und nun parallel zur Strahlachse sich bewegen. Der Myonfinder basiert wie die Triggerentscheidungen auf der Information des Kalorimeters. Identifiziert werden die Myonen durch den Umstand, daß die Myonen von außerhalb in das Kalorimeter eindringen und es dann wieder verlassen. Dabei wird zum einem entlang

der Flugbahn Energie deponiert, sodaß eine langgestreckte Spur von getroffenen Zellen entsteht, und zum anderem besteht ein Korrelation zwischen der Position der getroffenen Zelle im Kalorimeter und der Zeit. Eine solche Anordnung von Zellen und eine Korrelation besteht nicht für Ereignisse, die innerhalb des Detektors erzeugt wurden. Desweiteren wird die Information der Myon- und Spurkammern sowie die Zeitdifferenz zwischen der oberen ($y > 0$) und der unteren ($y < 0$) Kalorimeterhälfte ausgenutzt, um die Myonen eindeutig zu identifizieren.

Der Filter zur Selektion der Ereignisse des geladenen Stromes beruht auf folgender Logik

$$\begin{aligned} P_t &> 9 \text{ GeV} \\ &\text{und} \\ (\text{Anzahl der rekonstruierten Spuren} &\geq 1 \text{ oder } E_{\text{FCAL}} > 10 \text{ GeV}) \\ &\text{und} \\ E_{\text{RCAL}} &< 70 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Der transversale Impuls P_t ist die vektorielle Summe der transversalen Energien aller Kalorimeterzellen und die Größen E_{FCAL} und E_{RCAL} die Energien gemessen im FCAL und RCAL. Zur Rauschunterdrückung wurden nur EMC-, HAC0- und HAC-Zellen mit einer Energie größer als 60, 100 bzw. 110 MeV berücksichtigt.

Für die dritte Triggerstufe gilt im Bezug auf die Unterdrückung von Untergrundereignissen die gleiche Aussage wie für die zweite. In Bild 19 ist die Zeitverteilung $t_{\text{FCAL}} - t_{\text{RCAL}}$ gegen t_{RCAL} für den Run 7214 zu sehen. Dabei wurden die Ereignisse verwendet, die von der dritten Triggerstufe akzeptiert wurden, also nach Anwendung der Zeitschnitte. Die Verteilung zeigt eine Trennung der ep-Ereignisse mit Zeiten von ≈ 0 ns und des Untergrundes von Proton-Gas-Wechselwirkungen mit $t_{\text{FCAL}} - t_{\text{RCAL}} \approx 11$ ns und $t_{\text{RCAL}} \approx -11$ ns. Diese Ereignisse des Untergrundes werden akzeptiert, weil die Zeitschnitte keine scharfen Schnitte bei 8 ns sind, sondern eine Forderung, daß die Zeiten innerhalb des Maximalwertes liegen, welcher ermittelt wird aus 8 ns und dem dreifachen Fehler der Zeitbestimmung. Der dreifache Fehler der Zeitbestimmung kann aber aufgrund des Algorithmus bei kleinen Energien zu großen Werten führen. Der Myonfinder MUTRIG unterdrückt keine Ereignisse des geladenen Stromes, da der Myonfinder nach lang ausgedehnten und schmalen Strukturen und die damit verbundene Zeitkorrelation sucht, die nur Myonen erfüllen können und nicht die Jets der Ereignisse des geladenen Stromes.

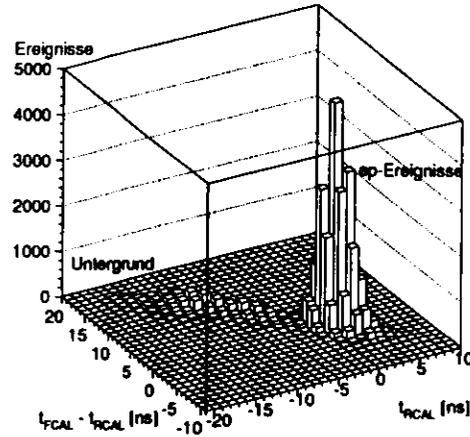


Bild 19: Die Zeitverteilung $t_{\text{FCAL}} - t_{\text{RCAL}}$ gegen t_{RCAL} für die Ereignisse des Run 7214, welche von der dritten Triggerstufe akzeptiert wurden und auf Band geschrieben wurden.

Der Filter der dritten Triggerstufe hat folgenden Effekt. Mit der Definition des transversalen Impulses

$$P_t^2 \equiv \left(\sum_k P_x \right)^2 + \left(\sum_k P_y \right)^2, \quad (24)$$

eingesetzt in Gleichung 14, ergibt sich

$$Q_{\text{JB}}^2 = \frac{P_t^2}{1 - y_{\text{JB}}}. \quad (25)$$

Das bedeutet, daß der transversale Impuls P_t für kleine Werte von y_{JB} proportional zum Impulsübertragsquadrat Q_{JB}^2 ist. Dabei ist ein Schnitt in P_t gleichbedeutend mit einem Schnitt in Q^2 im Phasenraum. Gleichzeitig haben aber Proton-Gas-Wechselwirkungen und ep-Wechselwirkungen mit einem Austausch eines neutralen Bosons aufgrund der Impulserhaltung einen transversalen Impuls von $P_t \approx 0$, sodaß der Untergrund von den Ereignissen des geladenen Stromes für den betrachteten Phasenraum getrennt wird. Die Forderung nach mindestens einer rekonstruierten Spur ist gleichbedeutend

mit einer Unterdrückung von Ereignissen des geladenen Stromes mit y_{JB} -Werten kleiner als 0.02, denn für diese Ereignisse wird das Quark unter so kleinem Winkel gestreut (Bild 10), daß die entstehenden Hadronen nicht die zentrale Spurkammer durchqueren. Dieser Verlust wird zum Teil durch die Forderung nach einer Energie im FCAL wieder ausgeglichen. Dagegen bewirkt die Forderung nach einer Maximalenergie im RCAL nur eine Unterdrückung von Proton-Gas-Wechselwirkungen, die Ankunftszeiten haben, welche innerhalb des erlaubten Zeitbereiches liegen, aber sehr viel Energie im RCAL deponieren. Ereignisse des geladenen Stromes deponieren deutlich weniger als 70 GeV im RCAL, weil mit Gleichung 14 gilt:

$$E_{\text{Parton}} = \frac{2E_e y_{\text{JB}}}{1 - \cos \theta_{\text{Parton}}}, \quad (26)$$

$$E_{\text{RCAL}} = E_{\text{Parton}} + 3\sigma_E \leq 39 \text{ GeV}.$$

Die maximale Energie des gestreuten Partons E_{Parton} ergibt sich bei $y_{\text{JB}} = 1$ und einem Winkel $\theta_{\text{Parton}} = 129.1^\circ$, bei dem das Parton und somit die daraus entstehenden Hadronen das RCAL noch erreichen. Bei der maximal deponierten Energie im RCAL von 39 GeV wurde zudem die Energieauflösung des Kalorimeters mitberücksichtigt.

4.2 Offline Selektion

Nach dem Speichern der Daten auf Bändern wurde eine vollständige Rekonstruktion der Daten mit dem Programm ZEPHYR durchgeführt. Eine Vorselektion für jede Klasse von ep-Reaktionen führte zu einer weiteren Reduktion der Datenmenge. Für die Vorselektion der Ereignisse des geladenen Stromes wurden nur solche betrachtet, die von der dritten Triggerstufe als Ereignisse des geladenen Stromes gekennzeichnet wurden.

In der Vorselektion wurde wiederum Zeitschnitte durchgeführt

$$\begin{aligned} |t_{\text{FCAL}}| &< 6 \text{ ns}, \\ |t_{\text{RCAL}}| &< 6 \text{ ns}, \\ |t_{\text{FCAL}} - t_{\text{RCAL}}| &< 6 \text{ ns}, \\ |t_{\text{Global}}| &< 8 \text{ ns}. \end{aligned}$$

Der Algorithmus zur Bestimmung der Zeiten ist entsprechend dem der dritten Triggerstufe. Jedoch wurden verschiedene Korrekturen auf die Bestimmung der Zeiten der Photomultiplier angewendet, welche während der Datennahme nicht verfügbar waren [49]. Dadurch konnte die Auflösung verbessert werden,

sodaß strenge Zeitschnitte benutzt wurden. Zur Unterdrückung von Myonen wurden der Myonfinder MUTRIG angewendet, wobei statt der standardmäßigen Werte der Eingabeparameter folgende Werte benutzt wurden

$$\text{calcut} = 1000, \text{emaz} = 1000, \text{tmcut} = 0, \text{und chisq} = 50.$$

Die standardmäßigen Werten der Parameter sind

$$\text{calcut} = 50, \text{emaz} = 25, \text{tmcut} = 6, \text{und chisq} = 30.$$

Die Parameter *calcut* und *emaz* sind die Schwellenwerte für Schnitte auf die Gesamtenergie und auf die maximale Energie in einer Zelle. Der Parameter *tmcut* gibt den Zeitbereich der globale Zeit an. Der Parameter *chisq* beschreibt die Qualität der Anpassung einer Geraden für ein Myon an die Schwerpunkte der getroffenen Zellen. Die geänderten Werte bedeuten eine weitere Reduktion, weil mit den standardmäßigen Werten der Eingabeparameter eine Reihe von Ereignissen von der Identifizierung als Myon ausgeschlossen wurden. Die Ereignisse wurden ausgeschlossen, da die Möglichkeit der Mißidentifizierung von ep-Ereignissen als Myonen besteht. Für die Ereignisse der tiefunelastischen Streuung ist die Mißidentifizierung jedoch gering, sodaß mit den geänderten Werten die Ereignisse untersucht wurden. Insgesamt gilt im bezug auf den Einfluß auf Ereignisse des geladenen Stromes die gleiche Aussage wie für die zweite und dritte Triggerstufe, da wegen der aufwendigeren Rekonstruktion der Ereignisse schärfere Schnitte gerechtfertigt sind.

Analysiert wurden nur solche Ereignisse, bei denen die zentrale Spurkammer und das Kalorimeter voll funktionfähig waren, die Information des Luminositätsdetektor verfügbar war und der Solenoidmagnet angeschaltet war. Die auf diese Weise erzeugte Datenmenge umfaßt 33602 Ereignisse. Die abschließende Offline Selektion besteht aus folgenden Schritten:

1. $P_t > 10 \text{ GeV}$.
2. Mindestens eins der beiden Vertexrekonstruktionsprogramme TGTRAK [51] und VCTRAK [52] findet einen Vertex.
3. $0.04 < y_{JB} < 1$.
4. $\frac{P_t}{E_t} > 0.45$.
5. $\frac{P_t}{E} > 0.15$.

6. $E_{1,\text{Ring FCAL}} > 2 \text{ GeV}$.
7. $P_{t,\text{EMC}} > 5 \text{ GeV}$.
8. $\frac{\text{Zelle mit maximalem } P_t}{P_t} < 0.9$.
9. Mindestens ein rekonstruierter Vertex mit $|z_{\text{vtx}}| < 50 \text{ cm}$.
10. Visuelle Selektion der Ereignisse des geladenen Stromes.

Dabei wird der transversale Impuls P_t , der longitudinale Impuls P_z , die transversale Energie E_t und die Gesamtenergie E berechnet mit

$$\begin{aligned} P_t &= \sqrt{\left(\sum_{\text{Zellen}} P_x\right)^2 + \sum_{\text{Zellen}} P_y^2}, \\ P_z &= \sum_{\text{Zellen}} P_z, \\ E_t &= \sum_{\text{Zellen}} \sqrt{P_x^2 + P_y^2}, \\ E &= \sum_{\text{Zellen}} E. \end{aligned} \quad (27)$$

Die Größe $E_{1,\text{Ring FCAL}}$ ist die deponierte Energie im 1. Ring um das FCAL-Strahlrohr, bestehend aus den 8 Türmen. Für den transversalen Impuls $P_{t,\text{EMC}}$ werden nur die Energien in den EMC-Sektionen berücksichtigt. In den Energiesummen werden zur Rauschunterdrückung jene Zellen ausgeschlossen, deren Energie unter 60, 100 bzw. 110 MeV für EMC-, HAC0- bzw. HAC-Zellen liegen. Desweiteren wurde der Vertex auf $z = 0$ gelegt. Die kinematischen Variable y_{JB} und Q_{JB}^2 ergeben sich mit der Energie des einlaufenden Elektrons von $E_e = 26.7 \text{ GeV}$ als

$$\begin{aligned} y_{JB} &= \frac{E - P_z}{2E_e}, \\ Q_{JB}^2 &= \frac{P_t^2}{1 - y_{JB}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Während der Datennahme 1993 wurden mit dem ZEUS-Trigger Ereignisse mit einer Rate von 0.1 Hz als Ereignisse des geladenen Stromes gekennzeichnet. Die Vorselektion reduziert die Anzahl der Ereignisse auf 33602 und die Offline Selektion auf 28 Ereignisse, wie aus Tabelle 5 zu erkennen ist. Von den 28 Ereignissen wurden visuell 23 als Ereignisse des geladenen Stromes klassifiziert. Eins der 23 Ereignisse ist in Bild 20 zu sehen. Die Ereignisse

Schnitt	Ereignisse
Alle Ereignisse	33602
$P_t > 10 \text{ GeV}$	27593
Vertex	14439
$0.04 < y_{JB} < 1$	13774
$P_t/E_t > 0.45$	5928
$P_t/E > 0.15$	530
$E_{1,\text{Ring FCAL}} > 2 \text{ GeV}$	114
$P_{t,\text{EMC}} > 5 \text{ GeV}$	53
$P_{t,\text{max}}/P_t < 0.9$	41
$ z_{\text{vtx}} < 50 \text{ cm}$	28
Visuelle Selektion	23

Tabelle 5: Die Reduktion der Daten 1993 durch die Offline Selektion.

des geladenen Stromes zeichnen sich dadurch aus, daß das Neutrino den Detektor unnachgewiesen verläßt und so nur der hadronische Endzustand ein Signal liefert. Das Bild 20 zeigt mehrere Spuren von geladenen Teilchen, die von einem Vertex zu der Energiedeposition im Kalorimeter führen. Diese können dem Stromjet zugeordnet werden. Die deponierte Energie im FCAL um das Strahlrohr stammt von dem Protonjet, denn die an dem harten Prozeß unbeteiligten Quarks fliegen ohne wesentliche Richtungsänderung weiter und hadronisieren zu einem Protonjet. Im xy -Querschnitt ist kein Signal in entgegengesetzter Richtung der Hadronen zu erkennen. Im Falle eines Ereignisses des neutralen Stromes würde das gestreute Elektron dort ein Signal erzeugen. Deshalb wird das Nichtvorhandensein eines Signals dem Neutrino zugeordnet, welches den Detektor unnachgewiesen verläßt. Zudem wird der transversale Impuls der Hadronen nicht kompensiert. Von den anderen 5 Ereignissen ist eins ein Ereignis des neutralen Stromes und 4 sind eine Koinzidenz zwischen einem Myon und einer Proton-Gas-Wechselwirkung. Das Ereignis des neutralen Stromes ist in Bild 21 abgebildet. Zu erkennen ist eine Spur, welche auf eine Energie in der EMC-Sektion im RCAL zeigt. Dieses Cluster kann dem gestreuten Elektron der tiefinelastischen Streuung zugeordnet werden, da fast die gesamte Energie in nur einer Zelle deponiert wurde und auch nur im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Ein Hadron würde einen längeren und breiteren Schauer erzeugen (Abschnitt 2.3). Der Protonjet und der Stromjet sind zum größten Teil in dem Strahlrohr des

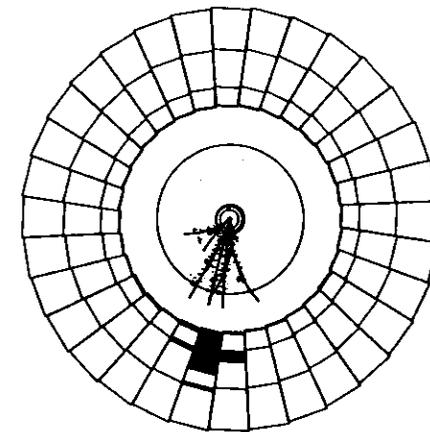
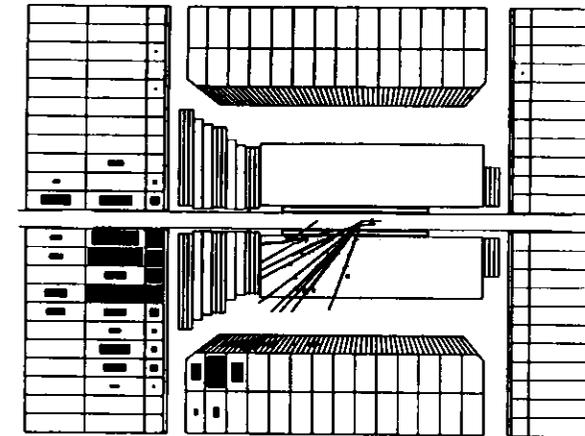


Bild 20: Ein Ereignis des geladenen Stromes (Run 7218, Ereignis 61331) im zr - (oben) und im xy -Querschnitt (unten) des ZEUS-Detektors. Die Werte für die kinematischen Variablen sind $Q^2 = 7900 \text{ GeV}^2$, $x = 0.19$ und $y = 0.47$.

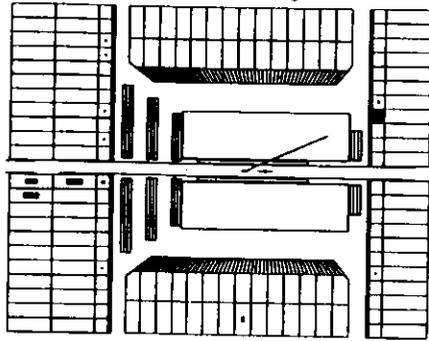


Bild 21: Ein Ereignis des neutralen Stromes (Run 6999, Ereignis 11212) im zr -Querschnitt des ZEUS-Detektors. In der EMC-Sektion des RCALs ist eine Energie von 26 GeV deponiert, die dem gestreuten Elektron zugeordnet wird. Daneben ist eine rekonstruierte Spur in der zentralen Spukammer zu sehen, welche auf die Energiedeposition im RCAL zeigt.

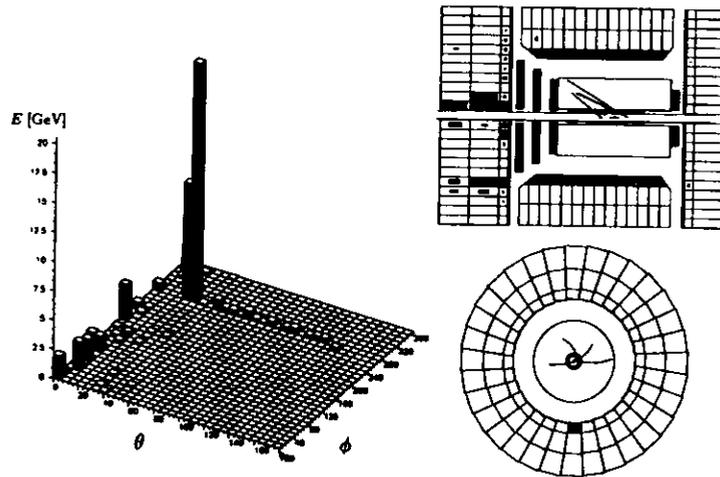


Bild 22: Eine Koinzidenz aus einem Myon und einer Proton-Gas-Wechselwirkung (Run 6684, Ereignis 23212) in der $\theta\phi$ -Ebene (links), im zr -Querschnitt (recht oben) und im xy -Querschnitt (rechts unten) des ZEUS-Detektors.

FCALs verschwunden. Das Bild 22 zeigt eins der 4 Koinzidenzen. Zu erkennen sind eine Reihe von Zellen, in denen Energie deponiert wurde, welche alle auf einer Geraden liegen, sowie in der Umgebung nur Zellen ohne Signal. Solch eine lang ausgedehnte, aber transversal schmale Struktur wird einem Myon zugeordnet, welches entlang seiner Flugbahn in jeder durchquerten Zelle Energie deponierte. In diesem Fall stammte das Myon aus dem Halo der Protonpakete, welches parallel zur Strahlachse die EMC-Sektionen eines Moduls ($\theta \approx 270^\circ$) des BCALs durchquerte. Die Energie im FCAL um das Stahlrohr und die Spuren in Bild 22 sind das Resultat einer Proton-Gas-Wechselwirkung. Bei einer solchen Wechselwirkung verlassen die erzeugten Hadronen aufgrund der hohen Energie des Protons von 820 GeV den Vertex in Richtung positiver z -Achse und nur wenige Hadronen unter größerem Winkel zur Strahlachse. Folglich ähnelt das Signal einer Proton-Gas-Wechselwirkung dem des Protonjets.

Wegen des unnachgewiesenen Neutrinos ist für Reaktionen des geladenen Stromes der transversale Impuls P_t und $P_{t,EMC}$ verglichen mit anderen Reaktionen groß. Zudem bedeutet der schärfere Schnitt in P_t verglichen zur dritten Triggerstufe eine Reduktion des Phasenraumes. Die geringe Akzeptanz bei kleinen Winkeln der zentralen Spukammer führt dazu, daß die Hadronen des Stromjets unter so großem Winkel den Wechselwirkungspunkt verlassen, daß im Kalorimeter eine Separation des Strom- und des Protonjets zu erkennen ist. Somit führt die Forderung nach einem Vertex ähnlich wie nach der Forderung nach einer rekonstruierten Spur zu einem Schnitt im Phasenraum. Analog dazu führt der Schnitt in y_{JB} zu einer Begrenzung im Phasenraum. Die untere Grenze ist motiviert durch den Umstand, daß die Ereignisse nicht von dem Kalimeterrauschen dominiert werden sollen, welches einen zusätzlichen Beitrag zu der Größe y_{JB} liefert. Die Korrelation zwischen dem transversalen Impuls P_t und der transversalen Energie E_t sowie zwischen dem transversalen Impuls P_t und der Gesamtenergie E vor dem jeweiligen Schnitt ist in Bild 23 zu erkennen. Dabei ist zu beachten, daß die integrierte Luminosität für das MC wesentlich größer ist als für die Daten. Für die Ereignisse des geladenen Stromes, simuliert mit dem HL6-MC, ist $P_t \approx E_t$, weil für die beiden Größen nur der Stromjet beiträgt. Der Protonjet mit dem Winkel $\theta \approx 0^\circ$ liefert nur einen geringen Beitrag. Die Korrelation zwischen dem transversalen Impuls P_t und der Gesamtenergie E ist nicht so stark ausgeprägt, weil die Größen verknüpft sind über

$$E \sin \theta_{\text{Quark}} \approx P_t, \quad (29)$$

wobei θ_{Quark} der Winkel des gestreuten Quarks ist. Da der Winkel θ_{Quark}

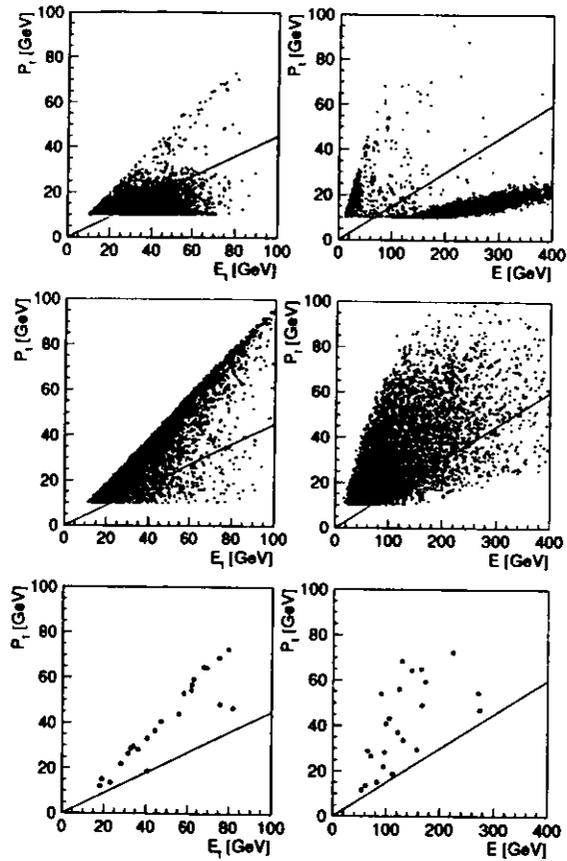


Bild 23: Korrelation zwischen dem transversalen Impuls P_t und der transversalen Energie E_t nach den Schnitten 1 - 3 (links) und zwischen dem transversalen Impuls P_t und der Gesamtenergie E nach den Schnitten 1 - 4 (rechts). Zu erkennen sind oben die Verteilungen für die Daten, in der Mitte für das HL6-MC und unten die Verteilungen für die 23 Ereignisse des geladenen Stromes. Die Linie deutet den jeweiligen Schnitt an.

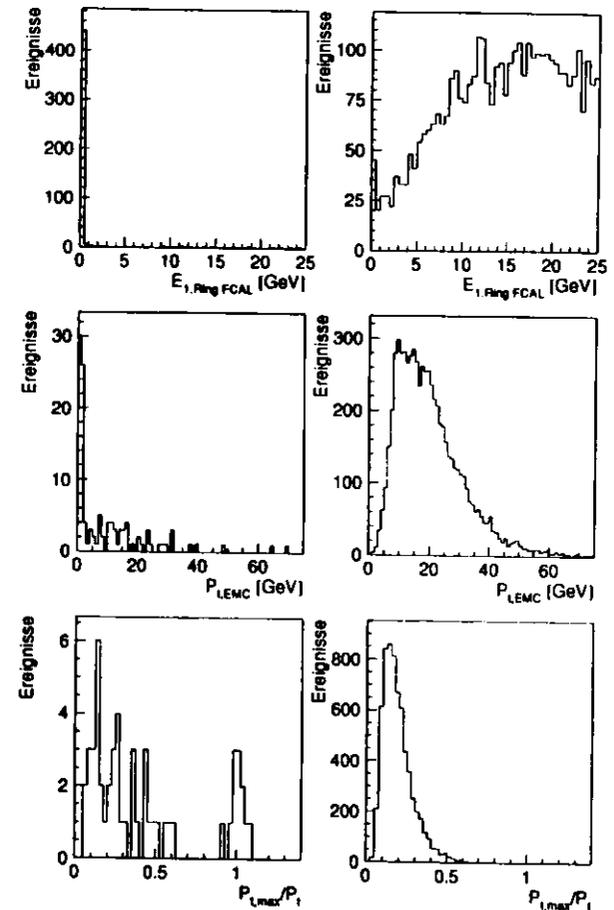


Bild 24: Die Verteilungen der Größen $E_{1, Ring FCAL}$ (oben), $P_{LEM C}$ (Mitte) und $P_{t, max}/P_t$ (unten) für die Daten (links) und das HL6-MC (rechts) vor den entsprechenden Schnitten.

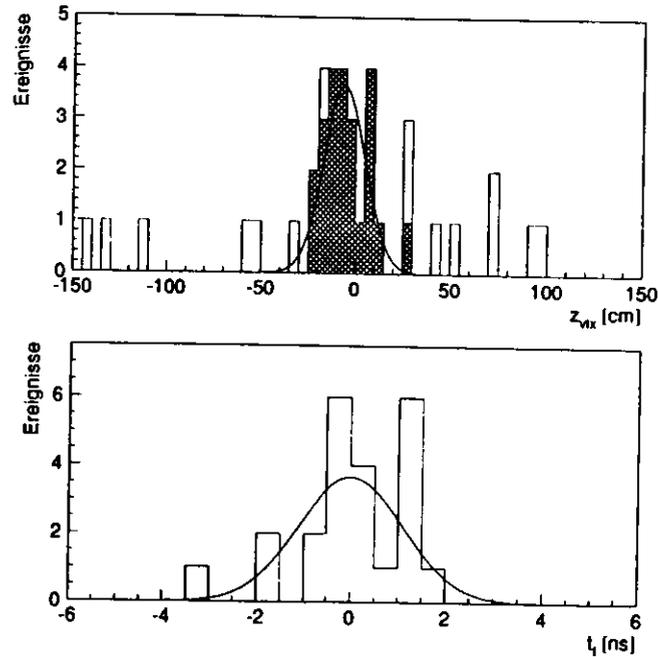


Bild 25: Die Vertex-Verteilung z_{vtx} (oben), rekonstruiert mit VCTRAK vor dem z_{vtx} -Schnitt (weißes Histogramm) und nach der visuellen Selektion (schraffiertes Histogramm), und die Zeitverteilung t_{FCAL} (unten) nach der visuellen Selektion. Dem überlagert sind Gaußverteilungen.

neben einer der Energiegrößen des Stromjets als zweite unabhängige kinematische Variable betrachtet werden kann, ist der Winkel nicht mit der Energiegrößen korreliert und führt somit zu der abgebildeten Korrelation. Die Daten dagegen zeigen überwiegend Ereignisse, bei denen die transversale Energie und die Gesamtenergie wesentlich größer sind als der transversale Impuls. Die 23 Ereignisse des geladenen Stromes sind in den Bildern oben mitgehalten und sind zur Verdeutlichung unten alleine dargestellt. Zu erkennen ist ebenfalls die Korrelation, wie sie für die MC-Ereignisse beschrieben

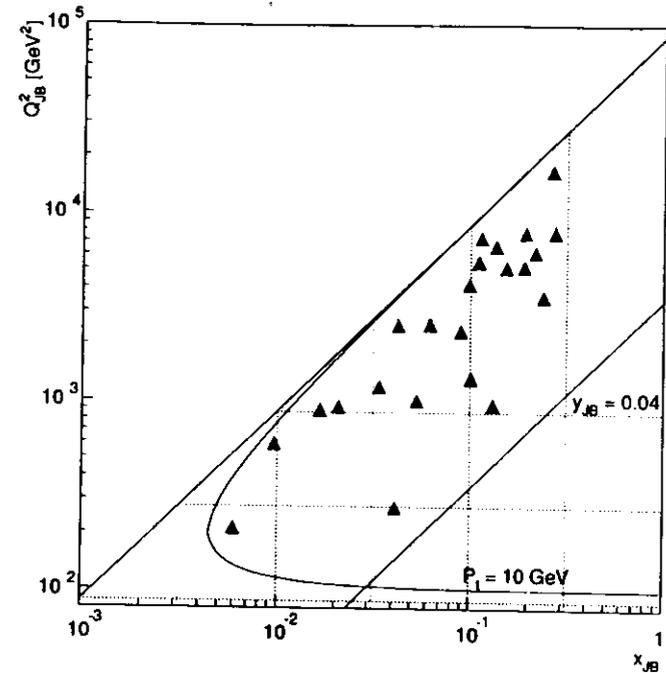


Bild 26: Q^2 - x Verteilung der 23 Ereignisse des geladenen Stromes.

wurde. Der Einfluß der Schnitte 6, 7 und 8 ist in Bild 24 für die Daten und das HL6-MC dargestellt. Für Ereignisse des geladenen Stromes deponiert der Protonjet genügend Energie in der Region um das FCAL-Strahlrohr. Aufgrund der Forderung nach einem großen transversalen Impuls wird auch entsprechend viel Energie in der EMC-Sektion deponiert, sodaß auch der transversale Impuls $P_{t,EMC}$ größer als 5 GeV ist. Da Jets eine größere longitudinale als auch transversale Ausdehnung haben als eine Zelle im Kalorimeter, ist nicht nur eine Kalorimeterzelle verantwortlich für den transversalen Impuls der Ereignisse des geladenen Stromes, sodaß die Größe $P_{t,max}/P_t$ nur kleine Werte annimmt. In den Daten sind darüber hinaus weitere Ereignisse zu erkennen, welche nicht diesen Vorhersagen genügen. Im Falle des $P_{t,max}/P_t$ -

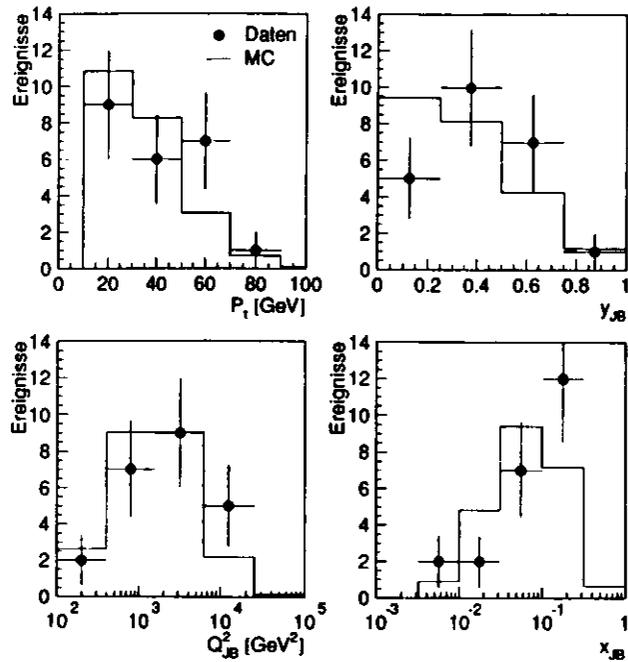


Bild 27: Verteilung der kinematischen Variablen P_1 , Q_{JB}^2 , y_{JB} und x_{JB} für die 23 Ereignisse des geladenen Stromes. Dem überlagert ist die Vorhersage des HL6-MC.

Schnitt werden Ereignisse verworfen, welche neben einer hohen Aktivität in einer Zelle weitere Aktivität im Detektor zeigen, sodaß diese Ereignisse nicht schon auf den Triggerstufen und der Vorselektion verworfen wurden.

Die Vertexverteilung z_{vtx} , bestimmt mit VCTRAK, vor dem z_{vtx} -Schnitt und nach der visuellen Selektion und die Zeitverteilung t_{FCAL} nach der visuellen Auswahl sind für die Daten in Bild 25 zu erkennen. Die Vertexverteilungen, welche gewonnen wurden aus der Analyse von Photoproduktionseignissen [53] und den Daten des C5-Zählers [54], wurden an eine Gaußverteilung mit einer mittleren Position von $\langle z_{vtx} \rangle = -6$ cm und einer Stan-

dardabweichung von 11 cm angepaßt. Die Breite wird hervorgerufen durch die longitudinale Ausdehnung der Protonpakete. Dieses Ergebnis wurde der Vertexverteilung der 23 Ereignisse überlagert, wobei eine Übereinstimmung erkennbar ist. Die Zeitverteilung wurde an eine Gaußverteilung angepaßt mit der Forderung, daß die Fläche unter der Gaußverteilung die den Daten entspricht und daß der Mittelwert bei 0 liegt. Die angepaßte Breite beträgt 1.1 ns und ist mit den Werten in [48] verträglich.

Das Bild 26 zeigt die 23 Ereignisse des geladenen Stromes im Phasenraum Q^2 - x . Daneben sind Phasenraumschnitte in P_1 und y_{JB} zu sehen. In Bild 27 sind die unkorrigierten Verteilungen der kinematischen Variablen P_1 , y_{JB} , Q_{JB}^2 und x_{JB} dargestellt. Dem überlagert ist die Vorhersage des HL6-MC. Zur Berechnung der kinematischen Variablen wurde für den Vertex $z_{vtx} = 0$ verwendet.

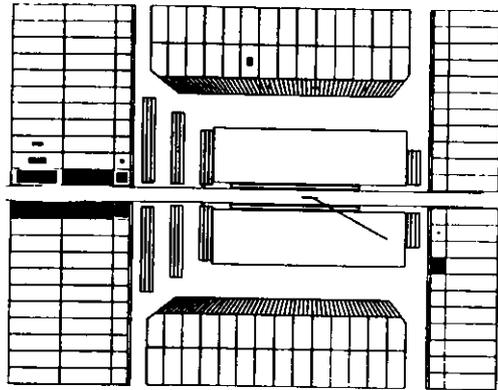
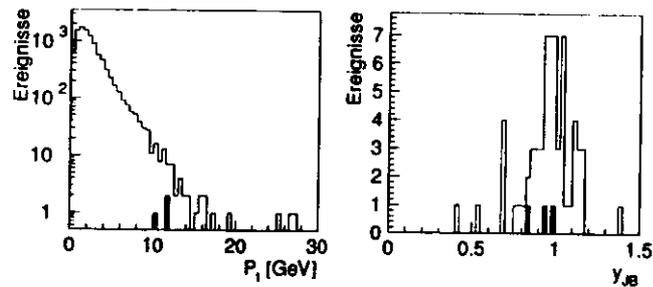
4.3 Untergrund

Die folgenden möglichen Quellen für den Untergrund von Ereignissen des geladenen Stromes werden betrachtet.

4.3.1 Prozeß des neutralen Stromes

Der Untergrund, welcher von der Mißidentifizierung von Reaktionen des neutralen Stromes herrührt, wurde mit einer MC-Simulation bestimmt. Die Untersuchung wurde dabei getrennt für den Phasenraum $Q^2 > 100$ GeV² und $Q^2 > 4$ GeV² durchgeführt.

Mit HERACLES & LEPTO wurden MC-Ereignisse mit $Q^2 > 100$ GeV² generiert und anschließend mit der vollständigen Detektorsimulation MOZART modelliert. Nach Anwendung der Selektionsschnitte verbleiben 3 Ereignisse von insgesamt 9855 generierten. Eins davon ist in Bild 28 zu sehen. Das MC-Ereignis hat eine vergleichbare Signatur wie das reale Ereignis in Bild 21. Wiederum ist das gestreute Elektron mit der rekonstruierten Spur und der Energiedeposition im RCAL zu erkennen, sowie die Energie um das FCAL-Strahlrohr. Im allgemeinen wird der transversale Impuls des Elektrons durch den des Stromjets ausgeglichen. Bei wenigen Ereignissen wird der transversale Impuls nicht ausgeglichen, weil die Energie des Stromjets in dem realen Detektor nicht richtig bestimmt wird. Zum Beispiel wird bei Ereignissen mit kleinem y das an dem harten Prozeß beteiligte Parton unter so kleinem Winkel gestreut, daß der Stromjet in dem FCAL-Strahlrohr vollständig bzw. teilweise verschwindet (siehe Bild 10). Folglich wird dann

Bild 28: Ein MC-Ereignis des neutralen Stromes im xz -Querschnitt.Bild 29: Die P_t (links) und y_{JB} -Verteilung (rechts) für MC-Ereignisse des neutralen Stromes. Die schwarz markierten Ereignisse sind die 3 Ereignisse, die nach der Selektion mißidentifiziert wurden.

nur ein Bruchteil der Energie des Stromjets bestimmt und der transversale Impuls des Elektrons wird nicht mehr ausgeglichen. In Bild 29 ist die Verteilung des transversalen Impulses P_t für die MC-Ereignisse des neutralen Stromes dargestellt. Der überwiegende Anteil hat einen kleinen bzw. verschwindenden transversalen Impuls. Nur der Teil mit $P_t > 10$ GeV stellt den möglichen Untergrund für Ereignisse des geladenen Stromes dar.

Zur Berechnung der kinematischen Variablen y_{JB} von Ereignissen des geladenen Stromes wird angenommen, daß die gesamte Energie im Kalorimeter von den Partonen des Protons herrührt und daß das auslaufende Lepton ein Neutrino ist. Dies führt im Falle von Ereignissen des neutralen Stromes dazu, daß die kinematische Variable y_{JB} um den Beitrag $(E_{\text{Elektron}} - P_{t,\text{Elektron}})/53.4 \text{ GeV} \approx 1$ größer wird, weil die Energie des Elektrons in der Berechnung mitberücksichtigt wird. Dieser Umstand ist in Bild 29 zu sehen. Die kinematische Variable y_{JB} nimmt große Werte an, häufig sogar größer als das kinematische Limit von 1, sodaß durch die Beschränkung auf den kinematisch gültigen Bereich Ereignisse des neutralen Stromes unterdrückt werden.

Die weitere Reduktion auf 3 Ereignisse geschieht im wesentlichen durch den P_t/E -Schnitt. Die gestreuten Elektronen besitzen bei kleinen Werten von y eine Energie von ungefähr 30 GeV und bei Winkeln von $\sin \theta_{\text{Elektron}} \approx 0.3$ einen transversalen Impuls von ungefähr 10 GeV (siehe Bild 10). Die Hadronen dagegen tragen aufgrund ihres geringen Winkels zur Strahlachse kaum zum transversalen Impuls bei, jedoch aber zur Gesamtenergie.

Zudem sind in Bild 29 die 3 Ereignisse in schwarz dargestellt. Da die integrierte Luminosität für das MC größer ist als für die Daten, ergibt sich ein Untergrund von 1.2 ± 0.7 Ereignissen des neutralen Stromes mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Diese können aber durch eine visuelle Selektion verworfen werden. Diese Ereignisse lassen sich identifizieren durch eine Energiedeposition in der EMC-Sektion in rückwärtiger Richtung sowie eine rekonstruierte Spur, welche zu der Energie führt. Die Energie und die Spur sollten zudem isoliert sein von dem Stromjet. Daher wird der Untergrund von Ereignissen des neutralen Stromes mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ vernachlässigt.

Desweiteren wurde auf MC-Ereignisse, welche mit HERACLES & LEPTO und $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ generiert wurden, die Selektionsschnitte angewendet. Die Region mit $4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ wurde untersucht, weil der totale Wirkungsquerschnitt für $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ 50mal größer ist als für $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$, denn der differentielle Wirkungsquerschnitt weist aufgrund des Propagator-terms des Photons eine $1/Q^4$ -Abhängigkeit auf. Das dazu verwendete MC entsprach einer integrierten Luminosität, welche um den Faktor 1.4 größer

war als die der Daten. Nach Anwendung der Selektion wurden alle Ereignisse unterdrückt, sodaß sich eine obere Grenze ergibt von 1.6 Ereignissen bei einem Vertrauensintervall von 90 % für den Untergrund von Ereignissen des neutralen Stromes mit $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$. Da in dieser Analyse auch die Region mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ berücksichtigt wurde und das Ergebnis mit dem obigen vereinbar ist, kann davon ausgegangen werden, daß kein bedeutender Beitrag zum Untergrund aus der Region von $4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ stammt. Somit kann insgesamt der Untergrund von Reaktionen der tiefunelastischen Streuung des neutralen Stromes vernachlässigt werden.

4.3.2 Photoproduktion

Bei Photoproduktionsreaktionen wird ein quasireelles Photon mit $Q^2 \approx 0$ ausgetauscht. Dadurch wird das gestreute Elektron kaum abgelenkt und kann deshalb auf das Elektronkalorimeter des Luminositätsdetektors bei $z = -35 \text{ m}$ treffen. Damit diese Ereignisse einen möglichen Untergrund für Ereignisse des geladenen Stromes darstellen, benötigen die Ereignisse einen großen transversalen Impuls. Der transversale Impuls entsteht, wie im Falle des Prozesses des neutralen Stromes, dadurch, daß Teilchen im Strahlrohr verschwinden oder im toten Material ein Teil ihrer Energie deponieren. Andererseits können c - und b -Quarks semileptonisch zerfallen. Die entstehenden Neutrinos und Myonen deponieren im Kalorimeter gar keine oder nur wenig Energie.

Eine Untersuchung der 23 Ereignisse der Daten zeigt, daß bei keinem der Ereignisse eine Energie größer als 5 GeV im Elektronkalorimeter des Luminositätsdetektors deponiert wurde. Dies ergibt bei einem Vertrauensintervall von 90% eine obere Grenze von 2.3 Untergrundereignissen. Jedoch trifft das gestreute Elektron der Photoproduktionsreaktionen nicht immer das Elektronkalorimeter, sondern nur in 28% aller Fälle [56]. Somit ergibt diese Untersuchung keine scharfe Aussage über den Untergrund.

Daher wurde der Photoproduktionsuntergrund mittels einer MC-Simulation untersucht. Dabei werden nur Ereignisse mit einer großen transversalen Energie E_t^{Gen} auf Generatorebene untersucht, denn nur diese haben die Möglichkeit, einen großen transversalen Impuls vorzutauschen, indem ein Teil der Energie nicht im Kalorimeter deponiert wird. Diese Ereignisse stellen den harten Teil der Photoproduktion, gekennzeichnet durch große transversale Energie E_t^{Gen} , mit den Prozessen „direct“ und „resolved“ dar. Der „direct“ Prozeß kann durch die Diagramme der Photon-Gluon-Fusion und der Gluon-Bremstrahlung mit $Q^2 \approx 0$ beschrieben werden. Der Unterschied

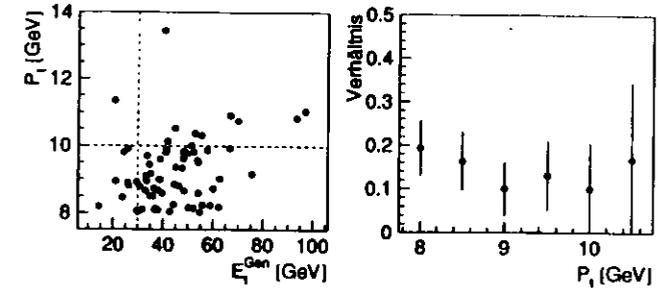


Bild 30: Das linke Bild zeigt die Korrelation zwischen P_t und E_t^{Gen} für Ereignisse der harten Photoproduktion. Rechts ist das Verhältnis der Ereignisse mit $E_t^{\text{Gen}} < 30 \text{ GeV}$ zu denen mit $E_t^{\text{Gen}} > 30 \text{ GeV}$ für verschiedene Schnitte in P_t zu sehen.

zum „resolved“ Prozeß ist, daß bei dem „resolved“ Prozeß nur ein Teil der Energie des Photons an der harten Wechselwirkung teilnimmt, sodaß der restliche Teil zu einem Photonjet entsprechend dem Protonjet hadronisiert [56]. Der Wirkungsquerschnitt ist für beide Prozesse zusammen in der Größenordnung von einigen μb , sodaß bei einer integrierten Luminosität von 528 nb^{-1} der Daten mindestens $10^6 - 10^7$ MC-Ereignisse für eine Untergrundstudie benötigt werden. Jedoch ist die anschließende Detektorsimulation aufgrund des komplexen ZEUS-Detektors nicht praktikabel. Daher wird für die Analyse nur der Teil mit besonders großer transversaler Energie und einer der Daten überschreitenden integrierten Luminosität simuliert. Der weitere Teil wird mittels geringerer Statistik berücksichtigt.

In Bild 30 ist für diese Prozesse zu erkennen, daß, um einen transversalen Impuls von $P_t > 10 \text{ GeV}$ zu erreichen, oftmals eine transversale Energie von $E_t^{\text{Gen}} > 30 \text{ GeV}$ nötig ist. Für beide Prozesse wurden MC-Ereignisse mit HERWIG [29] und PYTHIA 5.6 [57] sowie der Forderung $E_t^{\text{Gen}} > 30 \text{ GeV}$ und mit einer simulierten integrierten Luminosität von einigen pb^{-1} generiert. Die Untergrundstudie ergibt folgendes Resultat. Für den „resolved“ Prozeß, simuliert mit HERWIG und PYTHIA, bleiben nach Anwendung der Selektion 0 Ereignisse übrig. Mit PYTHIA verbleibt 1 Ereignis für den „direct“ Prozeß, während HERWIG wiederum 0 Ereignisse ergibt. Das eine Ereignis ist in Bild 31 zu erkennen. Bei diesem MC-Ereignis wurde mittels des Boson-Gluon-

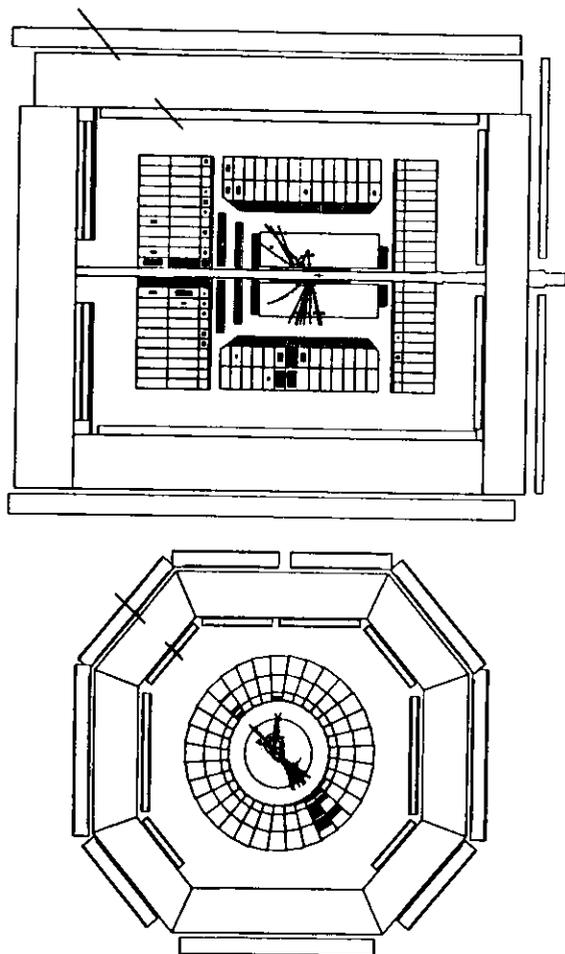


Bild 31: Ein MC-Ereignis der Photoproduktion im zr - und zy -Querschnitt. Das Ereignis zeigt zwei Jets, wobei in dem einem das aus dem semileptonischen Zerfall entstandene Neutrino und Myon enthalten sind. Das Myon erzeugt in den äußeren Myonkammern eine Spur.

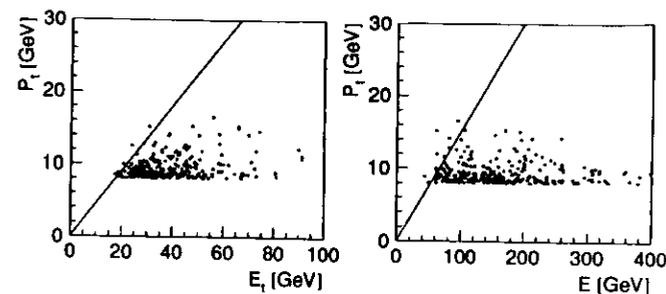


Bild 32: Die Korrelation zwischen P_t und E_t (links) sowie zwischen P_t und E (rechts) für Photoproduktionsereignisse mit $P_t > 8$ GeV und $E_t^{\text{Gen}} > 30$ GeV. Die Linie stellt den jeweiligen Schnitt dar.

Fusion Prozeß ein $b\bar{b}$ -Paar erzeugt. Das b -Quark hadronisiert in ein B -Meson, welches semileptonisch in ein Neutrino, ein Myon und ein D -Meson zerfällt. Das Myon und das Neutrino tragen insgesamt eine Energie von 25 GeV davon, sodaß ein transversaler Impuls von 15 GeV erzeugt wird. Unterdrückt werden die Photoproduktionsereignisse durch die P_t/E_t - und P_t/E -Schnitte, wie in Bild 32 für Ereignisse mit $P_t > 8$ GeV und $E_t^{\text{Gen}} > 30$ GeV dargestellt ist.

Wird das Resultat von PYTHIA für den „direct“ Prozeß normiert auf die integrierte Luminosität der Daten, so ergibt sich eine mittlere Anzahl von Untergrundereignissen mit $E_t^{\text{Gen}} > 30$ GeV von 0.14 ± 0.14 Ereignissen. Ein weiterer Beitrag zum Untergrund kommt aus der Region von $E_t^{\text{Gen}} < 30$ GeV. Zur Bestimmung wurde ein MC benutzt ohne E_t^{Gen} -Schnitt und einer ungefähr fünfmal kleineren integrierten Luminosität als die der Daten. In Bild 30 ist die Korrelation zwischen P_t und E_t^{Gen} für diese Ereignisse zu erkennen. Zudem ist das Verhältnis der Ereignisse mit $E_t^{\text{Gen}} < 30$ GeV zu denen mit $E_t^{\text{Gen}} > 30$ GeV für verschiedenen P_t -Schnitte dargestellt. Aufgrund der geringen Statistik wurden keine weiteren Schnitte angewendet. Für den verwendeten P_t -Schnitt von 10 GeV ist das Verhältnis 0.1 ± 0.1 und der Untergrund der Photoproduktion für die Region $E_t^{\text{Gen}} < 30$ GeV ist somit 0.01 ± 0.03 Ereignisse. Die Summe der beiden Beiträge ergibt den gesamten Untergrund von Photoproduktionsereignissen für Ereignisse des geladenen Stromes und ist 0.15 ± 0.14 Ereignisse.

4.3.3 Myonen

Myonen aus kosmischen Schauern oder aus dem Halo der Protonpakete, entstanden aus einer Proton-Gas-Wechselwirkung, können einen großen transversalen Impuls vortäuschen, weil der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß der Abstrahlung eines hochenergetischen Photons von einem Myon und für den der Erzeugung eines e^+e^- Paares durch ein Myon verglichen mit dem des geladenen Stromes relativ groß ist [58]. Das Myon selbst deponiert nur einen geringen Bruchteil seiner Energie im Kalorimeter, während das Photon oder das e^+e^- Paar im Kalorimeter sofort ihre gesamte Energie deponieren. Daraus ergibt sich dann ein großer transversaler Impuls.

Von den 220 möglichen Paketen in HERA waren 84 mit Elektronen und Protonen, 10 nur mit Elektronen und 6 nur mit Protonen gefüllt. Während der Datennahme 1993 wurden auch Ereignisse aus zusätzlichen Paketen akzeptiert, die weder mit Elektronen noch mit Protonen gefüllt waren. Jedoch wurden nicht alle, sondern nur 28 Pakete benutzt. Die so akzeptierten Ereignisse können daher nicht von einer ep-Kollision stammen, sondern werden hervorgerufen durch Myonen aus kosmischen Schauern. Ein solches Ereignis ist in Bild 33 zu sehen. Zu erkennen ist das Myon, wie es senkrecht das BCAL durchquerte und in der unteren Myonkammer ein Signal erzeugte. Kurz bevor das Myon die obere Hälfte des BCALs verläßt, erzeugt das Myon nach dem oben genannten Prozeß Teilchen, die ihrerseits weitere Teilchen erzeugen, die dann das BCAL verlassen. Die geladenen Teilchen erzeugen in der zentralen Spurkammer einige Spuren und deponieren in der unteren Hälfte des BCALs ihre Energie. Diese Energie führt zu einem transversalen Impuls von 12 GeV. Das Bild 34 zeigt für die Ereignisse der leeren Pakete zum einem, daß der transversale Impuls und die transversale Energie für kosmische Myonen ungefähr gleich groß sind, weil nur an einer Stelle im Kalorimeter die gesamte Energie deponiert wurde. Die Gesamtenergie E ist nicht so stark korreliert mit dem transversalen Impuls, da der Winkel zwischen Strahlachse und der Energiedeposition zu einer Verschmierung führt. Zum anderen ist erkennen, daß kosmische Myonen wesentlich größere Werte für den transversalen Impuls annehmen können als ep-Ereignisse, wie Bild 29 für Ereignisse des neutralen Stromes und Bild 32 für Photoproduktionsereignisse zeigt. Ein Ereignis mit zwei Myonen und einem transversalen Impuls von 225 GeV ist in Bild 35 zu sehen.

Die Myonereignisse werden unterdrückt durch die Forderung nach einem rekonstruierten Vertex und einer Energie $E_{1,\text{Ring FCAL}}$ in dem 1. Ring um das FCAL-Strahlrohr. Diese Forderung bedeutet, daß das Myon sowohl die Region um das FCAL-Strahlrohr als auch die zentrale Spurkammer durchque-

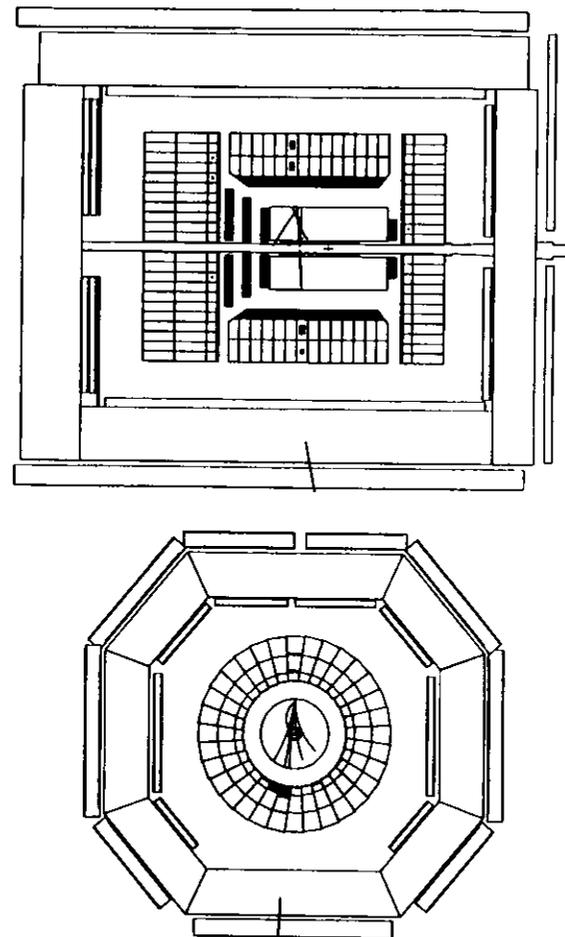


Bild 33: Ein Ereignis (Run 7117, Ereignis 36142) von einem Myon, welches aus einem kosmischen Schauer stammt und das beim Durchqueren der oberen Hälfte des BCALs einige Teilchen erzeugt, die ihrerseits die zentrale Spurkammer passieren und ihre Energie in der unteren Hälfte des BCALs deponieren.

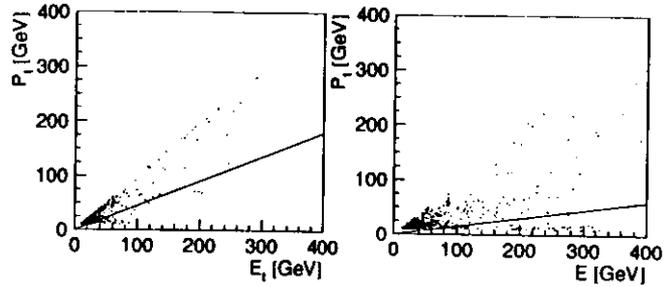


Bild 34: Die Korrelation zwischen P_i und E_i sowie zwischen P_i und E für kosmischen Myonen, ermittelt aus den Ereignissen der leeren Pakete mit $P_i > 10$ GeV. Die Linie stellt den jeweiligen Schnitt dar.

ren muß, um die Forderungen erfüllen zu können. Die Analyse der Ereignisse aus den leeren Paketen zeigt, daß keins der Ereignisse mit einem Vertex eine Energie $E_{i, \text{Ring FCAL}} > 2$ GeV besitzt. Diese Analyse berücksichtigt zwar nur die Myonen aus kosmischen Schauern, jedoch gilt gleiches für die Myonen aus dem Halo der Protonpakete. Bei der visuellen Selektion der Daten der ep-Pakete wurde kein Ereignis als eins mit einem Myon identifiziert. Daher wird der Untergrund herrührend von Myonen als vernachlässigbar angesehen.

4.3.4 Proton-Gas-Ereignisse

Bei einer Proton-Gas-Reaktion gehen die am Wechselwirkungspunkt entstehenden Hadronen überwiegend in Richtung der positiver z -Achse, wie in Bild 36 zu erkennen ist. Das Proton ist in der Nähe des RCALS auf ein Gasmolekül getroffen. Dabei entstanden eine Vielzahl von Teilchen, die transversal isotrop verteilt sind. Ein großer Teil der Energie wird von Teilchen getragen, die unter so kleinem Winkel den Wechselwirkungspunkt verlassen, daß sie in dem FCAL-Strahlrohr verschwinden. Die restliche Energie wird in der Region um das FCAL-Strahlrohr deponiert.

Die Proton-Gas-Ereignisse, welche einen Wechselwirkungspunkt vor dem RCAL haben, werden unterdrückt mit den Zeitschnitten und der E_{RCAL} -Forderung auf der Triggerebene. Die Proton-Gas-Ereignisse in der Region um

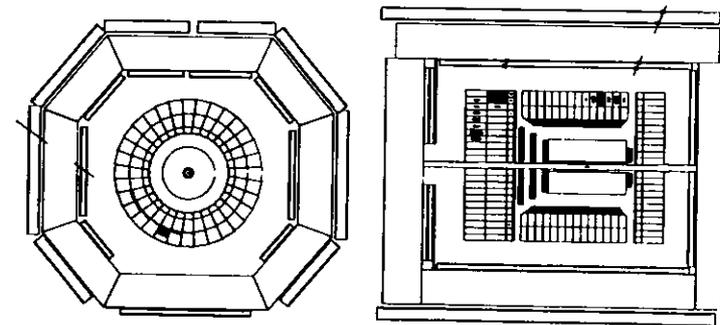
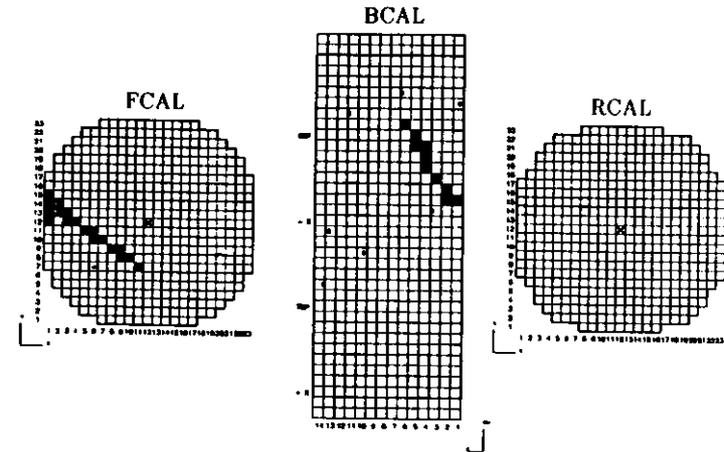


Bild 35: Ein Ereignis mit zwei Myonen aus einem der leeren Pakete (Run 6188, Ereignis 146). Oben ist die schematische Darstellung des Kalorimeters dargestellt, wobei die getroffene Zellen der EMC-Streifen als kleine schwarze Kästchen, HAC1-Sektionen als graue und HAC2-Sektionen als große schwarze markiert sind. Unten ist das Ereignis im xy - (links) und zr -Querschnitt (rechts) zu erkennen. Das Myon, welches das BCAL durchquert, hat in den Myonkammern ein Signal erzeugt. Das andere Myon hat am rechten äußeren Rand des FCALS in der HAC1-Sektion eine Energie von 350 GeV deponiert.

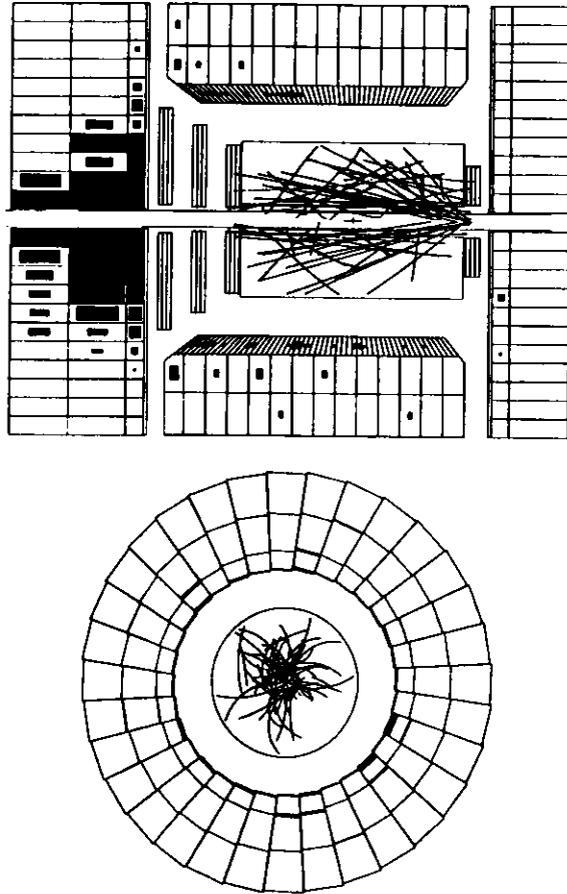


Bild 36: Ein Ereignis (Run 7535, Ereignis 410) der Proton-Gas-Wechselwirkung im zr - und zy -Querschnitt. Das Ereignis zeigt eine Vielzahl von Spuren, die in transversaler Richtung isotrop verteilt sind, sowie einen Vertex in der Nähe des RCALs. Die Energie wurde hauptsächlich um das FCAL-Strahlrohr deponiert.

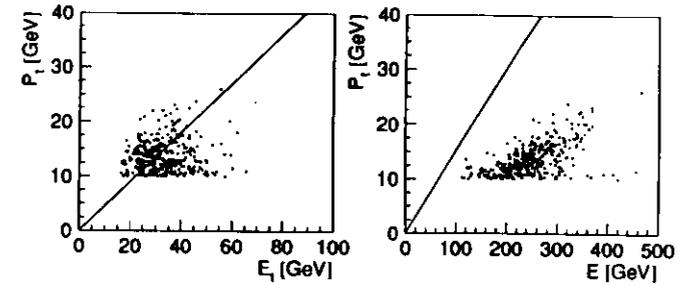


Bild 37: Die Korrelation zwischen P_t und E_t (links) sowie zwischen P_t und E (rechts) für Proton-Gas-Ereignisse der Protonpakete mit $P_t > 8$ GeV, $E_{t,\text{Ring FCAL}} > 2$ GeV und der Vertexforderung. Die Linie stellt den jeweiligen Schnitt dar.

die zentrale Spurkammer erfüllen diese Kriterien nicht, da diese Ereignisse kaum Energie im RCAL deponieren und somit keine Ankunftszeit t_{RCAL} berechnet werden kann. Diese Ereignisse können unterdrückt werden mit den P_t/E_t - und P_t/E -Schnitten, wie Bild 37 zeigt. Für das Bild 37 wurden die Ereignisse aus den „ungepaarten“ Protonpaketen benutzt, denn die so akzeptierten Ereignisse können nur Myonen oder protoninduzierte Ereignisse sein. 1993 gab es insgesamt 6 solcher „ungepaarten“ Protonpakete. Die Myonen werden verworfen, indem die Vertexforderung und der $E_{t,\text{Ring FCAL}}$ -Schnitt angewendet wurde.

Die Vertexverteilung z_{vtx} dieser Ereignisse ist in Bild 38a dargestellt. Zu erkennen ist, daß die Ereignisse vermehrt bei negativen z_{vtx} -Werten auftreten. Da die Energie im wesentlichen im FCAL deponiert wird, wird die Energie transversal betrachtet um so weiter von der Strahlachse entfernt deponiert, je weiter der Wechselwirkungspunkt vom FCAL entfernt ist. Da nun bei der Berechnung des transversalen Impulses $z_{\text{vtx}} = 0$ gesetzt wird, wird für ein Ereignis mit einem Vertex von $z_{\text{vtx}} \approx -1$ m ein größerer transversaler Impuls berechnet als für das gleiche Ereignis mit einem Vertex von $z_{\text{vtx}} \approx 0$. Dadurch haben Ereignisse mit einem Vertex von $z_{\text{vtx}} \approx -1$ m im allgemeinen einen größeren transversalen Impuls als dieselben Ereignisse mit einem Vertex von $z_{\text{vtx}} \approx 0$ und werden somit eher akzeptiert.

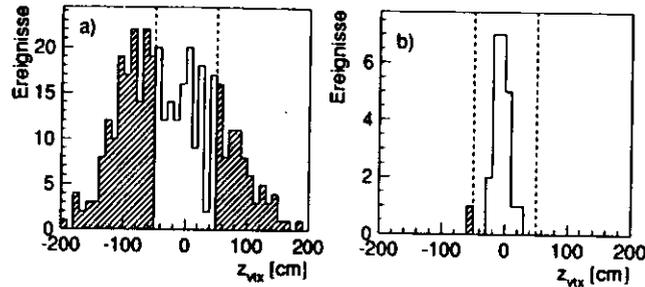


Bild 38: Die Vertexverteilung der Ereignisse aus den „ungepaarten“ Protonpakete (links) mit $P_t > 10$ GeV, $E_{t, Ring\ FCAL} > 2$ GeV und der Vertexforderung und aus den ep-Paketen (rechts) nach alle Schnitten ausgenommen der Schnitt $|z_{vtx}| < 50$ cm. Der Vertex wurde mit VCTRAK rekonstruiert.

Der Untergrund wird wie folgt berechnet. Aus der Vertexverteilung der „ungepaarten“ Protonpakete ergibt sich das Verhältnis der Ereignisse innerhalb (N_p^{int}) und außerhalb (N_p^{ext}) der Region $|z_{vtx}| < 50$ cm zu 0.59 ± 0.06 . Mit dem Verhältnis kann auf die Untergrundrate mit

$$N_{ep}^{int} = \frac{N_p^{int}}{N_p^{ext}} \cdot N_{ep}^{ext} \quad (30)$$

geschlossen werden, wobei N_{ep}^{int} und N_{ep}^{ext} die entsprechenden Zahlen für die kollidierenden ep-Pakete sind. In Bild 38b zeigt die Vertexverteilung für die kollidierenden ep-Pakete nach allen Schnitten ausgenommen der Schnitt $|z_{vtx}| < 50$ cm. Außerhalb befindet sich ein Ereignis. Eine Gaußverteilung wurde an die Vertexverteilung von Photoproduktionsereignissen und an die der C5-Daten angepaßt. In [53] wurde dafür ein Mittelwert von -6 cm und eine Standardabweichung von 11 cm ermittelt. Vergleichbare Werte wurden in [54] bestimmt. Dies bedeutet, daß sich 0.36 Ereignisse der insgesamt 23 Ereignisse des geladenen Stromes außerhalb von der Region $|z_{vtx}| < 50$ cm befinden. Die restlichen 0.64 Ereignisse werden dem Proton-Gas-Untergrund für die Region $|z_{vtx}| < 50$ cm zugeordnet. Daraus ergibt sich mit Gleichung 30 ein Untergrund für Proton-Gas-Ereignisse von $0.4 \pm_{0.4}^{0.6}$ Ereignissen.

4.4 Zusammenfassung der Selektion

Der ZEUS-Trigger und die Selektion für Ereignisse des geladenen Stromes wurde vorgestellt. Die Analyse der 1993 genommenen Daten führt zu einer Identifizierung von 23 Ereignissen des geladenen Stromes mit einem Untergrund von $0.5 \pm_{0.4}^{0.6}$ Ereignissen. Die Untergrundereignisse besitzen wegen des geringen transversalen Impulses P_t kleine Werte für Q^2 von 100 bis 400 GeV² und aufgrund des zugänglichen Bereich des Phasenraumes somit Werte für x von 0.005 bis 0.05 . Ein Vergleich der P_t/E_t - und P_t/E -Korrelation zwischen den Daten (Bild 23) und den Ereignissen der verschiedenen Arten des Untergrundes (Bild 32, 34 und 37) zeigt, daß die Summe der verschiedenen Arten des Untergrundes die Gesamtheit der Daten gut beschreiben kann. Dies wiederum unterstützt die Richtigkeit der Untergrundbestimmung.

5 Messung des Wirkungsquerschnittes

Aufgrund der geringen Statistik von 23 Ereignissen des geladenen Stromes wird in diesem Abschnitt neben der Messung des Wirkungsquerschnittes nur der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ und $d\sigma/dy$ vorgestellt.

5.1 Entfaltungsmethode

Die Daten werden mit der Methode der Matrixinversion auf Detektoreffekte korrigiert [59]. Die Methode der Matrixinversion beruht auf folgenden zwei Gleichungen

$$\mathbf{g}^{\text{MC}} = \mathbf{A} \mathbf{f}^{\text{MC}} \quad (31)$$

$$\mathbf{f}^{\text{Daten}} = \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{g}^{\text{Daten}} - \mathbf{b}). \quad (32)$$

Das Element $i = 1 \dots m$ des Vektors \mathbf{f}^{MC} gibt die generierte Anzahl der MC-Ereignisse in dem Intervall i und das Element $j = 1 \dots n$ des Vektors \mathbf{g}^{MC} die gemessene Anzahl der MC-Ereignisse in dem Intervall j an. Die Größen $\mathbf{f}^{\text{Daten}}$ und $\mathbf{g}^{\text{Daten}}$ sind die entsprechenden Vektoren für die Daten. Die Elemente a_{ij} der $m \times n$ -Transfermatrix \mathbf{A} geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Ereignis, welches im Intervall i generiert wurde, im Intervall j rekonstruiert wird. Diese Transfermatrix enthält alle Informationen über die Effekte des Detektors und wird mit Gleichung 31 aus einem MC gewonnen. Der Vektor \mathbf{b} gibt die Anzahl der Untergrundereignisse in den jeweiligen Intervallen wieder. Nach der statistischen Subtraktion des Untergrundes werden die Daten durch die Multiplikation der inversen Transfermatrix \mathbf{A}^{-1} mittels Gleichung 32 entfaltet. Die kovariante Fehlermatrix $V(\mathbf{f})$ der wahren Größe \mathbf{f} ergibt sich aus der kovarianten Fehlermatrix $V(\mathbf{g})$ mittels Fehlerfortpflanzung

zu

$$V(\mathbf{f}) = \mathbf{A}^{-1} V(\mathbf{g})(\mathbf{A}^{-1})^T. \quad (33)$$

Aufgrund der geringen Statistik der Daten wird für Intervalle mit weniger als 10 Ereignissen ein asymmetrischer statistischer Fehler benutzt.

5.1.1 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen beruht auf der Methode von Jacquet und Blondel. Die Auflösung und die Verschiebung der kinematischen Variablen gegen die rekonstruierte Größe ist in Bild 39 dargestellt. Dabei sind Auflösung und Verschiebung definiert als die Standardabweichung und der Mittelwert der Verteilung

$$\frac{\text{rekonstruierte Größe} - \text{generierte Größe}}{\text{generierte Größe}}$$

Die Punkte in Bild 39 zeigen die Verschiebung und die Fehlerbalken die Auflösung. Zu erkennen ist, daß wie im Falle der Untergrundereignisse ein Teil der Energie im FCAL-Strahlrohr und im toten Material verloren geht. Dadurch wird der transversale Impuls P_t und der Impulsübertrag Q_{JB}^2 systematisch zu klein gemessen. Für die kinematische Variable y_{JB} hat dieser Energieverlust kaum Bedeutung, da dieser Energieverlust aufgrund der Subtraktion zweier Energiegrößen in Gleichung 14 kaum beiträgt. Daher ergibt sich keine Verschiebung in der Messung von y_{JB} . Die Größe x_{JB} ist über Gleichung 11 sowohl mit dem Impulsübertrag Q_{JB}^2 als auch mit der Variablen y_{JB} verknüpft, sodaß auch x_{JB} systematisch zu klein gemessen wird. Die Verschiebung der rekonstruierten Größen gegenüber der generierten bewirken eine Migration der Ereignisse des geladenen Stromes entlang Linien konstanten y_{JB} , wie in Bild 40 zu sehen ist. Dadurch existiert auch eine Migration von außerhalb der betrachteten kinematischen Region nach innerhalb bei kleinen Werten von y und umgekehrt bei kleinen P_t -Werten. Die Auflösung und die Verschiebung bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, gemittelt über den Phasenraum $Q_{JB}^2 > 100 \text{ GeV}^2$, für das HL6-MC ist in Tabelle 6 zusammengefasst. Die Auflösung für die kinematischen Variablen setzt sich zusammen aus der Energieauflösung des Kalorimeters und aus der Orts- und somit Winkelauflösung. Die Winkelauflösung ist bedingt durch die Segmentierung des Kalorimeters.

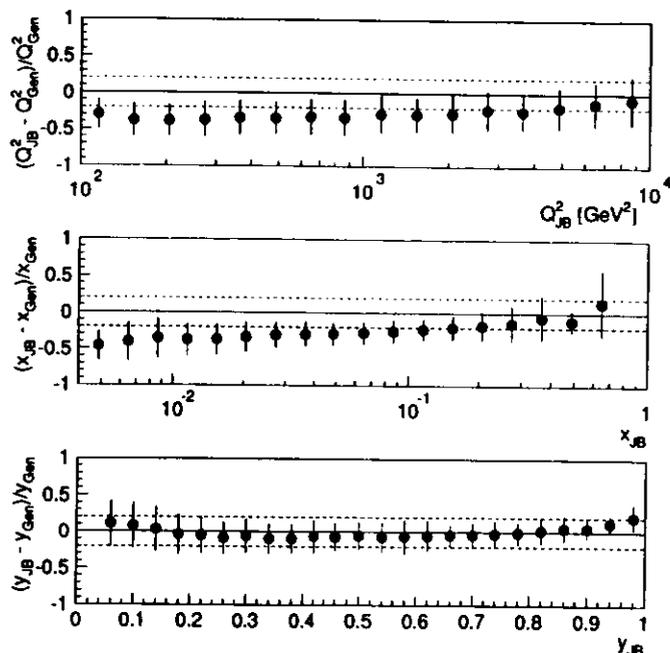


Bild 39: Die Auflösung und die Verschiebung der gemessenen kinematischen Variablen Q_{JB}^2 , x_{JB} und y_{JB} gegen die wahren Werte als Funktion der gemessenen Werte.

Kinematische Variable	Q_{JB}^2	x_{JB}	y_{JB}
Verschiebung	-26 %	-26 %	-3 %
Auflösung	29 %	20 %	25 %

Tabelle 6: Die Auflösung und die Verschiebung der kinematischen Variablen für $Q_{JB}^2 > 100 \text{ GeV}^2$.

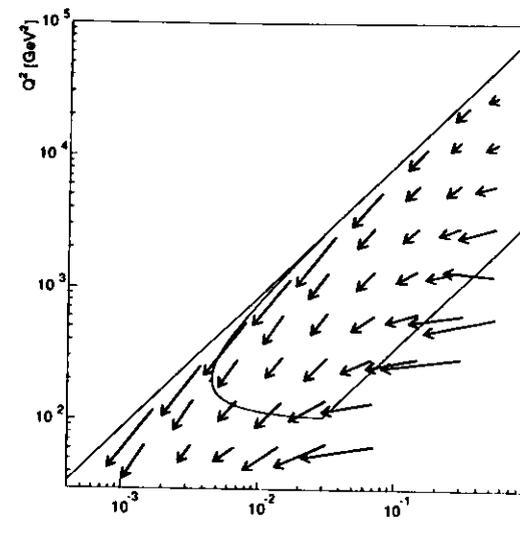


Bild 40: Die Migration der Ereignisse des geladenen Stromes innerhalb des Phasenraumes von den generierten zu den rekonstruierten Werten. Die Linien stellen den kinematisch zugänglichen Bereich dar, begrenzt durch den P_t - und den y_{JB} -Schnitt.

5.1.2 Akzeptanz

Die erwartete Verteilung der Ereignisse des geladenen Stromes im Phasenraum und die Akzeptanz für den Trigger und die Offline Selektion ist in Bild 41 zu erkennen. Der W-Propagator bewirkt eine Häufung der Ereignisse bei großen Impulsüberträgen. Dies steht im Gegensatz zu dem Prozeß des neutralen Stromes, bei dem die entsprechende Verteilung aufgrund des γ -Propagators mit $1/Q^4$ abfällt.

Der Einfluß der Triggerstufen und der Offline Selektion ist in Tabelle 7 dargestellt. Ermittelt wurde die Akzeptanz mit dem HL6-MC für den Phasenraum $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$. Nicht aufgeführt sind die zweite Triggerstufe und die Vorselektion, weil diese zu keinem Akzeptanzverlust führen. Für die Konfiguration A der ersten Triggerstufe ergibt sich eine Akzeptanz von 92.4% und für die Konfiguration C von 95.2%. Die weiteren Schritte der Selektion be-

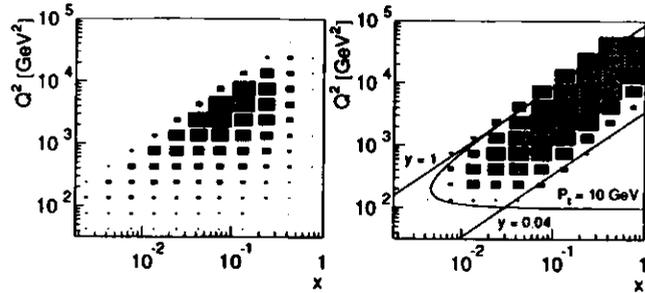


Bild 41: Die generierte Verteilung der Ereignisse (rechts) und die Akzeptanz (links) im Phasenraum, ermittelt mit dem HL6-MC. Die Größe der Quadrate ist proportional zur Anzahl der Ereignisse, bzw. zur Akzeptanz.

Schnitt	Ereignisse	Akzeptanz [%]
Alle Ereignisse	9752	100.0
FLT (Konfiguration B)	9321	95.6
TLT	8699	89.2
$P_t > 10 \text{ GeV}$	8459	86.7
Vertex	8004	82.1
$0.04 < y_{JB} < 1$	7966	81.7
$P_t/E_t > 0.45$	7551	77.4
$P_t/E > 0.15$	6734	69.1
$E_{1,\text{Ring FCAL}} > 2 \text{ GeV}$	6615	67.8
$P_{t,\text{EMC}} > 5 \text{ GeV}$	6504	66.7
$P_{t,\text{max}}/P_t < 0.9$	6504	66.7
$ z_{\text{vtx}} < 50 \text{ cm}$	6504	66.7

Tabelle 7: Die Akzeptanz für die Triggerstufe und die Selektion für das HL6-MC mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$.

wirken, daß das Produkt aus der Akzeptanz der ersten Triggerstufe und die der Selektion unverändert bleibt, sodaß die unterschiedlichen Konfigurationen der ersten Triggerstufe keinen Einfluß auf die Akzeptanz haben.

Den wesentlichen Einfluß auf die Akzeptanz haben neben den Triggerstufen und dem P_t -Schnitt die Vertexforderung und die Schnitte in P_t/E_t und in P_t/E . Die Akzeptanz ist für diese Kriterien entsprechend der Reihenfolge in Tabelle 7 gegen die kinematischen Variable Q^2 , x und y in Bild 42 und 43 dargestellt. Die erste und dritte Triggerstufe basieren im wesentlichen auf einem P_t -Schnitt, sodaß die Triggerstufen und die Schnitte der Selektion zu einer Reduktion der Akzeptanz in der Region von kleinem Q^2 führen. Dadurch wächst die Akzeptanz mit Q^2 an, um bei $Q^2 \approx 3000 \text{ GeV}^2$ ein Plateau von 90% für die Akzeptanz zu erreichen. Die Akzeptanz als Funktion von x wird bei kleinem x von den verschiedenen Schnitten auf die Kalorimetergrößen beeinflusst, während in der Region von großem x die Vertexforderung zu einem Akzeptanzverlust führt, weil in dieser Region das gestreute Quark unter so kleinem Winkel gegenüber der Strahlachse ins FCAL trifft, daß die aus dem Quark entstehenden Hadronen kein Signal in der zentralen Spurkammer hinterlassen. Die Spurforderung der dritten Triggerstufe hat keinen Einfluß, da Ereignisse ohne rekonstruierte Spur durch die E_{FCAL} -Forderung aufgefangen werden. Für die y -Abhängigkeit der Akzeptanz gilt gleiches wie für die x -Abhängigkeit. Jedoch gelten die Argumente für kleines x nun für großes y und umgekehrt. Dabei ist ein großer Bereich zu erkennen, in dem die Akzeptanz relativ konstant bei 80% ist.

Bei der Entfaltung der Daten sollte die wahre Anzahl der Ereignisse im wesentlichen nur von der in dem gleichen Intervall gemessenen Anzahl von Ereignissen abhängen. Das bedeutet, daß die Diagonalelemente der Transfermatrix A groß sind gegenüber den Nichtdiagonalelementen. Daraus ergibt sich eine Einschränkung in der Wahl der Intervalle. Sehr kleine Intervalle sind daher ausgeschlossen, weil diese nur durch die Migration bestimmt werden. In dieser Analyse wurde gefordert, daß für die Diagonalelemente

$$a_{ii} > 0.5$$

gilt. Daraus ergab sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt eine Intervalleinteilung von $Q^2 = 400 - 3000$ und $3000 - 87576 \text{ GeV}^2$, $x = 0.01 - 0.1$ und $0.1 - 1$ und $y = 0.04 - 0.5$ und $0.5 - 1$. Desweiteren wird nur der Bereich $Q^2 > 400 \text{ GeV}^2$ und $x > 0.01$ betrachtet.

Die Transfermatrix A wird für alle drei kinematische Variablen in Tabelle 8 gezeigt. Dabei sind die Elemente der Matrizen so geordnet, daß die ansteigenden Indizes höhere Werte für die kinematischen Variablen ent-

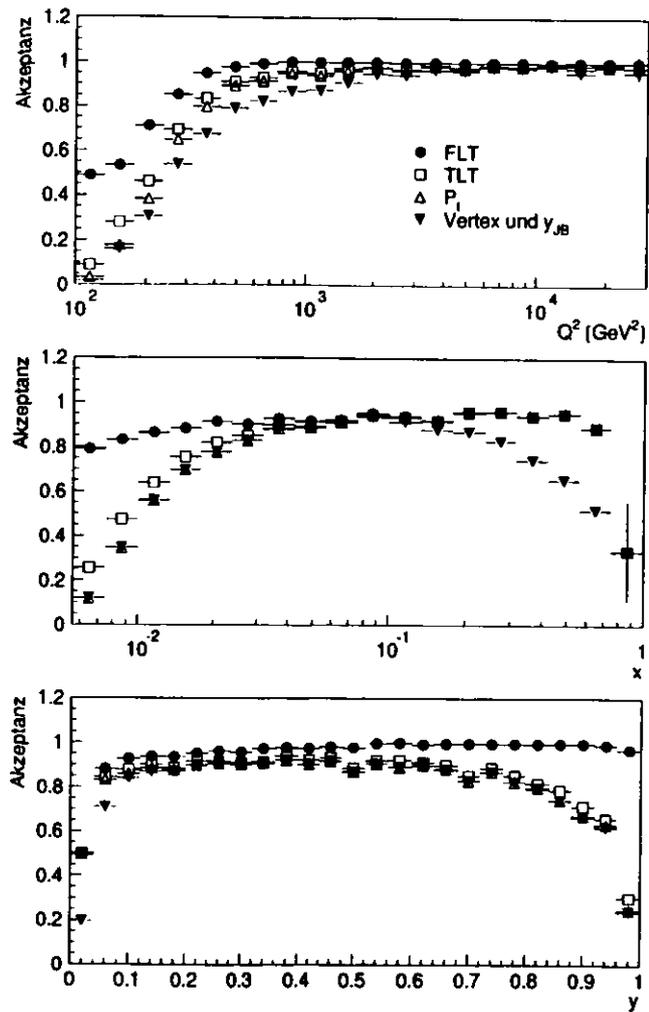


Bild 42: Die Akzeptanz als Funktion der kinematischen Variablen Q^2 (oben), x (Mitte) und y (unten) jeweils nach Durchlaufen der Triggerstufen bzw. Anwendung der Schnitte entsprechend der angegebenen Reihenfolge.

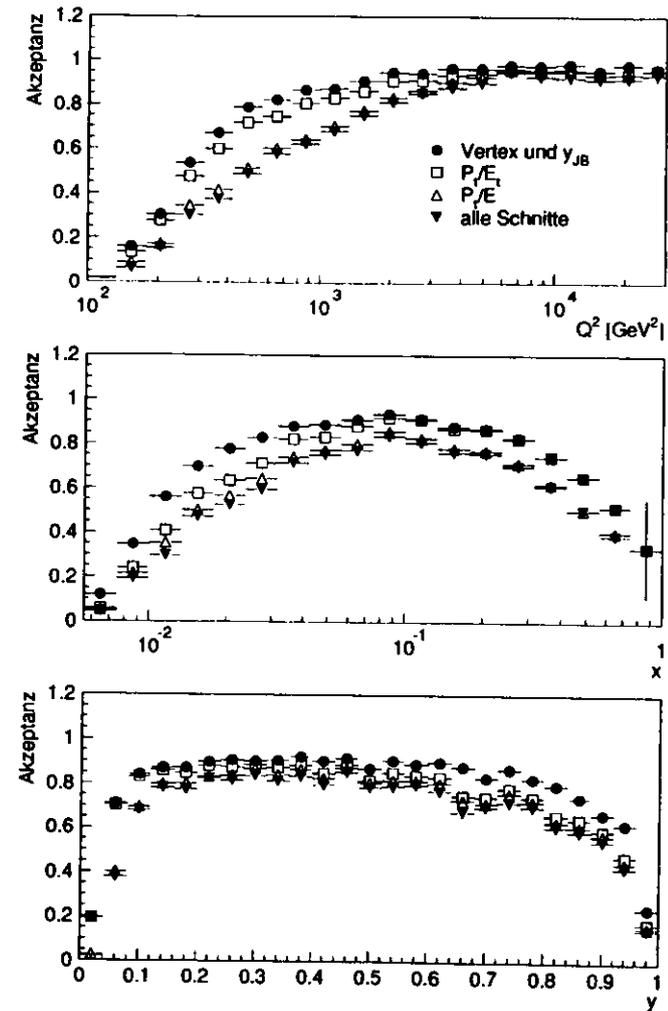


Bild 43: Die Akzeptanz als Funktion der kinematischen Variablen Q^2 (oben), x (Mitte) und y (unten) jeweils nach Anwendung der Schnitte entsprechend der angegebenen Reihenfolge. Dabei ist die oberste Kurve gleich der untersten in Bild 42.

sprechen. Die Diagonalelemente der Matrizen erfüllen zum einem die oben gestellte Forderung. Zum anderen sind die Diagonalelemente kleiner eins aufgrund der oben gezeigten Akzeptanzverlusten und Migrationeffekte. Von den Nichtdiagonalelementen, welche die Migration von Intervall zu Intervall beschreiben, verschwindet jenes in der unteren Hälfte, weil die Ereignisse des geladenen Stromes nicht von kleinen Werten für Q^2 und x zu größeren migrieren (Bild 40), sondern umgekehrt. Daher ist die Transfermatrix nicht diagonal. Da die Verschiebung in der Rekonstruktion von y am kleinsten ist (Tabelle 6 und Bild 39), sind in diesem Fall die Nichtdiagonalelemente ebenfalls am kleinsten.

Transfermatrix A	
Q^2	$\begin{pmatrix} 0.62 & 0.21 \\ 0.00 & 0.68 \end{pmatrix}$
x	$\begin{pmatrix} 0.67 & 0.18 \\ 0.00 & 0.60 \end{pmatrix}$
y	$\begin{pmatrix} 0.78 & 0.09 \\ 0.01 & 0.59 \end{pmatrix}$

Tabelle 8: Die Transfermatrix A ermittelt mit dem HL6-MC.

5.1.3 Systematische Fehler

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers des Wirkungsquerschnittes wurden folgende Quellen betrachtet:

- Der systematische Fehler der integrierten Luminosität von 528 nb^{-1} wurde bestimmt zu 5% [60]. Bei der Bestimmung der integrierten Luminosität wurde der Umstand berücksichtigt, daß während des Luminositätsbetriebes 1993 neben dem Hauptprotonpaket in einer Entfernung von einigen ns weitere Nebenprotonpakete gab. Bei der Luminositätsbestimmung kann nun nicht unterschieden werden, wo der entsprechende Bremsstrahlungsprozeß stattgefunden hat. Dagegen wird für die Messung des Wirkungsquerschnittes aufgrund des Schnittes auf die Vertexkoordinate nur der Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt betrachtet. Somit muß die integrierte Luminosität um den Stromanteil der Protonen in den Nebenpaketen verglichen zu denen in

den Hauptpaketen korrigiert werden, weil Ereignisse aus diesem Teil nicht betrachtet werden.

- Die Modellabhängigkeit der Akzeptanz wurde mittels verschiedener MC-Ereignisse untersucht, welche generiert wurden mit LEPTO (L61), ARIADNE (AR4), HERWIG (HRW) und LEPTO (L61M) mit der MRSD-Parametrisierung der Strukturfunktionen statt MRSD0. Die Abweichung in der Akzeptanz der 4 Modelle verglichen zu der von dem HL6-MC aus Bild 43 wird in Bild 44 gezeigt. Die schwarzen Punkte zeigen den nur geringen Einfluß der QED-Strahlungskorrekturen, denn der Unterschied der beiden Modelle liegt nur in der Berücksichtigung dieser Strahlungskorrekturen. Somit kann das L61-MC als Basis zur Bestimmung des systematischen Fehlers benutzt werden. Der Vergleich der Modelle zeigt eine gute Übereinstimmung untereinander. Die größten Abweichungen treten bei dem HRW-MC auf. Dieses Modell generiert in ungefähr 4% aller Ereignisse des geladenen Stromes solche, bei denen das Proton als solches den tiefunelastischen Prozeß übersteht und somit im FCAL-Strahlrohr verschwindet. Somit entsteht kein Protonjet und diese Ereignisse werden aufgrund der $E_{t,\text{Ring FCAL}}$ -Forderung unterdrückt. Dadurch ergibt sich eine Änderung der Akzeptanz.

Mit diesen 4 Modellen wurde jeweils die Transfermatrix bestimmt und damit die Daten korrigiert. Der systematische Fehler für die Anzahl der Ereignisse in einem Intervall wurde bestimmt als die Standardabweichung der korrigierten Anzahl der Ereignisse in dem Intervall verglichen zu dem Resultat des L61-MC.

- Der Einfluß der Selektion auf die Akzeptanz und somit auf den Wirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe der Änderung der Schwellenwerte der verschiedenen Schnitte untersucht.
 1. Änderung der P_t -Schwelle auf 11 GeV.
 2. Beide Vertexrekonstruktionsprogramme finden einen Vertex.
 3. Änderung der P_t/E_t -Schwelle auf 0.4275.
 4. Änderung der P_t/E_t -Schwelle auf 0.4725.
 5. Änderung der P_t/E -Schwelle auf 0.1425.
 6. Änderung der P_t/E -Schwelle auf 0.1575.

Die weiteren Schnitte der Selektion wurden nicht betrachtet, da entweder die entsprechenden Größe mit einer anderen Größe stark korreliert

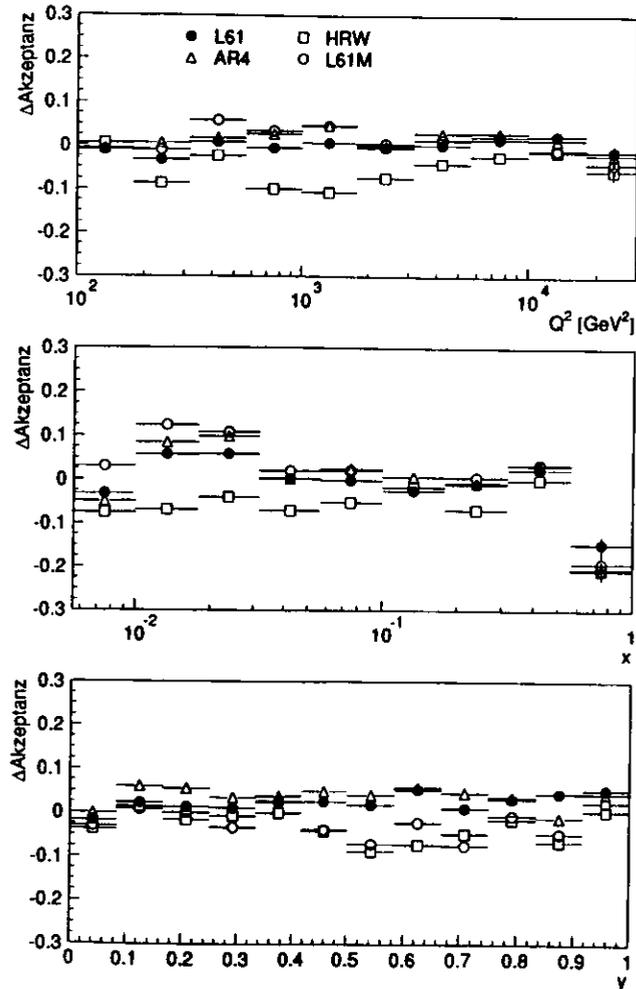


Bild 44: Die Differenz in der Akzeptanz zwischen den 4 Modellen und dem HL6-MC gegen die kinematischen Variablen Q^2 (oben), x (Mitte) und y (unten).

ist, welche bereits variiert wurde und somit im systematischen Fehler berücksichtigt wurde. Oder der weitere Schnitt hat so wenig Einfluß auf die Akzeptanz, daß der Beitrag zum systematischen Fehler vernachlässigt werden kann.

Die Kriterien der dritten Triggerstufe sind schwächer als die der Selektion. Daher führt eine Änderung der Schwellenwerte zu keiner Änderung des Wirkungsquerschnittes und der Beitrag zum systematischen Fehler kann somit unberücksichtigt bleiben. Eine Variation der Schwellenwerte der ersten Triggerstufe zeigt, daß sich die Akzeptanz kaum ändert. Der Grund dafür liegt in der Vielzahl der möglichen Subtrigger, welche die Ereignisse des geladenen Stromes akzeptieren. Desweiteren führen die nachfolgenden stärkeren Schnitte dazu, daß Akzeptanzgewinne und -verluste wieder verschwinden, wie bereits für die verschiedenen Konfiguration A, B und C zu erkennen ist.

Der systematische Fehler wurde bestimmt als die quadratische Summe der Abweichungen der korrigierten Anzahl der Ereignisse in dem jeweiligen Intervall aufgrund der Variation. Für den P_i/E_i - und P_i/E Schnitt wurden die mittlere Abweichung der beiden Variationen für die Summe benutzt.

- Der Einfluß der Wahl des Vertex für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist für die 23 Ereignisse des geladenen Stromes in Bild 45 dargestellt. Dabei zeigt sich, daß die Wahl des Vertex, entweder $z = 0$, VCTRAK oder TGTRAK, nicht zu einer systematischen Verschiebung der Ereignisse im Phasenraum führt. Wird zudem die Entfaltung in den gewählten Intervallen durchgeführt, so bewirkt die Verwendung eines anderen Vertex keine Änderung des Resultats. Daher wird der systematische Fehler als klein betrachtet und nicht weiter berücksichtigt.
- Die Rekonstruktionsmethode der kinematischen Variablen ist abhängig von der Energieskala der Hadronen. Eine Änderung der Energieskala um 5% bedeutet für y eine Änderung um 5%, weil die Energie linear in die Berechnung eingeht (Gleichung 14). Dagegen ergibt sich für Q^2 eine Änderung um mehr als 10%, weil Q^2 quadratisch von der Energie abhängt und der $1/(1-y)$ -Term diese Änderung noch verstärkt (Gleichung 13). In Bild 46 ist die relative Änderung in der Rekonstruktion für Q^2 und x bei einer Änderung der Energieskala um -5% dargestellt. Die Transfermatrix, die durch die Auflösung und die Migration der

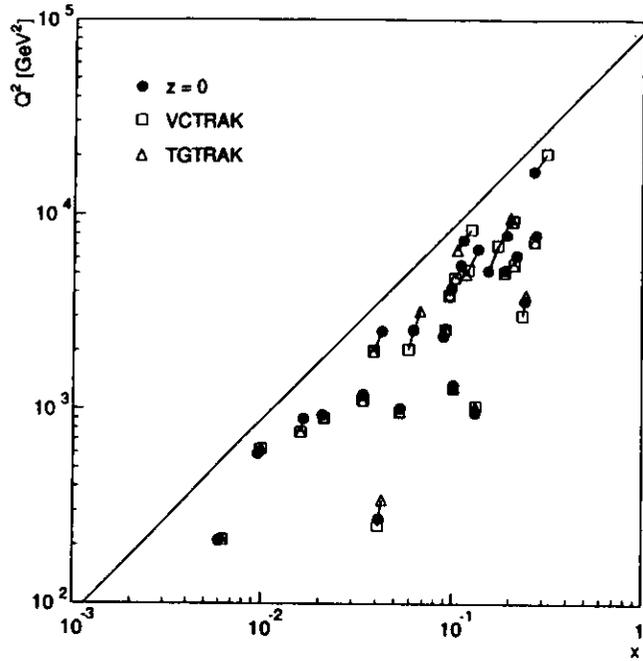


Bild 45: Die 23 Ereignisse des geladenen Stromes im Phasenraum. Die kinematischen Variablen für ein Ereignis, die sich aus der unterschiedlichen Wahl des Vertex ergeben, sind mit Linien verbunden.

Rekonstruktion der kinematischen Variablen bestimmt wird, wurde in dieser Analyse mit dem MC ermittelt. Daher ist die Energieskala für die Daten mit der des MCs zu vergleichen. Denn eine Abweichung würde zu einer anderen Beschreibung des Kalorimeters und somit zu einer anderen Transfermatrix führen.

Für den Vergleich der hadronischen Energieskala zwischen Daten und MC wurden Ereignisse des neutralen Stromes mit $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ verwendet. Das Bild 47 zeigt die kinematischen Variablen Q^2 und x ,

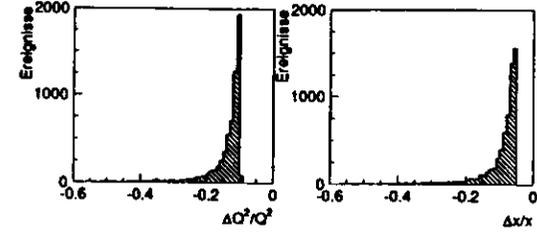


Bild 46: Die relative Änderung der kinematischen Variablen Q^2 (links) und x (rechts) bei einer Änderung der Energieskala um -5% , ermittelt mit dem HL6-MC.

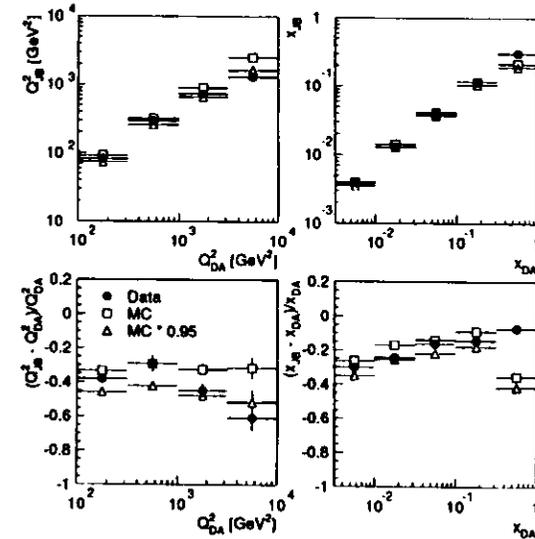


Bild 47: Ein Vergleich von Q^2 (links) und x (rechts) zwischen den Daten und dem MC mit ungeänderter Energieskala und dem mit 5% reduzierter Energieskala. Die kinematischen Variablen wurden rekonstruiert mit der Jaquet-Blondel Methode und der Doppelwinkelmethode (oben). Die relative Abweichung der beiden Methoden ist unten dargestellt.

konstruiert mit der Jaquet-Blondel Methode und mit der Doppelwinkelmethode [61], sowie die relative Abweichung der beiden Rekonstruktionsmethoden. Die Doppelwinkelmethode benutzt zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen nur die Winkel des gestreuten Elektrons und des Stromjets. Daher ist diese Methode weniger abhängig von der Energieskala und eine unterschiedliche Energieskala für die Daten und die MC-Ereignisse betrifft somit nur die Jaquet-Blondel Methode. Eine Abweichung in dem Bild 47 zwischen den Daten und dem MC würde daher auf verschiedene Energieskalen hindeuten. Das Bild 47 zeigt, daß die Werte für die Daten mit Ausnahme eines Punktes zwischen denen des MCs und jenem MC liegen, bei dem die hadronischen Energien mit 0.95 skaliert wurden. Dies bedeutet, daß beide Energieskalen um weniger als 5% voneinander abweichen.

Eine Untersuchung von Reaktionen in der tiefunelastischen Streuung des neutralen Stromes für die 1992 genommenen Daten und des MCs ergab eine Übereinstimmung der Energieskalen von 10% [62]. Eine Verbesserung der Detektorsimulation mittels einer genaueren Beschreibung des toten Materials führte zu einer besseren Übereinstimmung der Energieskalen von 5%, wie Analysen von Reaktionen der Photo-Produktion und der tiefunelastischen Streuung des neutralen Stromes für die 1993 genommenen Daten zeigen [63]. Dies steht im Einklang mit dem Ergebnis dieser Arbeit.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers, welcher aus der Unsicherheit in der Energieskala herrührt, wurde die Energieskala des HL6-MC der Ereignisse des geladenen Stromes daher um $\pm 5\%$ geändert. Der systematische Fehler ist die mittlere Abweichung der korrigierten Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Intervallen, ermittelt mit dem ungeänderten MC und jenen mit der Änderung um $\pm 5\%$ der hadronischen Energieskala.

5.2 Resultat

Die gemessene Anzahl der Ereignisse des geladenen Stromes wird mit der oben beschriebenen Entfaltungsmethode für die gewählten Intervalle auf Detektoreffekte korrigiert. Dabei wurde keine statistische Untergrundsubtraktion durchgeführt, weil der mögliche Untergrund (Abschnitt 4.3) kleine transversale Impulse besitzt und somit im Phasenraum bei kleinen Werten von Q^2 lokalisiert ist. Da für den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt nur die

Region $Q^2 > 400 \text{ GeV}^2$ betrachtet wird, kann somit der Untergrund vernachlässigt werden. Das Resultat der Entfaltung und der Beiträge der systematischen Fehler zeigt Tabelle 9. Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler wurden entsprechend Abschnitt 5.1.3 für die einzelnen Intervalle bestimmt.

Der einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus

$$\sigma = \frac{N_{\text{Korr}}}{L_{\text{Int}}}, \quad (34)$$

wobei L_{Int} die integrierte Luminosität von 528 nb^{-1} ist. Der statistische Fehler des einfach differentiellen Wirkungsquerschnittes ergibt sich aus der Fehlermatrix der korrigierten Anzahl von Ereignissen. Der systematische Fehler wird ermittelt entsprechend der Fehlerfortpflanzung aus dem der korrigierten Anzahl von Ereignissen und dem der integrierten Luminosität. Das Ergebnis ist in Tabelle 10 zusammengefaßt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß des geladenen Stromes wird dabei mit der theoretischen Vorhersage des Standardmodells verglichen, wobei die Daten innerhalb des Fehlers mit der Vorhersage übereinstimmen. Dabei wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt angegeben als

$$\frac{\int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \frac{d\sigma}{dQ^2} dQ^2}{Q_2^2 - Q_1^2}.$$

Bei der Entfaltungsmethode ist die resultierende Fehlermatrix V nicht diagonal, weil auch die Transfermatrix A nicht diagonal ist. Daher sind die Wirkungsquerschnitte in benachbarten Intervallen korreliert. Diese Korrelation kann durch den Korrelationskoeffizienten ρ der Fehlermatrix V beschrieben werden durch

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho\sigma_1\sigma_2 \\ \rho\sigma_1\sigma_2 & \sigma_2^2 \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Da für einige Intervalle unsymmetrische statistische Fehler benutzt wurden, ergeben sich zwei Korrelationskoeffizienten, ρ^+ für die positiven Fehler und ρ^- für die negativen. Beide sind in Tabelle 10 aufgeführt. Da im Falle des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dy$ die Nichtdiagonalelemente der Transfermatrix kleiner sind als jene für x und Q^2 , ist auch die Korrelation zwischen den beiden Intervallen geringer.

Intervall	N	N_{Korr}	Modell	Selektion	E-Skala	Σ
$400 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 3000 \text{ GeV}^2$	9	$9.0^{+6.6}_{-5.0}$	1.4	1.1	2.8	3.3
$3000 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 87576 \text{ GeV}^2$	11	16.8 ± 4.9	0.8	1.2	2.2	2.6
$0.01 < x < 0.1$	8	$6.5^{+6.1}_{-4.4}$	0.7	0.9	1.6	2.0
$0.1 < x < 1$	12	20.8 ± 5.8	1.0	1.2	1.7	2.3
$0.04 < y < 0.5$	13	$15.2^{+4.7}_{-4.6}$	0.5	0.6	0.7	1.0
$0.5 < y < 1$	7	$11.6^{+6.4}_{-4.4}$	1.4	1.7	1.5	2.6

Tabelle 9: Die korrigierte Anzahl von Ereignissen in den jeweiligen Intervallen, sowie der systematische Fehler der einzelnen Beiträge und dessen quadratische Summe. Alle Werte sind in Einheiten von Ereignissen angegeben.

Intervall	$\frac{d\sigma^{\text{Theorie}}}{dQ^2} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2} \right]$	$\frac{d\sigma^{\text{ZEUS}}}{dQ^2} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2} \right]$	ρ^T	ρ_{\perp}
$400 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 3000 \text{ GeV}^2$	$127 \cdot 10^{-4}$	$(65^{+50}_{-37} \pm 24) \cdot 10^{-4}$		
$3000 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 87576 \text{ GeV}^2$	$25 \cdot 10^{-5}$	$(37 \pm 11 \pm 6) \cdot 10^{-5}$	-0.24	-0.33

Intervall	$d\sigma^{\text{Theorie}}/dx \text{ [pb]}$	$d\sigma^{\text{ZEUS}}/dx \text{ [pb]}$	ρ^T	ρ_{\perp}
$0.01 < x < 0.1$	310	$140^{+130}_{-90} \pm 40$		
$0.1 < x < 1$	29	$42 \pm 12 \pm 5$	-0.26	-0.36

Intervall	$d\sigma^{\text{Theorie}}/dy \text{ [pb]}$	$d\sigma^{\text{ZEUS}}/dy \text{ [pb]}$	ρ^T	ρ_{\perp}
$0.04 < y < 0.5$	74	$63 \pm 19 \pm 6$		
$0.5 < y < 1$	37	$44^{+24}_{-17} \pm 10$	-0.17	-0.13

Tabelle 10: Die ZEUS-Messung und die theoretische Vorhersage des einfach differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$ und $d\sigma/dy$ für den Prozeß des geladenen Stromes sowie die Korrelationskoeffizienten ρ^T und ρ_{\perp} . Der erste Fehler gibt den statistischen, der zweite den systematischen an.

$P_{t,\text{min}}[\text{GeV}]$	N	N_{Korr}	Modell	Selektion	E-Skala	Σ
10	23	31.5 ± 6.7	1.8	1.3	0.3	2.3

$Q^2_{\text{min}}[\text{GeV}^2]$	N	N_{Korr}	Modell	Selektion	E-Skala	Σ
400	21	30.0 ± 6.5	1.6	1.2	0.7	2.1
1000	17	24.3 ± 5.9	1.3	0.9	1.3	2.1
3000	11	16.8 ± 5.1	0.8	1.2	2.2	2.6
7000	4	$7.7^{+6.0}_{-3.7}$	0.7	1.8	2.1	2.8

Tabelle 11: Die korrigierte Anzahl von Ereignissen für die jeweiligen Regionen des Phasenraumes, sowie der systematische Fehler der einzelnen Beiträge und dessen quadratische Summe. Alle Werte sind in Einheiten von Ereignissen angegeben.

$Q^2_{\text{min}}[\text{GeV}^2]$	Wirkungsquerschnitt [pb]
400	$57 \pm 12 \pm 5$
1000	$46 \pm 11 \pm 5$
3000	$32 \pm 10 \pm 5$
7000	$14^{+11}_{-7} \pm 5$

Tabelle 12: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(Q^2 > Q^2_{\text{min}})$ für den Prozeß des geladenen Stromes für verschiedene Werte von Q^2_{min} . Der erste Fehler gibt den statistischen, der zweite den systematischen an.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(P_t > 10 \text{ GeV})$ und $\sigma(Q^2 > Q^2_{\text{min}})$ für den Prozeß des geladenen Stromes wurde mit dem gleichen Verfahren wie für den differentiellen Wirkungsquerschnitt berechnet. Eine statistische Untergrundsubtraktion von $0.5^{+0.6}_{-0.4}$ Ereignissen wurde nur für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(P_t > 10 \text{ GeV}^2)$ durchgeführt, da die Q^2_{min} -Werte so groß gewählt wurden, daß der Untergrund vernachlässigt werden kann. Das Ergebnis der Entfaltung ist in Tabelle 11 und 12 zu sehen, sowie in Bild 48 dargestellt. Die Daten zeigen in Bild 48, daß der Wirkungsquerschnitt in der Region von $Q^2 \approx M_W^2$ stark abfällt, weil beginnend in dieser Region der Propagatorterm den Wirkungsquerschnitt beeinflusst. Dabei können die Daten den theoretisch erwarteten Verlauf der Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes innerhalb der Fehler gut beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(P_t > 10 \text{ GeV})$ für den Prozeß des geladenen Stromes, bestimmt für den größtmöglichen Bereich des

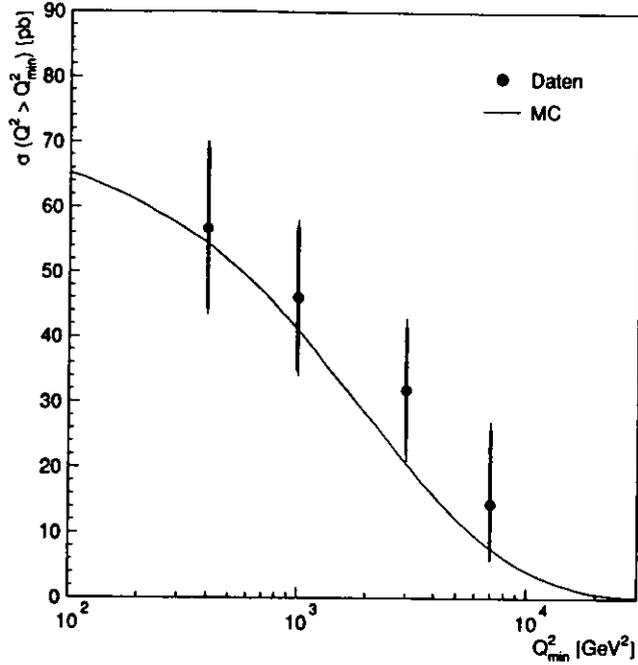


Bild 48: Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(Q^2 > Q_{\min}^2)$ für den Prozeß des geladenen Stromes und die theoretische Vorhersage. Die dicke Linie stellt den statistischen Fehler und die dünne die quadratische Summe des statistischen und des systematischen Fehlers dar.

Phasenraumes, welcher zugänglich ist, wurde ermittelt zu

$$\sigma(P_t > 10 \text{ GeV}) = 60 \pm 13 (\text{stat.}) \pm 6 (\text{syst.}) \text{ pb.}$$

Dieser Wert sollte mit der theoretischen Vorhersage von 63 pb verglichen werden.

Um diese Messung mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{H1}}(P_t > 25 \text{ GeV}) = 55 \pm 15 \pm 6 \text{ pb}$ der H1-Kollaboration [64] vergleichen zu können, wurde für die ZEUS-Daten der Wirkungsquerschnitt mit einem P_t -Schnitt von 25 GeV

berechnet, wobei keine Untergrundsubtraktion durchgeführt wurde. Damit ergibt sich für die ZEUS-Messung ein Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{ZEUS}}(P_t > 25 \text{ GeV}) = 40 \pm 9 \pm 5 \text{ pb}$, welcher im Rahmen der Fehler sowohl mit der H1-Messung als auch mit der theoretischen Vorhersage von $\sigma^{\text{Theorie}}(P_t > 25 \text{ GeV}) = 41 \text{ pb}$ übereinstimmt.

Bei den Neutrinoexperimenten, welches „fixed target“-Experimente sind, wurde der Wirkungsquerschnitt für die νN -Streuung des geladenen Stromes gemessen und zwar für Neutrinoenergien E_ν im Bereich von 1 bis 250 GeV. Am Speicherring HERA wurde der Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung des geladenen Stromes bestimmt, jedoch bei einer wesentlich höheren Schwerpunktsenergie von $s = 87576 \text{ GeV}^2$. Daraus ergibt sich für die Neutrinoexperimente eine benötigte Neutrinoenergie von $E_\nu = \sqrt{s/2m_p} = 46682 \text{ GeV}$. Um beiden Messungen des Wirkungsquerschnittes vergleichen zu können, ist der von H1 und ZEUS gemessene Wirkungsquerschnitt zu korrigieren. Erstens wurde bei den HERA-Messungen durch den P_t -Schnitt nur eine Teil des Phasenraumes betrachtet. Dies bedeutet einen Korrekturfaktor für die H1-Messung von 1.78 und für ZEUS von 1.16. Zweitens wurden bei HERA zur Messung des Wirkungsquerschnittes des Prozesses des geladenen Stromes unpolarisierte Elektronen benutzt. Von diesen Elektronen nehmen aber nur jene mit negativer Helizität am Prozeß des geladenen Stromes teil, weil die Neutrinos, welche die Helizität des einlaufenden Elektrons übernehmen, im Standardmodell nur mit negativer Helizität existieren. Somit ist der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 2 kleiner als bei den Neutrinoexperimenten. Drittens ist bei den Neutrinoexperimenten der Wirkungsquerschnitt für die νN -Streuung die Mittelung über die νp - und νn -Streuung, also

$$\sigma_{\nu N} = \frac{1}{2} (\sigma_{\nu p} + \sigma_{\nu n}). \quad (36)$$

Da Proton und Neutron aus unterschiedlich vielen u- und d-Quarks bestehen und das W-Boson aber nur an bestimmte Quarkflavours koppelt, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, ist der νp -Wirkungsquerschnitt verschiedenen von dem der νn -Reaktion. Der Unterschied wurde von BEBC-Kollaboration [65] gemessen zu

$$\frac{\sigma_{\nu p}}{\sigma_{\nu N}} = 0.656 \pm 0.015 \pm 0.008 \implies \sigma_{\nu p} = 0.49 \sigma_{\nu n}. \quad (37)$$

Da nach den ersten beiden Korrekturen der ep-Wirkungsquerschnitt σ'_{ep} gleich dem der νn -Reaktion entspricht, ergibt sich mit den Gleichungen 36 und 37 folgende Beziehung für den korrigierten ep-Wirkungsquerschnitt σ'_{ep}

$$\sigma_{\nu N} = 0.74 \sigma'_{ep}. \quad (38)$$

Mit diesen Korrekturen ist der Vergleich des umgerechneten ep-Wirkungsquerschnittes mit dem der Neutrinoexperimente möglich, wie in Bild 49 zu sehen ist. Neben den beiden HERA-Messungen sind die Daten der Experimente BEBC [66, 67], CCFRR [68], CDHS [69], GGM [70, 71], SKAT [72] und 15' [73, 74] gezeigt. Desweiteren ist zum einem die lineare Extrapolation von den Neutrinodaten dargestellt, sowie die theoretische Vorhersage unter Berücksichtigung des Propagatortermes. Zu erkennen ist der deutliche Einfluß des Propagatortermes bei den HERA-Energien aufgrund der schweren Masse des W-Bosons.

Die Abhängigkeit des ep-Wirkungsquerschnittes für den Prozeß des geladenen Stromes von der Masse des W-Bosons ist in Bild 50 dargestellt. Da der Wirkungsquerschnitt nur über den Propagatorterm von der Masse des W-Bosons abhängt, kann mit der theoretischen Vorgabe des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dQ^2$ und einer Umgewichtung mit dem Propagator die Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wie folgt berechnet werden

$$\sigma(M) = \int_{Q_0^2}^{\infty} \frac{(1 + \frac{Q^2}{M_W^2})^2}{(1 + \frac{Q^2}{M^2})^2} \cdot \frac{d\sigma}{dQ^2}(M = M_W) dQ^2 \quad (39)$$

Das Bild 50 zeigt, daß die ZEUS-Messung eine sehr leichte und sehr schwere Masse für das W-Boson ausschließt und innerhalb einer Standardabweichung die W-Masse zwischen 60 GeV und 95 GeV eingrenzt.

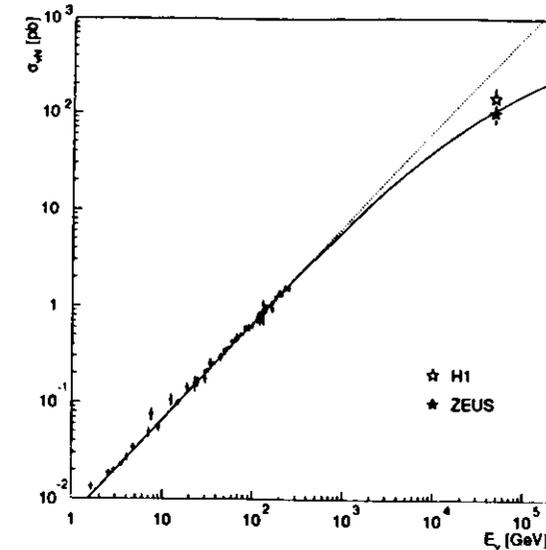


Bild 49: Vergleich der beiden HERA-Messungen mit denen der Neutrinoexperimente. Die gestrichelte Linie stellt die lineare Extrapolation der Neutrinodaten dar und die durchgezogene die theoretische Vorhersage unter Berücksichtigung des Propagatortermes.

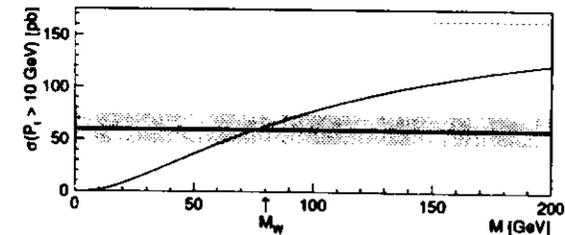


Bild 50: Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der W-Masse als Funktion der W-Masse, dargestellt durch die dünne Linie. Die dicke Linie zeigt die ZEUS-Messung des Wirkungsquerschnittes und die graue Fläche den 1σ -Bereich. Die gestrichelte Linie gibt den Wirkungsquerschnitt bei einem unendlich schweren W-Boson an. Der Pfeil gibt den derzeitigen Wert der W-Masse an [13].

6 Zusammenfassung

Bei HERA kann zum erstenmal der Prozeß des geladenen Stromes in der Reaktion $ep \rightarrow \nu X$ beobachtet werden.

In dieser Arbeit basiert die Selektion dieser Reaktion auf der Bestimmung des in der Messung fehlenden transversalen Impulses. Das auslaufende Neutrino, welches den Detektor unnachgewiesen verläßt, trägt dabei den transversalen Impuls, welcher den des Stromjets kompensieren würde. Auf diese Weise konnte aus den 1993 mit dem ZEUS-Detektor genommenen Daten 23 Ereignisse im Bereich des fehlenden transversalen Impulses von $P_t > 10$ GeV als Ereignisse des geladenen Stromes identifiziert werden. Als mögliche Quellen für eine Mißidentifizierung solcher Ereignisse wurden Ereignisse des neutralen Stromes, Photoproduktionsereignisse, Halomyonen, kosmische Myonen und Proton-Gas-Wechselwirkungen untersucht. Als Resultat ergab sich ein Untergrund von $0.5 \pm_{0.4}^{0.6}$ Ereignissen.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion des geladenen Stromes wurde die Methode der Matrixinversion benutzt, um die Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren. Zum einem wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dz$ und $d\sigma/dy$ in jeweils 2 Intervallen bestimmt. Zum anderen wurde für diese Reaktion der Wirkungsquerschnitt $\sigma(Q^2 > Q_{\min}^2)$ für verschiedene Q_{\min}^2 -Werte und $\sigma(P_t > 10$ GeV) berechnet. Die Messung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(P_t > 10$ GeV) für den größtmöglichen zugänglichen Bereich des Phasenraumes ergab

$$\sigma(P_t > 10 \text{ GeV}) = 60 \pm 13 (\text{stat.}) \pm 6 (\text{syst.}) \text{ pb,}$$

welcher im Rahmen des Fehlers gut mit der theoretischen Vorhersage von 63 pb übereinstimmt.

Desweiteren wurde der Wirkungsquerschnitt für die ep -Streuung mit dem Wirkungsquerschnitt der νN -Streuung verglichen. Dabei zeigt die Messung ein Abweichen der linearen Abhängigkeit zwischen dem Wirkungsquerschnitt und der Neutrinoenergie, wie sie für die Neutrinoexperimente gilt. Das Abweichen kann als Einfluß der Propagatorterme des W -Bosons im Wirkungs-

querschnitt gedeutet werden. Aus dieser Messung kann die W -Masse zwischen 60 GeV und 95 GeV eingegrenzt werden.

* * *

Während meiner Doktorarbeit habe ich die freundliche Zusammenarbeit innerhalb der ZEUS-Kollaboration immer wieder durch Unterstützungen und Anregungen erfahren dürfen. Dafür möchte ich herzlich danken. Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann für die Betreuung und den vielfachen Rat im Zusammenhang mit meiner Arbeit. Herrn Dr. M. Kasemann danke ich für die Unterstützung bei allen technischen Problemen. Weiterhin möchte ich den Mitgliedern der ZEUS-Strukturfunktionsgruppe für die kreativen Diskussionen bezüglich meiner Arbeit danken. Allen Diplomanden und Doktoranden danke ich für die freundliche Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft. Abschließend möchte ich meiner Mutter danken, ohne deren stetige Anteilnahme und Unterstützung diese Doktorarbeit nicht zustande gekommen wäre.

Literaturverzeichnis

- [1] HERA Workshop, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1 + 2, DESY, Hamburg 1987.
- [2] HERA Workshop, Physics at HERA, Vol. 1 – 3, DESY, Hamburg 1991, 212.
- [3] D. Haidt und H. Pietschmann, Landolt-Börnstein New Series I/10, Springer (1988).
- [4] HERA Workshop, Deep Inelastic Physics and Simulation, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1, DESY, Hamburg 1987.
- [5] HERA Workshop, Electroweak Physics at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 2, DESY, Hamburg 1987.
- [6] ZEUS Collaboration, The ZEUS Detector, Status Report 1993.
- [7] K. Long, D. H. Saxon und B. T. Payne, ZEUS CTD Parameters, ZEUS 89-23.
- [8] ZEUS Calorimeter Group, A. Andresen et al., Construction and beam tests of the ZEUS forward and rear calorimeter, DESY 91-026 (1991), ZEUS Calorimeter Group, A. Bernstein et al., Beam tests of the ZEUS barrel calorimeter, DESY 93-076 (1993).
- [9] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurement, in *Experimental Techniques in High-Energy Physics*, Addison-Wesley (1987) 409.
- [10] J. Krüger, The Uranium Scintillator Calorimeter for the ZEUS Detector at the Electron-Proton Collider HERA, DESY F35-92-02.
- [11] H. Brückmann et al., On the theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters, DESY 87-064 (1987).
- [12] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters, Nuclear Instruments and Methods, A259 (1987) 389 - 429.
- [13] Partical Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45, Part 2 (1992)
- [14] H. Bethe und W. Heitler, On the Stopping of Fast Particles and the Creation of Positive Electrons, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83.
- [15] K. Piotrkowski, Experimental Aspects of the Luminosity Measurement in the ZEUS Experiment, Zeus-Note 93-115.

- [16] R. Turlay, Detectors for Charged Current Events, in *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Desy 79-48 (1979) 377.
- [17] G. Callan und D. J. Gross, High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current, Phys. Rev. Lett 22 (1969) 156.
- [18] H. Abramowicz, et al., Neutrino and Anti-Neutrino Charged Current Inclusive Scattering in Iron in the Energy Range $20 \text{ GeV} < E_\nu < 300 \text{ GeV}$, Z. Phys. C17 (1983) 283.
- [19] CHARM Collaboration, M. Jonker, et al., Experimental Study of the Nucleon Longitudinal Structure Function in Charged Current Neutrino and Anti-Neutrino Interactions, Phys. Lett. 141B (1984) 129.
- [20] A. M. Cooper-Sarkar, et al., Measurement of the Longitudinal Structure Function and the small x Gluon Density of the Proton, Z. Phys. C17 (1988) 281.
- [21] M. Kobayashi und T. Maskawa, CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interactions, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [22] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
- [23] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Parton Distributions for High Energy Collisions Z. Phys. C53 (1992) 127.
- [24] A. D. Martin, R. G. Roberts und W. J. Stirling, New Information on Parton Distributions, Phys. Rev. D47 (1993) 867.
- [25] J. Morfin und W. K. Tung, Parton Distributions from a Global QCD Analysis of Deep Inelastic Scattering and Lepton Pair Production, Z. Phys C52 (1992) 13.
- [26] G. Altarelli und G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [27] J. Blümlein et al., Structure Function, Quark Distributions and λ_{QCD} at HERA, in Proceedings of the HERA Workshop Vol. 1 (Desy, Hamburg, 1987) 67.
- [28] L. Lönnblad, ARIADNE Version 4, in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 3, 1440.
- [29] B. R. Webber, HERWIG at HERA, in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 3, 1354.
- [30] G. Ingelman, LEPTO 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 3, 1363.

- [31] O. Deppe, Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen ep-Streuung, DESY F35D-94-05.
- [32] JADE Collaboration, W. Bartel et al., Experimental Study of Jets in Electron-Positron Annihilation, Phys. Lett. 101B (1985) 129.
- [33] TPC Collaboration, H. Aihara et al., Tests of Models for Quark and Gluon Fragmentation in e^+e^- Annihilation $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$, Z. Phys. C28 (1985) 31.
- [34] M. Bengtsson und T. Sjöstrand, Coherent Parton Shower vs. Matrix Elements: Implications of PETRA-PEP Data, Phys. Lett. 185B (1987) 435, und A Comparative Study of Coherent and Noncoherent Parton Shower Evolution, Nucl. Phys. B289 (1987) 810.
- [35] B. R. Webber, Monte Carlo Simulation of Hard Hadronic Processes, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 253.
- [36] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual, CERN-TH-6488-92 (1992).
- [37] T. Sjöstrand, Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation, Comp. Phys. Com. 39 (1986) 347.
- [38] G. Marchesini et al., HERWIG 5.1 - a MC Event Generator, Comp. Phys. Com. 67 (1992) 465.
- [38] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H. J. Möhring, HERACLES, An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 3, 1294.
- [40] H. Spiesberger, Radiative Corrections to Charged Current Deep Inelastic Scattering at HERA, Nucl. Phys. B349 (1991) 109.
- [41] D. Yu. Bardin et al., Elektroweak Radiative Corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA, Charged Current Scattering, Z. Phys. C44 (1989) 149.
- [42] W. H. Smith et al., The ZEUS Trigger System, ZEUS-Note 89-084, Version 2.0.
- [43] W. Vogel, EVB - The ZEUS Event Builder, ZEUS-NOTE 88-64 und L. Hage et al., Status of the ZEUS Eventbuilder, ZEUS-Note 92-54.
- [44] S. Fisher und P. Palazzi, The ADAMO Data System, Programmers Manual - Version 3.2, January 1993.
- [45] M. Nakao, History of GFLT Subtrigger Assignment, Vaxnews 357, Folder Zeus.General und K. Tokushuku, GFLT Subtrigger Dictionary, Vaxnews 358, Folder Zeus.General.

- [46] W. Smith, K. Tokushuku und L. Wiggers, First Level Trigger for 1993 Running, ZEUS-Note 93-10.
- [47] L. W. Mo und T. A. Nunamaker, The Subject Matter related to PMT, Magnetic Shield, Installation and High Voltage Base on BCAL, ZEUS-Note 91-131.
- [48] R. Schattevoy, Offline Calculation of Event Time and Event Vertex from ZEUS Calorimeter Data, ZEUS-Note 93-74.
- [49] A. Fürtjes und A. Freidhof, Muons from Proton Halo: A precision test to monitor the F/RCAL Calibration, ZEUS-Note 93-76.
- [50] D. Bandyopadhyay, MUTRIG: A Third Level Trigger Muon Finder, ZEUS-Note 93-13.
- [51] G. Bruni et al., A Description of TGTRAK and associated Tables, ZEUS-Note 94-08.
- [52] D. Bandyopadhyay et al., VCTRAK (3.05/15): Offline Output Information, ZEUS-Note 94-12.
- [53] P. Kaziewicz und M. Lancaster, The Tracking Vertex Distribution of the ZEUS 1993 Data, ZEUS-Note 93-127.
- [54] J. A. Crittenden und T. Stange, Analysis of C5 Detector Time Distributions of the 1993 Running Period, ZEUS-Note 94-41.
- [55] M. Derrick et al., Observation of Direct Processes in Photoproduction in HERA, Phys. Lett. B322 (1994) 287.
- [56] G. Schuler und T. Sjöstrand, Towards a complete Description of High-Energy Photoproduction, Nucl. Phys. B407 (1993) 993) 539.
- [57] T. Sjöstrand, PYTHIA at HERA, in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 3, 1405.
- [58] W. Lohmann et al., Energy Loss of Muons in the Energy Range 1 - 10000 GeV, CERN 85-03.
- [59] V. Blobel, Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments, in *Cern School of Computing 1984*, CERN 85-09, 88.
- [60] M. Zachara, Vaxnews 68, Folder Zeus.Lumi.
- [61] S. Bentvelsen, J. Engelen und P. Kooijman, Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Function in Neutral Current Scattering at HERA, in *Physics at HERA*, Hamburg 1991, Vol. 1, 23.
- [62] M. Roco, Corrections to Hadronic Variables, ZEUS-Note 93-64.

- [63] J. Terron, Hadronic E-Scale, private Mitteilung.
- [64] H1 Collaboration, T. Ahmed et al., First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, Phys. Lett. B324 (1994) 241.
- [65] BEBC Collaboration, M. Aderholz et al., Measurement of the Total Cross-Section for Neutrino and Antineutrino Charged Current Interactions in Hydrogen and Neon, Phys. Lett. B173 (1986) 211.
- [66] D. C. Colley et al., Cross Section for Charged Current ν and $\bar{\nu}$ Interactions in the Energy Range 10 to 50 GeV, Z. Phys. C2 (1979) 187.
- [67] P. Bosetti et al., Total Cross Section for ν_μ and $\bar{\nu}_\mu$ Charged Current Interactions between 20 and 200 GeV, Phys. Lett. 110B (1982) 167.
- [68] D. B. MacFarlane et al., Nucleon Structure Functions from High Energy Neutrino Interactions with Iron and QCD Results, Z. Phys. C26 (1984) 1.
- [69] P. Berge et al., Total Neutrino and Antineutrino Charged Current Cross Section Measurement in 100, 160 and 200 GeV Narrow Band Beams, Z. Phys. C35 (1987) 443.
- [70] T. Eichten et al., Measurement of the Neutrino-Nucleon and Antineutrino-Nucleon Total Cross Sections, Phys. Lett. 46B (1973) 274.
- [71] S. Ciampolillo et al., Total Cross Section for Neutrino Charged Current Interactions at 3 GeV and 9 GeV, Phys. Lett. 84B (1979) 281.
- [72] D. S. Baranov et al., Measurement of the $\nu_\mu N$ Total Cross Section at 2 - 30 GeV in a SKAT Neutrino Experiment, Phys. Lett. 81B (1979) 255.
- [73] T. Kitagaki et al., Neutrino Flux and Total Charged Current Cross Section in High Energy Neutrino-Deuterium Interaction, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 98.
- [74] N. J. Baker et al., Measurement of the ν_μ Charged Current Cross Section, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 735.