

Interner Bericht
DESY F35D-94-07
Juni 1994

DESY-Bibliothek

Bestimmung differentieller Hadronmultiplizitäten in der tief-unelastischen e-p-Streuung

von

H. Beier

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"**

Bestimmung differentieller Hadronmultiplizitäten in der tief-unelastischen e-p-Streuung

HEIKO BEIER

II. INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK
DER UNIVERSITÄT HAMBURG

HAMBURG, JUNI 1994

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Theoretischer Überblick	3
2.1 Die tief-unelastische Lepton-Nukleon-Streuung (DIS)	3
2.1.1 Das Quark-Parton-Modell (QPM)	3
2.1.2 Die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD)	4
2.1.3 QCD-Modelle für DIS	5
2.2 Das Hadronische Schwerpunktsystem	8
3 Das ZEUS-Experiment am HERA-Speicherring	9
3.1 Die Detektorkomponenten	9
3.2 Die Zentrale Spurkammer CTD	11
3.2.1 Funktionsprinzip von Jet-Drahtkammern	11
3.2.2 Aufbau der CTD	13
4 Die Datenrekonstruktion	16
4.1 Spurrekonstruktion	16
4.2 Vertexrekonstruktion	20
4.3 Bestimmung der ereignisspezifischen Variablen	20
5 Monte-Carlo-Studien	23
5.1 Qualitätsbestimmung der Spurrekonstruktion	23
5.1.1 Das Point-Matching-Verfahren	23
5.1.2 Bestimmung des Auflösungsvermögens der CTD	24
5.2 Kontrolle der Detektorsimulation	28
6 Die Datenanalyse	31
6.1 Selektionskriterien	31
6.1.1 Ereignisselektion	31
6.1.2 Spurselektion	33
6.2 Korrektur der Daten	37
6.2.1 Korrektur apparativer Effekte	37
6.2.2 QED-Strahlungskorrekturen	40
6.3 Fehleranalyse	40
6.3.1 Abschätzung der statistischen Fehler	40
6.3.2 Systematische Fehler	41

7 Ergebnisse	43
7.1 Multiplizitäten im Laborsystem	44
7.1.1 Teilchenfluß als Funktion des Polarwinkels	44
7.1.2 Energiefluß geladener Teilchen	48
7.2 x_F -Verteilung im HCM-System	53
8 Zusammenfassung	55
A Abkürzungsverzeichnis	56

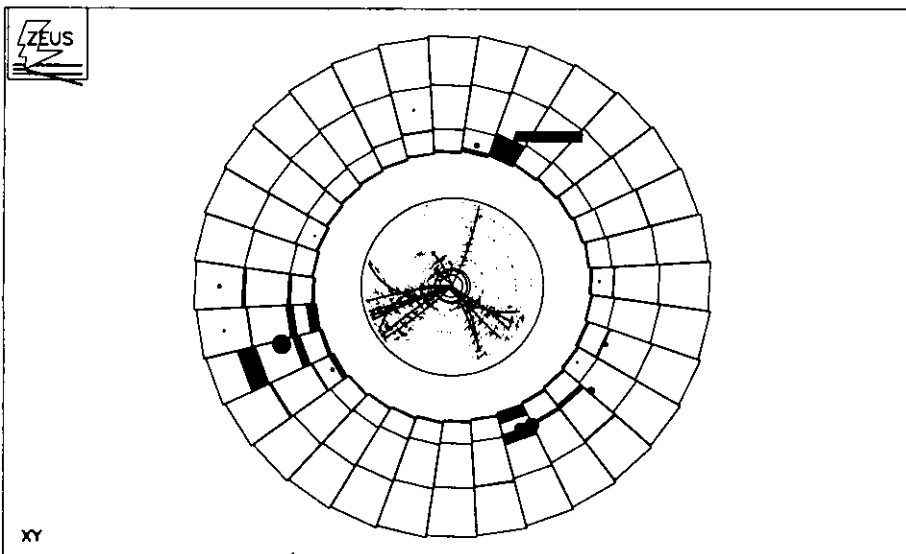
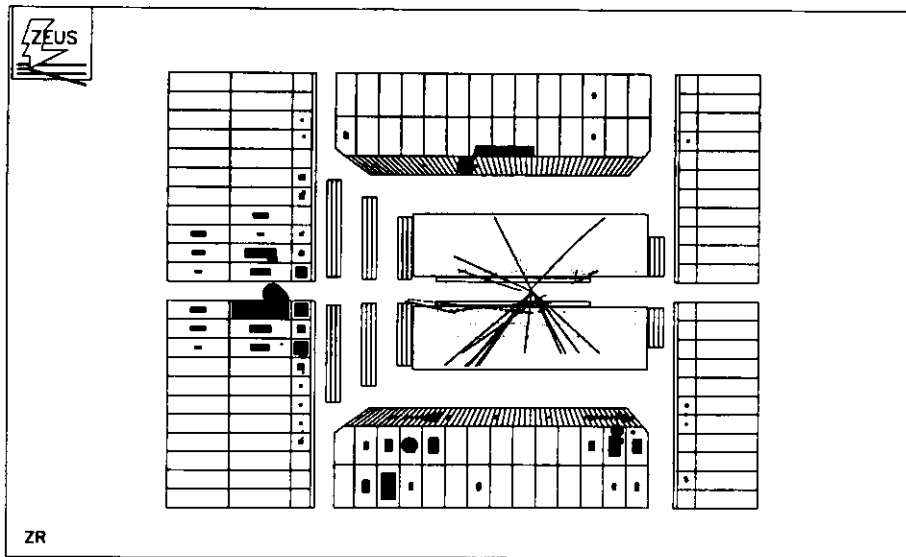
Abbildungsverzeichnis

2.1	Der tief-unelastische Streuprozess im naiven Quark-Parton-Modell	4
2.2	Ereignisgeneration tief-unelastischer ep-Streuung	6
2.3	Feynman-Graphen für ep-Streuung 1. Ordnung QCD.	7
3.1	Der ZEUS-Detektor (Z-R-Projektion)	10
3.2	Schematisches Bild zweier Segmente einer Jet-Drahtkammer	12
3.3	Querschnitt durch einen Oktanten der CTD	14
3.4	Aufbau und Geometrie der CTD-Zellen	15
4.1	Parametrisierung der Spurhelix in der x-y-Ebene	17
4.2	Spuren niederenergetischer Teilchen in der CTD	18
4.3	Spuren eines e^+e^- -Paares	19
4.4	Ein gut rekonstruiertes Ereignis mit hoher Multiplizität	19
4.5	Rekonstruktion der Variablen Q^2 und W^2 nach der Doppelwinkelmethode	21
5.1	Die Point-Matching-Matrix M	24
5.2	Qualitätspektrum der für die MC-Studie verwendeten Spuren.	25
5.3	Auflösungsvermögen der CTD im Polarwinkel θ	26
5.4	Verteilung der Signalpunkte pro Spur als Funktion des Polarwinkels θ	27
5.5	Zusammenhang des relativen Fehlers im Transversalimpuls und p_{\perp}	27
5.6	Anteil der zum Vertex assoziierten Spuren in MC- und experimentellen Daten	28
5.7	Vergleich von MC- und experimentellen Daten: Vertex und durchlaufene Superlayer	29
5.8	MC- und Daten-Verteilungen geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels θ und des Impulses p	29
6.1	Trennung von e-p-Kollisions- und Proton-Strahlgas-Ereignissen durch die Zeitinformation des Kalorimeters.	32
6.2	Akzeptanz der CTD als Funktion des Polarwinkels θ	34
6.3	Effizienz des Elektronen-Matching	35
6.4	Akzeptanz der CTD als Funktion des Spurimpulses p	36
6.5	Einfluß der Spurselektion auf Spuren mit schlecht rekonstruiertem Impuls	36
6.6	χ^2 -Verteilung der Spur- und Vertexanpassung	37
6.7	Verhältnis der Zahl aller rekonstruierter Spuren zu allen generierten	38
6.8	Test der Modellabhängigkeit des Korrekturverfahrens	39
6.9	Feynman-Graphen für QED-Korrekturen in der e-p-Streuung	40
7.1	Akzeptanz im Polarwinkel nach der Spurselektion	44
7.2	Q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Multiplizität im Polarwinkel	45
7.3	W^2 -Abhängigkeit der differentiellen Multiplizität im Polarwinkel	45
7.4	Energieabhängigkeit der totalen Multiplizität in e-p-, p-p- und e^+e^- -Kollisionen	47
7.5	Logarithmische Abhängigkeit der totalen Multiplizität von W	47

7.6	$dE/d\theta$: Daten im Vergleich mit MEPS	48
7.7	$dE/d\theta$: Daten im Vergleich mit CDM+BGF	49
7.8	Vergleich von $dE/d\theta$ und $dN/d\theta$ bei kleinem Q^2	49
7.9	Vergleich von $dE/d\theta$ und $dN/d\theta$ bei höherem Q^2	50
7.10	Verteilung des Winkels γ (Richtung des Quark-Jets im QPM)	51
7.11	Akzeptanz der Spurkammer als Funktion von $\Delta\eta$	51
7.12	$dE/\Delta\eta$ für geladene Spuren im Intervall $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 40 \text{ GeV}^2$	52
7.13	$dE/\Delta\eta$ -Verteilung bei höherem Q^2	52
7.14	Multiplizität geladener Teilchen als Funktion von $\Delta\eta$	53
7.15	Vergleich von Energie- und Teilchenfluß geladener Hadronen als Funktion von $\Delta\eta$	53
7.16	Akzeptanz der CTD als Funktion von x_F	54
7.17	Verteilung geladener Teilchen als Funktion von x_F	54

Tabellenverzeichnis

2.1	Kinematik der tief-unelastischen Streuung	5
3.1	Geometrie und Betriebsparameter der CTD	14
6.1	Selektionsschnitte in ereignisbezogenen Variablen	31
6.2	Kriterien für die Spurselektion	34
6.3	Alternativer Satz von Spurselektionskriterien	42
7.1	Totale Multiplizität geladener Hadronen als Funktion von W	46



Darstellung eines tief-unelastischen Streueignisses im ZEUS-Detektor mit dem Programm LAZE:

Die Streuung erfolgte bei einem vergleichsweise hohen Wert des Viererimpulsübertrages Q^2 von 1343 GeV^2 . In der Z-R-Projektion (oben) ist zu sehen, wie das Elektron (17.4 GeV) weit nach vorne (links), in Richtung des einlaufenden Protons gestreut wird. Das Elektron wurde im Uran-Kalorimeter nachgewiesen. Auch die Spur des Elektrons ist in der Zentralen Spurkammer, der CTD, gut rekonstruiert worden. Die größte hadronische Aktivität liegt im vorderen Kalorimeter vor. In der X-Y-Projektion (unten) ist die für tief-unelastische Streueignisse typische Jet-Struktur zu erkennen. Bei hohem Q^2 sagt die Quantenchromodynamik (QCD) eine Mehr-Jet-Struktur voraus. In diesem Fall kompensieren zwei Jets den Transversalimpuls des gestreuten Elektrons.

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1992 begann am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) der Meßbetrieb mit dem neuen HERA-Speicherring. Zum ersten Mal werden in diesem Beschleuniger Elektronen mit einer Energie von 30 GeV mit Protonen (820 GeV) zur Kollision gebracht. Hauptmotivation für den Bau von HERA war die Möglichkeit, einen neuen und bis dahin unerforschten kinematischen Bereich der Teilchen-Wechselwirkung zu erschließen. Das Quadrat des Viererimpulsübertrages zwischen Elektron und Proton, Q^2 , kann als Maß für das Auflösungsvermögen des Sondenteilchens (e^-) im Objekt (p) angesehen werden. Bei HERA werden Werte von Q^2 bis zu 10^5 GeV^2 erreicht, was bis zu 3 Größenordnungen über den bisher erreichten Werten liegt.

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden mit dem ZEUS-Detektor vorgenommen. Die bei der ep-Kollision ablaufenden Reaktionen unterscheidet man nach der Größe von Q^2 . Bei sehr kleinen Werten von Q^2 ($Q^2 \approx 0$) spricht man von *Photoproduktion*. Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit der sog. *tief-unelastischen* Streuung ($Q^2 \geq 1 - 2 \text{ GeV}^2$). Als Folge des elementaren Stoßprozesses entstehen eine Vielzahl an Teilchen, deren geladene Spuren im Detektor nachgewiesen werden. Messungen differentieller Multiplizitäten geladener Teilchen wurden schon in großer Zahl an anderen Experimenten (π -p-, μ -p-, e^+e^- -Streuung) durchgeführt. Von besonderem Interesse sind dabei die Untersuchungen skaliertter Größen wie z.B. der Feynman-Variablen x_F im hadronischen Schwerpunktsystem. Auch gaben die Ergebnisse Anlaß zur Weiterentwicklung von MC-Modellen für die tief-unelastische Streuung, insbesondere zur Beschreibung des Hadronisierungsprozesses. Mit Inbetriebnahme der Zentralen Spurkammer (CTD) in der '93er Meßperiode ist es nun auch am ZEUS-Experiment möglich, die geladenen Teilchen des hadronischen Endzustandes zu analysieren. Damit können Teilchenmultiplizitäten nun erstmals in dem von HERA neu erschlossenen Phasenraum untersucht werden. Die vorliegende Arbeit befaßt sich daher im besonderen Maße mit der Untersuchung der Abhängigkeit differentieller Multiplizitäten von den Variablen Q^2 und W^2 .

Im Rahmen der perturbativen QCD ist bis heute keine eindeutige Beschreibung des Hadronisierungsprozesses möglich. Unter Zuhilfenahme phänomenologischer Modelle können jedoch Vorhersagen über den hadronischen Endzustand gemacht werden. Bei den hohen Energien, die HERA liefert, erwartet man einen nur geringen Einfluß nicht-perturbativer Prozesse. Eine Messung des hadronischen Endzustandes erlaubt daher sowohl eine Überprüfung dieser Modelle als auch des Einflusses der nicht störungstheoretisch behandelbaren QCD-Effekte.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

2.1 Die tief-unelastische Lepton-Nukleon-Streuung (DIS)

In der tief-unelastischen Streuung wechselwirkt das Elektron über ein virtuelles elektroschwaches Boson mit den Bestandteilen des Protons, die man zusammenfassend als *Partonen* bezeichnet. Man unterscheidet zwischen dem neutralen Prozeß, bei dem ein Photon oder ein schwaches Z^0 -Boson ausgetauscht wird, und dem geladenen Prozeß, welcher durch die geladenen schwachen Vektorbosonen W^\pm vermittelt wird. Bei kleinem Quadrat des Viererimpulsübertrages q wird der Wirkungsquerschnitt durch den elektromagnetischen Prozeß (Photonaustausch) dominiert¹.

Zur Verständnis der grundlegenden Kinematik des Stoßprozesses ist es sinnvoll, die tief-unelastische Streuung zunächst im Rahmen des naiven *Quark-Parton-Modells* zu beschreiben.

2.1.1 Das Quark-Parton-Modell (QPM)

Im Jahre 1968 stellte R.Feynman [Fey69] eine Hypothese über den Ablauf der Elektron-Proton-Kollision bei hohen Energien auf. Demnach erfolgt die Streuung des Elektrons unter Austausch eines virtuellen Photons γ nur an einem der elementaren Bestandteile des Protons, den Partonen (Abb. 2.1). Diese tragen den Anteil x am Gesamtimpuls des Protons² P .

Das x ist eine der drei Variablen (neben $Q^2 = -q^2$ und y), die die Kinematik des Prozesses vollständig beschreiben. Einen Überblick vermittelt Tab. 2.1.

Das Partonmodell gilt nur in einem idealisierten Bezugssystem, in dem das Proton einen so großen Impuls besitzt, daß seine Ruhemasse vernachlässigt werden kann, d.h. $P = (p, 0, 0, \vec{p})$. Der damit verbundene Mangel an Lorentzinvarianz ist ein grundlegender Makel des Modells [Loh86].

Im sogenannten *Zuschauermodell* wird das gestreute Parton aus dem Verbund gerissen, während der Rest (engl.: remnant) des Protons unbeeinflusst weiterfliegt. Der Hauptteilchenfluß aller Teilchen im Endzustand verläuft im QPM in Richtung des gestreuten Quarks und des Protonrestes.

In niedrigster Ordnung QED-Störungsrechnung lautet der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion als Funktion der Variablen x und y :

$$\frac{d\sigma^2}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} s ((1-y)F_2(x) + xy^2F_1(x)), \quad (2.1)$$

¹Aufgrund der großen Ruhemasse des schwachen Z-Bosons ($M_Z = 91.17 \text{ GeV}$) ist der Wirkungsquerschnitt für den Z-Austausch gegenüber dem rein elektromagnetischen Prozeß um den Faktor $(|q^2|/(|q^2| + M_Z^2))^2$ unterdrückt. Der Wirkungsquerschnitt für den geladenen Stromaustausch ist ebenfalls erst bei großem Q^2 von Bedeutung [Nic94].

²Diese Interpretation gilt streng genommen nur im QPM. Dennoch bleibt auch in der QCD die Variable x als fundamentale Skalenvariable erhalten.

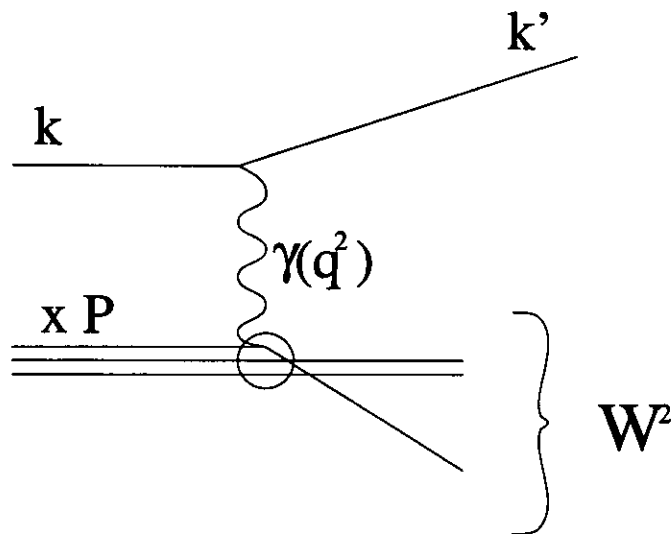


Abbildung 2.1: Skizze des tief-unelastischen Streuprozesses im naiven Quark-Parton-Modell. k, k' : Viererimpuls des ein- bzw. auslaufenden Elektrons, ausgetauschtes Photon (γ) mit Viererimpuls q . Viererimpuls xP des gestreuten Partons vor der Streuung. W^2 : invariante Masse des hadronischen Endzustandes.

mit den *Strukturfunktionen* F_1 und F_2 . Sie sind im QPM allein Funktionen der dimensionslosen Größe x und damit unabhängig von der Masse der Stoßpartner. Nach Bjorken bezeichnet man dieses Verhalten als *Skaleninvarianz* [Sch88].

Für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind die beiden Strukturfunktionen über die sog. *Callan-Gross-Relation* verknüpft:

$$F_2(x) = 2x \cdot F_1(x). \quad (2.2)$$

Nicht zuletzt aufgrund der eindrucksvollen Bestätigung dieser Relation hat sich das QPM als äußerst erfolgreich bei der Beschreibung des tief-unelastischen Streuprozesses erwiesen. Weitere Untersuchungen führten dann rasch zur Identifikation der Partonen mit den *Quarks*.

Zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes ist das QPM jedoch nicht ausreichend. Mit zunehmenden Q^2 machen sich verstärkt Effekte höherer Ordnungen der starken Wechselwirkung bemerkbar.

2.1.2 Die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD)

Schon bald darauf gab es mehrere Hinweise auf die beschränkte Gültigkeit des naiven Quark-Parton-Modells. Man stellte fest, daß die drei Partonen nur etwa die Hälfte des Gesamtimpulses des Protons tragen. Dies ist ein eindeutiges Indiz für die Existenz weiterer, neutraler Teilchen im Proton. Diese neuen Teilchen können im Rahmen der QCD in konsistenter Weise als Gluonen, den neutralen Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, interpretiert werden. Messungen der Lepton-Nukleon-Streuung bei vergleichsweise hohem Q^2 zeigten darüber hinaus eine Verletzung der Skaleninvarianz [Per87]: Offensichtlich sind die Strukturfunktionen nicht nur von x abhängig, sondern man beobachtet bei festgehaltenem x eine logarithmische Abhängigkeit von Q^2 . In der sog. *leading log approximation* (LLA), einem Näherungsverfahren in der perturbativen QCD, ist die starke Kopplungskonstante α_s zudem explizit Q^2 -abhängig:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{für } f \leq 16). \quad (2.3)$$

Variable	Bedeutung im QPM	Wertebereich (HERA)
$s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_P$	Quadrat der Schwerpunktsenergie	$\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$
$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrages	$Q^2 \leq 10^5 \text{ GeV}^2$
$W^2 = (q + P)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2$	invariante Masse des hadronischen Endzustandes	$W^2 \leq s$
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$	Impulsbruchteil des gestreuten Partons	$10^{-5} \leq x \leq 1$
$\nu = \frac{P \cdot q}{m_P}$	Energieübertrag	$E \leq 28.8 \text{ GeV}$
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p_e} = \frac{\nu}{\nu_{\max}}$	relativer Energieübertrag	$0 \leq y \leq 1$

Tabelle 2.1: Kinematik der tief-unelastischen Streuung

Dabei ist Λ ein Parameter, der aus dem Experiment zu bestimmen ist, und f gibt die Anzahl der unterschiedlichen Quarksorten (Flavor) an. Im Limes $Q^2 \rightarrow \infty$ verschwindet die Kopplung; man bezeichnet dieses Verhalten als *asymptotische Freiheit* [Nac91].

2.1.3 QCD-Modelle für DIS

Im Rahmen der QCD wurden diverse Modelle entwickelt, die insbesondere den hadronischen Teilchenfluß im Endzustand zu erklären versuchen. Mehrere dieser Modelle sind in Monte-Carlo-Generatoren umgesetzt worden, welche den Streu- und Fragmentierungsprozeß simulieren.

Zur vollständigen Simulation des Streuprozesses in der tief-unelastischen Streuung hat es sich als erfolgreich erwiesen, die Ereignisgeneration im wesentlichen in drei Schritte zu unterteilen:

1. den harten Subprozeß, welcher die eigentliche γ -Parton-Wechselwirkung beschreibt,
2. die QCD-Partonkaskaden
3. die Hadronisierung, d.h. das Formen von Hadronen aus den einzelnen Partonen.

Einen Überblick über den Aufbau eines solchen Ereignisgenerators und den Zusammenhang der einzelnen Prozesse vermittelt Abb. 2.2. Ihre Struktur soll in den folgenden drei Abschnitten verständlich gemacht werden.

2.1.3.1 Der harte Streuprozess

Die üblichen QCD-Korrekturen berücksichtigen im wesentlichen die Beiträge 1.Ordnung QCD-Störungsrechnung ($O(\alpha_s)$). Die entsprechenden Feynman-Graphen dieser Prozesse sind in Abb. 2.3 dargestellt. In a) ist der Prozeß der *Boson-Gluon-Fusion* skizziert, bei dem das Photon über ein Quark-Antiquark-Paar indirekt mit einem Gluon wechselwirkt. Abb. 2.3b) zeigt den *QCD-Compton*-Graphen (Abstrahlung eines Gluons vom Parton vor oder nach dem Streuprozess).

Aufgrund dieser Prozesse sind die einlaufenden Partonen im hadronischen Schwerpunktsystem nicht mehr kollinear mit dem virtuellen Photon γ^* . Dieses kann daher auch an longitudinal polarisierte Partonen koppeln. Dies führt zur Verletzung der Callan-Gross-Relation (Gl. 2.2) und zur Einführung der longitudinalen Strukturfunktion F_L :

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2). \quad (2.4)$$

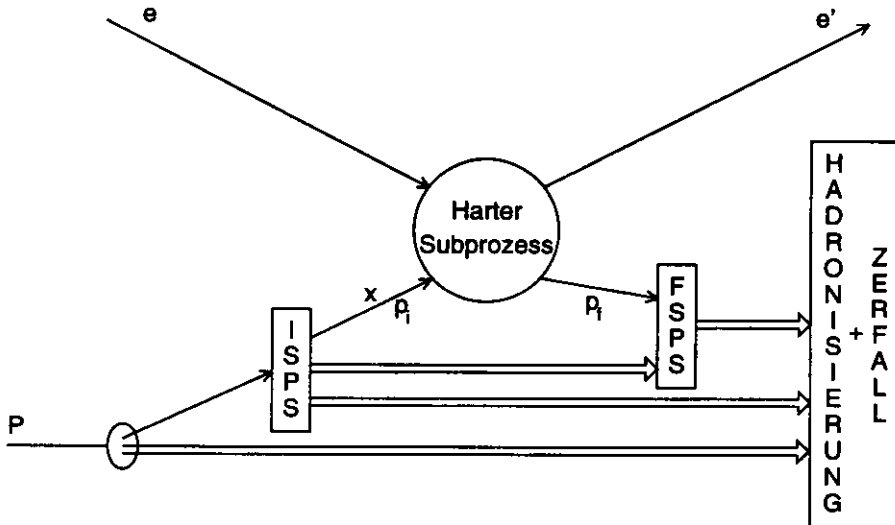


Abbildung 2.2: Ereignisgeneration tief-unelastischer ep-Streuung. ISPS : Partonschauer im Anfangszustand, FSPS : Partonschauer im Endzustand.

F_2 hängt nun also von x und Q^2 ab. Der Wirkungsquerschnitt Gl. 2.1 muß wie folgt modifiziert werden:

$$\frac{d^2\sigma_\gamma(ep)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [(1 + (1 - y^2)) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)]. \quad (2.5)$$

In die Strukturfunktionen gehen die Parton-Dichteverteilungen $q_f(x, Q^2)$, $\bar{q}_f(x, Q^2)$ und $g(x, Q^2)$ ein, die im QPM die Wahrscheinlichkeit dafür angeben, im Proton bei einer Streuung mit dem Viererimpulsübertrag Q^2 ein Quark q oder Antiquark \bar{q} mit Flavor f bzw. ein Gluon g mit dem Impulsbruchteil x anzutreffen.

Die Q^2 -Abhängigkeit dieser Verteilungen läßt sich in weiten Bereichen von Q^2 und für $x \geq 0.1$ aus den Altarelli-Parisi-Gleichungen der QCD [Alt77] berechnen, während die x -Abhängigkeit der Parametrisierungen bei einem Referenzwert von Q^2 aus Messungen gewonnen werden muß. Dabei läßt man sich z.T. von Parametrisierungen, die durch das QPM motiviert sind, leiten.

Die Beschreibung in endlicher Ordnung QCD-Störungsrechnung macht die Ergebnisse von der Wahl eines Renormierungsschemas³ abhängig; gebräuchlich ist u.a. das \overline{MS} -Schema.

Mit dem Monte-Carlo-Programm Lepto [Ing91], welches zur Simulation tief-unelastischer Streueignisse inklusive der Hadronisierung dient, kann der Wirkungsquerschnitt für den harten Subprozeß in $O(\alpha_s)$ exakt berechnet werden⁴.

2.1.3.2 QCD-Parton-Kaskaden

Bis heute existiert kein Programm, welches unter Einbeziehung der Hadronproduktion QCD-Korrekturen höherer als erster Ordnung berücksichtigt. Stattdessen beschreibt man sie (wie z.B. in Lepto) in der LLA durch das Auftreten von sog. *Parton-Kaskaden* vor (ISPS) und nach (FSPS) dem Stoß [Ben88]. Alternativ kann man auch das sog. *Farb-Dipol-Modell* (CDM) zur Simulation der multiplen Gluonabstrahlung heranziehen [Gus86].

³Bei der Renormalisierung werden divergente Terme der endlichen Reihe durch eine entsprechende Rechenvorschrift aufgehoben.

⁴Option ME

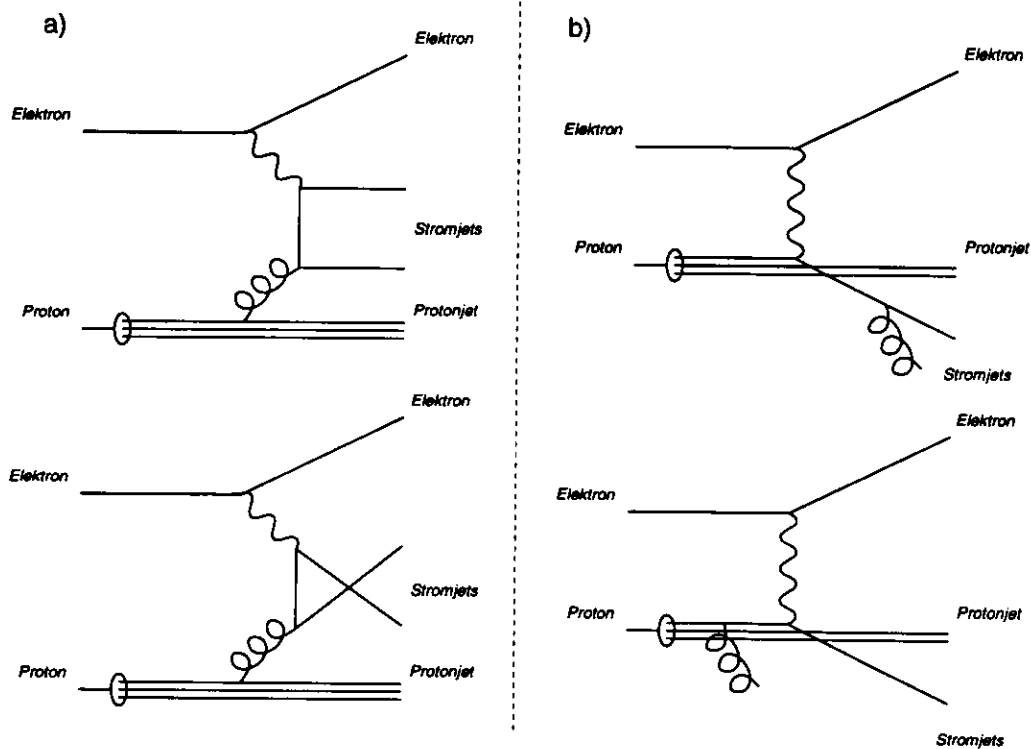


Abbildung 2.3: Feynman-Graphen für ep-Streuung 1. Ordnung QCD.

Die Entwicklung von Partonschauern basiert auf den Verzweigungsprozessen $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$, die aus den Altarelli-Parisi-Gleichungen in der LLA berechnet werden.

Ein einlaufendes Parton nahe der Massenschale⁵ vermag Partonen abzustreuen (ISPS), wobei sich in jedem Verzweigungsprozeß das ursprüngliche Parton immer weiter von der Massenschale entfernt, das andere dagegen eine zeitartige Virtualität besitzt. Am Ende dieses Prozesses steht ein raumartiges Quark, welches im harten Streuprozeß mit dem virtuellen Photon wechselwirkt. Falls das auslaufende Quark ebenfalls zeitartig ist, beginnt die Partonen-Kaskade des Endzustandes (FSPS). Dabei ist die raum-zeitliche Entwicklung genau umgekehrt zu der im Anfangszustand. Der Schauer endet, wenn sich alle Partonen im wesentlichen wieder auf der Massenschale befinden. Ob ein Parton der Virtualität Q^2 verzweigt, wird über den *Sudakov-Formfaktor* berechnet [Ben87]. QCD-Kohärenzeffekte [Dok91] bewirken eine Winkelordnung im Schauer: Im ISPS wird der Abstrahlungswinkel der Partonen bis zum Streuprozeß zunehmend größer, im FSPS nimmt er dagegen stets ab. In der e^+e^- -Streuung ist Q^2 die die Entwicklung bestimmende Virtualitätskala, während für die Wahl der Skala in der tief-unelastischen Streuung Q^2 oder W^2 oder eine Funktion von beiden möglich ist. Generatorstudien ermöglichen hier weiteren Aufschluß [Bro91],[Mag91].

Ein Nachteil des PS-Modells ist, daß es nicht eichinvariant ist, da es Interferenzen zwischen ISPS und FSPS außer acht läßt. Diese Schwierigkeit wird im Farb-Dipolmodell (CDM) umgangen. In Analogie zum Hertz'schen Dipol erklärt das CDM das Auftreten zusätzlicher Partonen durch die von zwei Quarks entgegengesetzter Farbe ausgehende Dipolstrahlung. Die entstehenden Partonen bilden dabei untereinander wiederum neue Dipole. Den ursprünglichen Dipol bilden das gestreute Parton und der Protonrest (Diquark). Da dieser über den gesamten Pro-

⁵Ein Teilchen befindet sich auf der Massenschale, wenn $\mathbf{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m_0^2$. Falls $\mathbf{p}^2 > m_0^2$, besitzt es eine zeitartige Virtualität. Teilchen mit $\mathbf{p}^2 < m_0^2$ spricht man eine raumartige Virtualität zu.

zeß erhalten bleibt, ist im CDM die Trennung zwischen ISPS und FSPS aufgehoben. Das CDM berücksichtigt ebenfalls QCD-Kohärenzeffekte. Die natürliche Skala der invarianten Masse eines Dipols ist W^2 .

2.1.3.3 Fragmentierung und Zerfall

Im sog. *Lund-Modell* [And83] bilden sich zwischen einem auseinanderlaufenden Quark-Antiquark-Paar aus der zunehmenden Feldenergie immer weitere Paare. Diesem Modell liegt die Vorstellung einer elastischen Saite zugrunde, die bei zunehmender Zugkraft (entsprechend dem mit der Entfernung steigenden QCD-Potential) in mehrere Stücke reißt. Bei diesem Prozeß nimmt die Feldenergie zwischen zwei Quarks immer weiter ab. Wenn eine kritische untere Grenze erreicht ist, rekombinieren die Quark-Antiquark-Paare in Hadronen. Das Lund-Modell ist in dem Programm JETSET [Sjö86] implementiert. Es läßt sich mit diversen anderen MC-Generatoren, die die ersten beiden Teile des komplexen Streuprozesses simulieren, kombinieren⁶.

Ein Teil der entstandenen Hadronen sind instabil. Die Simulation des Zerfalls erfolgt unter Maßgabe der Zerfallszeiten und Verzweigungsverhältnissen, wie sie aus anderen Experimenten bis heute bestimmt wurden [APS92].

2.2 Das Hadronische Schwerpunktsystem

Viele der Voraussagen der oben vorgestellten QCD-Modelle lassen sich besonders gut im Schwerpunktsystem des Hadronischen Endzustandes (HCM) überprüfen. Das Laborsystem⁷ eignet sich zum Studium des Auflösungsvermögens und der Akzeptanz des Detektors – Größen, die direkt mit der Detektorgeometrie korreliert sind –, sowie zum Verständnis der Ereigniskinematik. Zum Vergleich der ZEUS-Daten mit denen anderer Experimente oder theoretischer Berechnungen ist es jedoch notwendig, in ein laborunabhängiges Bezugssystem zu transformieren.

Das HCM ist das Schwerpunktsystem von einlaufendem Proton und ausgetauschtem virtuellen Photon. Die z -Richtung im HCM-Koordinatensystem ist definiert durch die Richtung des transformierten virtuellen Photons.

Der Boost-Vektor $\vec{\beta}$ ist in diesem Fall gegeben durch

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{q} + \vec{P}}{E_q + E_P}.$$

P steht für das einlaufende Proton, q für das virtuelle Photon.

Den Vierervektor q des virtuellen Photons erhält man aus der Differenz der Viererimpulse des einlaufenden (k) und des gestreuten Elektrons (k'):

$$q = k - k' = (E_e - E'_e; -p'_e \cos \phi_{e'} \sin \theta_{e'}, -p'_e \sin \phi_{e'} \sin \theta_{e'}, -p_e - p'_e \cos \theta_{e'}) \quad (2.6)$$

Von besonderem Interesse ist im HCM die physikalische Variable x_F , die definiert ist als das Verhältnis zwischen dem Longitudinalimpuls eines Teilchens p_z und dem maximal möglichen, p_z^{\max} :

$$x_F = \frac{p_z}{p_z^{\max}} = \frac{p_z}{W/2} \quad (2.7)$$

Im naiven QPM erwartet man, daß die x_F -Verteilung des hadronischen Endzustandes unabhängig vom Streuprozeß ist.

⁶Für einen Überblick über MC-Generatoren für DIS siehe [Gri91].

⁷In vielen früheren Hochenergieexperimenten (z.B. e^+e^- -Annihilation) fielen Labor- und Schwerpunktsystem zusammen. Die unterschiedlichen Strahlenergien von Elektronen und Protonen bei HERA führen dagegen dazu, daß das HCM stark in Vorwärts-/Proton-Richtung transformiert ist.

Kapitel 3

Das ZEUS-Experiment am HERA-Speicherring

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden mit dem ZEUS-Detektor, einem der zwei Experimente am Elektron-Proton-Speicherring HERA durchgeführt. Die ZEUS-Kollaboration umfaßt 460 Wissenschaftler aus 12 Nationen.

Die stark unterschiedlichen Energien von Protonen (820 GeV) und Elektronen (30 GeV) führen zu einer asymmetrischen Ereignistopologie im Laborsystem. Diese Asymmetrie spiegelt sich in der Detektorgeometrie wider. Die hohe Ereignisrate (alle 96 ns kreuzen sich ein Elektron- und Protonpaket im Detektor) stellt zusätzlich bisher nicht bekannte Anforderungen an die Ausleseelektronik und Datenaufbereitung.

3.1 Die Detektorkomponenten

Abb. 3.1 zeigt eine Grafik des Gesamtdetektors. Die z-Achse des ZEUS-Koordinatensystems liegt in Richtung des einlaufenden Protons.

Hier soll nur ein kurzer Überblick über die Komponenten gegeben werden, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Der Aufbau der Zentralen Spurkammer (CTD) soll im folgenden Abschnitt detaillierter beschrieben werden, da diese Detektorkomponente von zentraler Bedeutung für die vorgestellte Analyse ist. Im Innern der CTD, das Strahlrohr umschließend, liegt die Vertexkammer (VXD). Sie dient der exakten Bestimmung des Ortes der Wechselwirkung zwischen Proton und Elektron bzw. dem virtuellen Photon, liefert aber auch wertvolle zusätzliche Informationen für die Spurrekonstruktion, insbesondere sehr kurzlebiger Teilchen. Die VXD ist eine zylinderförmige Driftkammer. Sie ist radial gegliedert in 120 Zellen mit jeweils 12 Signaldrähten parallel zur Strahlachse. Um die Streuverluste für niederenergetische Teilchen zu minimieren, bestehen die Kammerrohre aus Kohlefaser von ca. 1 mm Stärke, entsprechend einer Hundertstel Strahlungslänge X_0 .

Die CTD ist von einem supraleitenden Solenoid-Magneten umgeben, dessen Einfluß auf die beiden Teilchenstrahlen durch Kompensatoren korrigiert wird. Vor und hinter der CTD sind weitere Spurkammern angebracht (FDET, RTD), welche die geometrische Akzeptanz der Spurvermessung bei kleinen Winkeln vergrößern, aber zur Zeit der Anfertigung dieser Arbeit noch nicht betriebsbereit waren.

Besonderes Augenmerk wurde bei der Entwicklung des ZEUS-Detektors auf eine exakte Energiemessung mit dem zentralen Kalorimeter (CAL) gelegt. Es wurde ein Uran-Szintillator-Kalorimeter gewählt. Das Uran hat den Vorteil, daß es kompensierend wirkt. Das bedeutet, daß elektromagnetische Teilchen (z.B. Elektronen, Photonen) und Hadronen gleicher Energie, deren Schauerentwicklung völlig unterschiedlich verläuft, dennoch gleiche Signale über die Pho-

tomultiplier liefern ($e/h = 1$) [Kle92]. Darüber hinaus liefert die natürliche Radioaktivität des angereicherten Urans ein äußerst stabiles, auf etwa 0.2% genaues Kalibrierungssignal. Die relative Energieauflösung des Kalorimeters beträgt für Elektronen $\sigma/E = 18\%/\sqrt{E}$ und $35\%/\sqrt{E}$ für Hadronen (E jeweils in GeV). Das Kalorimeter ist in drei Bereiche aufgeteilt: vorderes (FCAL), mittleres (BCAL) und rückwärtiges (RCAL) Kalorimeter, deren 5918 Szintillatorzellen zusammen 99.7% des Raumwinkels um die Wechselwirkungszone umschließen.

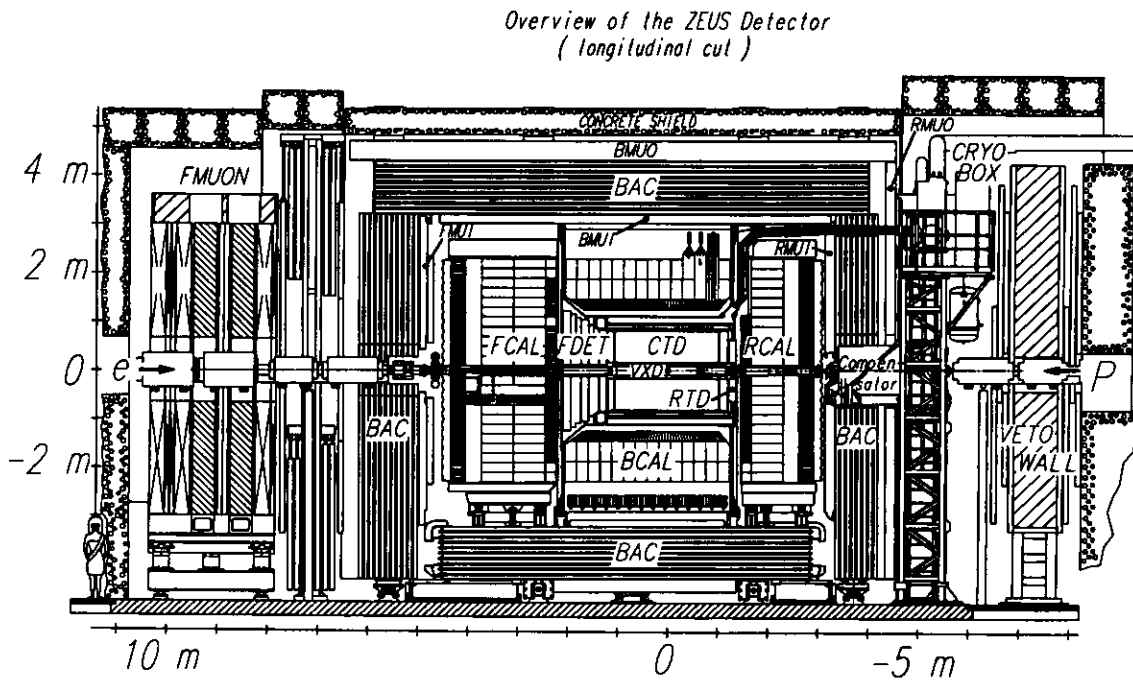


Abbildung 3.1: Der ZEUS-Detektor (Z-R-Projektion)

Das Kalorimeter liefert schließlich auch noch Information über die Ereigniszeit, die verwendet wird um Untergrundreaktionen (im wesentlichen Proton-Restgas-Kollisionen) von Elektron-Proton-Ereignissen zu trennen. Dies ist essentiell, da die gesamte Untergrundrate mit 10 – 100 kHz um etwa einen Faktor 1000 größer ist als die Rate von physikalisch relevanten Ereignissen.

Der Erkennung von Untergrundereignissen dienen weiterhin die VETOWALL, die ca. 7.5 m vor dem Wechselwirkungspunkt (in Protonrichtung) steht, und der C5-Zähler. Dieser weist die Teilchen nach, welche die Protonpakete umgeben¹, und erlaubt dadurch die Unterscheidung der durch sie verursachten Ereignisse von $e-p$ -Kollisionen.

Die Luminosität² wird über die Messung der Anzahl der Ereignisse des Bethe-Heitler- Bremsstrahlungs-Prozesses ($ep \rightarrow ep\gamma$) bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist sehr genau bekannt. Ein Photonendetektor ca. 100 m hinter dem CAL und ein Elektronendetektor (ca. 35 m) weisen nahe dem Strahlrohr Elektron und Photon in Koinzidenz nach.

Die Daten der hier beschriebenen Komponenten werden auch für den dreistufigen Ereignistrigger [Par93] verwendet, der die Ereignisrate von ursprünglich ≈ 10 MHz durch Verwerfen von Untergrundereignissen auf ca. 5 Hz reduziert. Dies entspricht einer Verringerung der Datenmenge von mehreren TByte/s auf ca. 0.5 MByte/s.

Weitere Details zum Aufbau der einzelnen Komponenten entnehme man [Hol93].

¹sog. Halo-Teilchen, von griechisch ἅλος : Schildrand, Hof (um Sonne und Mond)

²Luminosität $L = N/\sigma$ (N : Ereignisanzahl/Zeit, σ : Wirkungsquerschnitt)

3.2 Die Zentrale Spurkammer CTD

Die CTD ist eine Jet-Drahtkammer und dient insbesondere folgenden drei Zwecken:

- Spurrekonstruktion geladener Teilchen über einen großen Polarwinkelbereich ($15^\circ < \theta < 164^\circ$) und den gesamten Azimutalwinkel,
- Bestimmung des Wechselwirkungspunktes in Richtung der Strahlachse als Teil des ZEUS-Ereignistriggers und damit Reduzierung des Untergrundes durch Reaktionen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr,
- Bestimmung des spezifischen Ionisationsverlustes dE/dx von Teilchen und darüber Identifizierung von Teilchen.

3.2.1 Funktionsprinzip von Jet-Drahtkammern

Die bei Speicherringexperimenten bevorzugte Art von Spurkammern ist die zylindrischer Viel-draht-Proportionalkammern. Das Prinzip des Proportionalzählrohrs (Nachweis einzelner geladener Teilchen über die in einem Gas induzierte Stoßionisation) erlaubt durch die dreidimensionale, zylindersymmetrische Anordnung sehr vieler Drähte gleichzeitig die Ortsrekonstruktion mehrerer Teilchenspuren. Nach Charpak [Cha68] wirken die einzelnen Anodendrähte dabei als unabhängige Detektoren.

Durch ein Soleonid³ werden die Spuren auf Kreisbahnen in der $r - \phi$ -Ebene abgelenkt, was die Bestimmung ihres Impulses ermöglicht.

Für die jüngste Generation von Hochenergie-Beschleunigern hat sich ein spezieller Typ von Zylinderkammern herausgebildet, der der sog. *Jet-Driftkammer*. Um Spuren auch in Ereignissen mit hoher Multiplizität noch zuverlässig messen zu können, muß die Zahl der Meßpunkte pro Spur maximiert werden. Dies erfolgt dadurch, daß die Kammer in der $r - \phi$ -Ebene in mehrere sektorförmige Zellen unterteilt ist. Das elektrische Feld in diesen Zellen verläuft senkrecht zu den Drähten und damit auch senkrecht zum Magnetfeld.

Ein Nachteil dieser Zellgeometrie sind die relativ langen Driftstrecken der Ionisationselektronen vom Rand der Kammer zu den in der Mittelebene gelegenen Signaldrähten. Da die verwendeten Magnetfelder recht stark sind (≈ 1 T), um eine gute Impulsrekonstruktion zu gewährleisten, führt die resultierende Lorentzkraft dazu, daß die Driftichtung der Elektronen um den sog. *Lorentzwinkel* α gegen die Richtung des elektrischen Feldes geneigt ist (s. Abb. 3.2). Für eine Driftgeschwindigkeit v_D ist dieser Winkel durch

$$\alpha = k(E)v_D B/E$$

gegeben. Der Faktor $k(E)$ hängt vom verwendeten Kammergas und dem elektrischen Feld E ab.

Anstrebenswert ist eine möglichst konstante Driftgeschwindigkeit innerhalb der gesamten Zelle, da dies zu einer Linearisierung des Zusammenhangs zwischen dem Abstand d des Primärelektrons vom Signaldraht und der Zeit bis zum Eintreten des Signals der Elektronenlawine führt:

$$d = \int_{t_0}^{t_1} v_D(t) dt = v_D \delta t.$$

Dies läßt sich durch ein möglichst homogenes elektrisches Feld erreichen. Aufgrund der besonderen Zellgeometrie in Jet-Drahtkammern gelingt dies nur durch das Hinzufügen weiterer

³Als solches bezeichnet man ein magnetisches Feld mit den Komponenten $B_r = B_\phi = 0, B_z = B$, wobei die z -Achse die Strahlrichtung angibt.

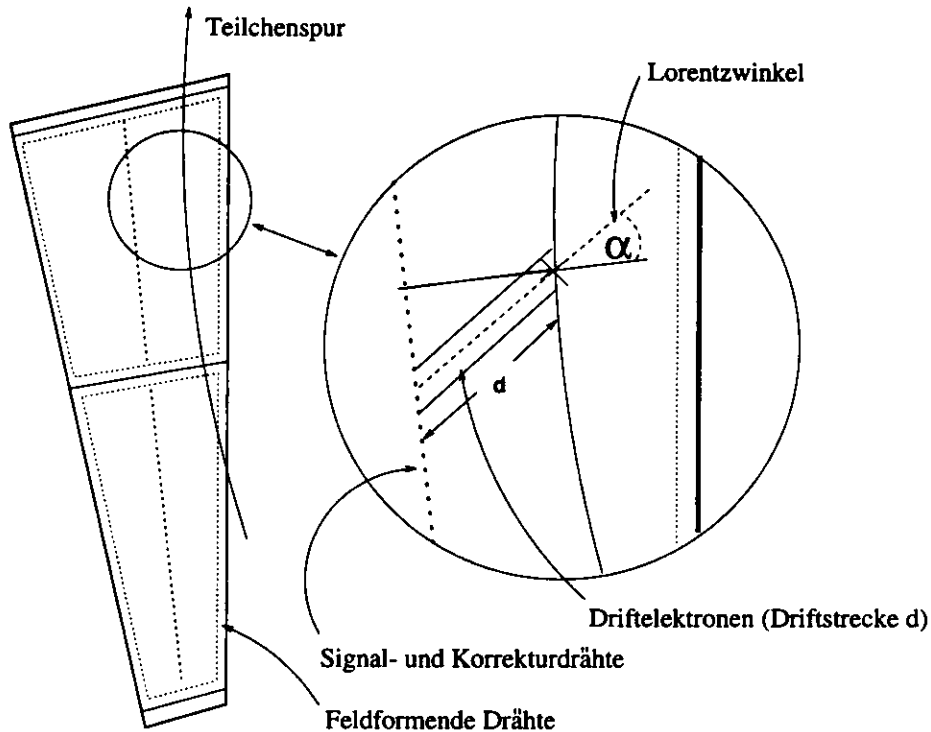


Abbildung 3.2: Schematisches Bild zweier Segmente einer Jet-Drahtkammer. In der Ausschnittsvergrößerung sind der Lorentzwinkel α und die Driftstrecke d der Driftelektroden skizziert (r - ϕ -Projektion).

Korrekturdrähte eines exakt definierten Potentials. Auf diese Weise besitzen zumindest in der Nähe des Anodendrahtes die elektrischen Äquipotentialflächen nahezu Zylindersymmetrie.

Moderne Drahtkammern stellen auch hohe Anforderungen an die mechanische Konstruktion. Der Durchmesser der Signaldrähte beträgt ca. 1% des Abstandes zwischen den Drähten. Um Unterschiede im Durchmesser verschiedener Drähte zu vermeiden, muß neben einem sorgfältigen Herstellungsprozeß großer Wert auf eine genau gleiche Zugkraft aller Drähte gelegt werden. Die Drahtspannung ist i.a. recht hoch, um die mechanische Instabilität aufgrund der elektrostatischen Abstoßung zwischen den Anodendrahten zu minimieren.

Die Wahl des Kammergases ist im wesentlichen motiviert durch eine möglichst hohe Durchbruchspannung und eine optimale Gasverstärkung. Typische Gase sind z.B. Argon oder Xenon. Im Gemisch mit CO_2 oder CH_4 können Gasverstärkungen von bis zu 10^5 erreicht werden bei Beschleunigungsspannungen von mehreren hundert kV/cm.

Um die Rekonstruktion der z -Komponente von Teilchenbahnen zu optimieren, wurde die sog. *z-by-timing*-Methode entwickelt. Die auf den Signaldrähten induzierte Ladung wird bei diesem Verfahren an beiden Enden der Kammer ausgelesen. Aus der Differenz der Ankunftszeiten der entgegengesetzten Ladungsträger läßt sich die z -Position auf einem Draht auf wenige cm genau bestimmen. Eine sehr viel genauere Bestimmung erlaubt die *Stereo*-Methode. Dabei wird ein Teil der Signaldrähte um einen kleinen Winkel α_s in Azimutalrichtung gegen die Strahlachse geneigt gespannt. Die z -Koordinate einer Spur auf einem Stereodraht ist auf diese Weise korreliert mit der $r - \phi$ -Koordinate der benachbarten axialen Drähte.

Die Auflösung in z hängt dann mit der in der $r - \phi$ -Ebene wie folgt zusammen [Sax88]:

$$\sigma_z^{ste} = \sigma_{r\phi} / \tan \alpha_s.$$

Man erreicht damit typischerweise Werte für $\sigma_z^{t_e}$ von einigen *mm*.

3.2.2 Aufbau der CTD

Die im vorigen Abschnitt geschilderten Konstruktionsmerkmale spiegeln sich im Aufbau der CTD wider, bei der die Drähte in Form von neun zylinderförmigen Drahtebenen, sog. *Superlayern* angeordnet sind (s. Abb. 3.3). Jede dieser Ebenen ist in eine große Zahl von polygonalen Zellen unterteilt⁴.

Abb. 3.4 zeigt die Bestückung einer dieser Zellen mit Feld-, Korrektur- und Signaldrähten. In der Mittelebene jeder Zelle liegen jeweils 8 Signaldrähte (*Sense*) auf einem Potential von ca. 1.5 kV und am Rand der Zelle die Felddrähte (*Field*) mit individuellen Potentialen von bis zu 3.8 kV. Zwischen zwei Signaldrähten liegt stets ein Draht auf Nullpotential. Dieser dient zur Abschirmung der Driftzellen untereinander und erlaubt eine individuelle Spannungsjustierung der Signaldrähte. Dieses erlaubt zusammen mit weiteren Korrekturdrähten (*Shaper* und *Guard*) die Herstellung eines nahezu gleichförmigen Feldes und damit nahezu konstante und parallele Driftgeschwindigkeiten von ca. 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Die Signaldrahtebene ist um ca. 45° gegen die radiale Richtung geneigt. Dadurch durchqueren selbst gerade Spuren mindestens 2 Zellen pro Superlayer, was die Entscheidung, ob ein Teilchen links oder rechts vom Signaldraht vorbeigeflogen ist, erheblich vereinfacht.

Die Signaldrähte bestehen aus goldbeschichtetem Wolfram (Durchmesser 30 μm), die anderen Drähte aus Kupfer-Beryllium (ca. 150 μm).

Vier der Superlayer sind als Stereo-Ebenen implementiert (Abb. 3.3). Im ZEUS-Koordinatensystem haben die zweite und achte Superlayer den Drehsinn einer Rechtsschraube, während die vierte und sechste Ebene nach links verdreht sind (entsprechend positiven und negativen Winkeln).

Als Gas wurde in der 93'er Meßperiode ein *Ar/CO₂/C₂H₆*-Gemisch (Verhältnis 90/8/2) verwendet. Diese Mischung hat eine etwas schlechtere Energieauflösung als reines Argon-Ethan-Gemisch. Das *CO₂* ermöglicht jedoch einen rauschärmeren Betrieb und geringere Sicherheitsvorkehrungen [Bli86].

Die Ausleseelektronik ist der hohen HERA-Ereignisrate angepaßt. Sie ist im wesentlichen in zwei Komponenten aufgeteilt. Alle Signale der axialen und Stereodrähte werden in einem 104 MHz FADC-System mit 8 bit digitalisiert. Bevor diese Daten über eine optische Verbindung zum Datenspeicher gelangen, werden sie in einer *Pipeline* bis zu 5 μs gespeichert, um die Triggerentscheidung abzuwarten.

Die z-by-Timing-Signale werden getrennt verarbeitet. Diese Komponente bildet einen Teil der ersten Triggerstufe, die die Rate um einen Faktor 100 auf ≈ 1 kHz reduziert. Das erfordert eine besonders schnelle Elektronik. Die Signale werden an beiden Kammerenden abgegriffen. Eine Verzögerungsleitung stellt sicher, daß die Signale stets mit einer kurzen Zeitdifferenz eintreffen. Mit Hilfe von Zeit-Amplituden-Konvertern (TAC), die von Constant-Fraction-Diskriminatoren getriggert werden, kann die unterschiedliche Ladungsmenge an den Drahtenden und damit die z-Position mit einer Genauigkeit von 3 cm^5 gemessen werden. Dies erlaubt eine schnelle Bestimmung der Vertex-Position, die ein wichtiger Bestandteil der Triggerentscheidung ist.

Die wichtigsten Daten der CTD sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt.

⁴Aufgrund der unterschiedlichen Radien nimmt die exakte Anzahl von 32 in der ersten Superlayer auf 96 in der neunten zu. Die Zellgröße bleibt dabei nahezu konstant.

⁵Dies entspricht einer Auflösung der Zeitdifferenz von 200 ps.

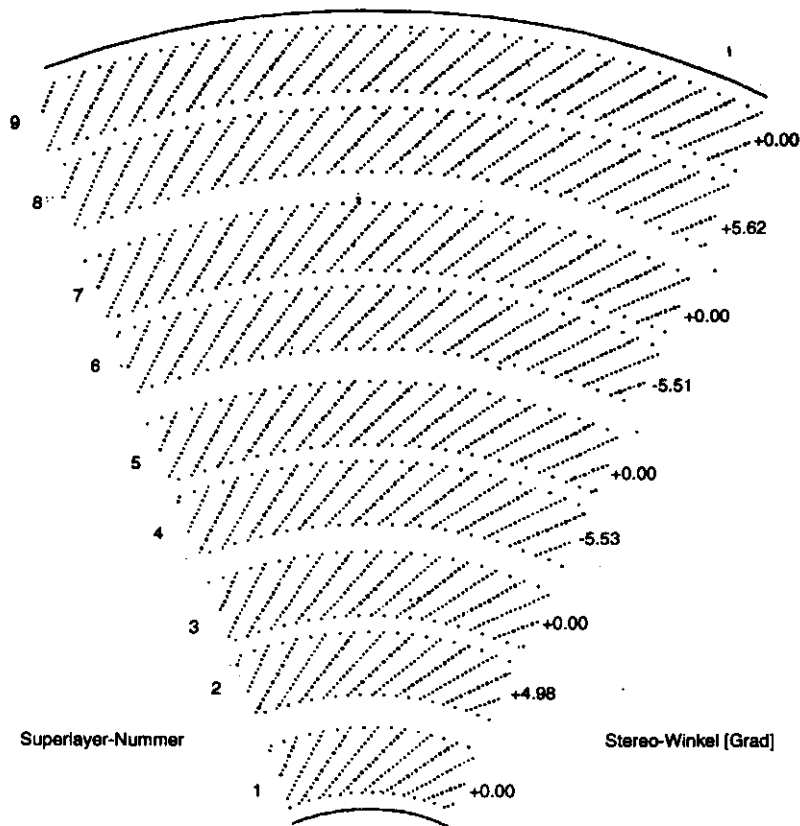


Abbildung 3.3: Querschnitt durch einen Oktanten der CTD zur Verdeutlichung der Superlayer-Struktur. Angegeben sind auch die Stereowinkel der einzelnen Ebenen.

innerer Radius	16.2 cm (aktiv: 18.2 cm)
äußerer Radius	85.0 cm (aktiv: 79.4 cm)
Länge	241 cm (aktiv: 203 cm)
Nullpunkt	$z = +25$ cm
Gewicht	945 kg
Anzahl an Zellen	576
Anzahl an Drähten (total)	24192
Anzahl an Signaldrähten	4608
Gas (≈ 1013 mbar)	$Ar/CO_2/C_2H_6 : 90/8/2 + 0.84\%$ Ethanol
Magnetfeld	1.43 T
Lorentzwinkel	45°
max. Driftstrecke	≈ 25 cm
max. Driftzeit	≈ 500 ns
Ortsauflösung	100 – 120 μ m (θ -abhängig)
z-Auflösung (Stereo)	1.4 mm
z-Auflösung (z-by-T)	30 mm
Doppelsignal-Auflösung	2.5 mm, entsprechend ≈ 50 ns
dE/dx -Auflösung	$< 6\%$ (e^-)

Tabelle 3.1: Geometrie und Betriebsparameter der CTD

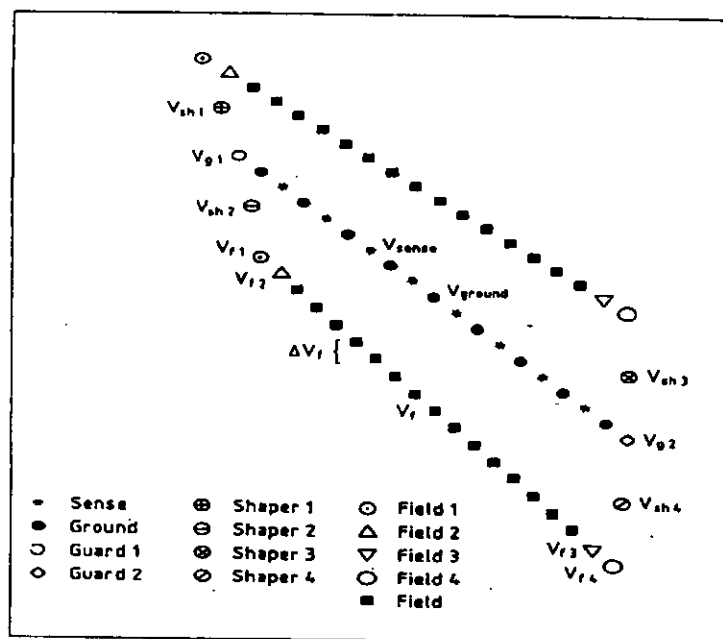


Abbildung 3.4: Bild der CTD-Zellengeometrie. Bestückung mit Signal- (Sense), Feld- (Field) und Korrekturdrähten (Shaper/Guard).

Kapitel 4

Die Datenrekonstruktion

Die hohen Ereignisraten am ZEUS-Experiment stellen enorme Anforderungen sowohl an Elektronik und Software der Online-Datenverarbeitung als auch an die Offline-Rekonstruktion. Für jede Detektorkomponente existiert spezielle Rekonstruktionssoftware, deren Ergebnisse von dem Programmpaket ZEPHYR zu einer Gesamtbeschreibung jedes einzelnen Ereignisses zusammengefaßt werden. Die Daten werden in dynamischen Datenstrukturen, die das Softwarepaket ADAMO [Fis93] zur Verfügung stellt, Ereignis für Ereignis abgespeichert. Diese Datenstrukturen sind den diversen Detektorkomponenten (VXD, CAL, CTD etc.) bzw. den in ihnen auftretenden unterschiedlichen physikalischen Objekten (Vertices, Spuren, Energiecluster etc.) zugeordnet. Sie besitzen hierarchische Verknüpfungen und erlauben somit eine ganzheitliche Beschreibung eines Ereignisses.

4.1 Spurrekonstruktion

Für die vorliegende Arbeit ist die Rekonstruktionssoftware der CTD von zentraler Bedeutung. Z.Zt existieren zwei separate Programmpakete, auf deren unterschiedliche Merkmale hier aber nicht eingegangen wird. Stattdessen soll exemplarisch das Programm VCTRAK [Ban94] erläutert werden, welches Signale der VXD und der CTD zur Rekonstruktion einer Spur verwendet.

Eine Spur im kombinierten VXD-CTD-Spursystem kann maximal 100 Signalpunkte besitzen. Diese ergeben sich aus den 52 Ebenen in den axialen Superlayern (VXD, SL1, SL3, SL5, SL7, SL9), 16 in den über z-by-Timing ausgelesenen Superlayern (8 in SL1, jeweils 4 in SL3 und SL5) und 32 in den Stereo-Superlayern SL2, SL4, SL6 und SL8. Einige Signalebenen der neunten Superlayer waren während der '93er Meßperiode nicht auslesbar, so daß die maximale Signalzahl pro Spur bei 96 lag. Da die Datenqualität über die gesamte Meßperiode '93 stark schwankte, wurde eine nach unten abgeschätzte Ortsauflösung in z von nur 6 cm im z-by-Timing-System und 0.035 cm im Axial-Stereo-FADC-System verwendet.

Das Spuranpassungsverfahren arbeitet nun wie folgt: Jedem Spurkandidat werden anfangs drei Startpunkte auf äußeren axialen Superlayern zugeordnet. Ein Referenzpunkt auf der Strahlachse ($x = y = 0$ cm)¹ hilft, die Spur in Richtung ihres Ursprungs zu verfolgen. Auf diesem Wege werden einer Spur mehr und mehr Signalpunkte zugeordnet. Zunächst wird nur die Information der axialen Superlayer verwendet. Diese ergibt für jede Spur einen Kreissektor in der x-y-Ebene, mit Hilfe dessen die Spurkoordinaten auf den Stereo-Drähten interpoliert werden. Damit der Mustererkennungsalgorithmus effizient arbeitet, muß jede Spur 3D-Information besitzen, d.h. Punkte auf z-by-Timing- oder Stereo-Superlayern. Auf diese Weise werden zunächst

¹Es existiert kein Bias in Z .

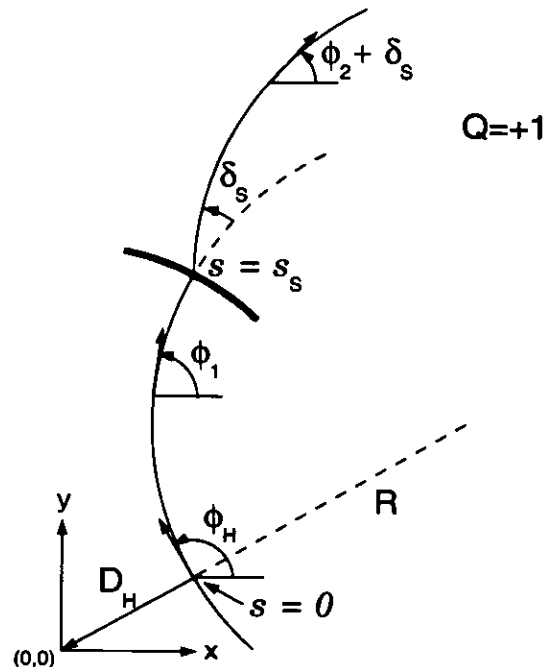


Abbildung 4.1: Parametrisierung der Spurhelix in der x-y-Ebene

die längsten Spuren gefunden und letztlich diejenigen, die in SL1 beginnen. Dies ist die Minimalanforderung - Spuren, die nur die Vertexkammer durchlaufen, werden nicht rekonstruiert.

In einem zweiten Durchlauf werden schließlich noch diejenigen Spuren gesucht, die nicht bis zur Strahlachse vordringen. Diese können von Zerfällen stammen oder auch in der ersten Phase gespaltene Spuren sein.

Die Spuranpassung erfolgt nach einem 5-Parameter-Helix-Modell. Für Spuren, die VXD und CTD durchlaufen, wird durch einen sechsten Parameter der *Coulomb-Vielfachstreuung* im Material zwischen den beiden Kammern und dem Strahlrohr Rechnung getragen². Die Projektion der Helix in die x-y-Ebene ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die Helix-Parameter lauten:

1. D_H : der minimale Abstand der Helix zum Referenzpunkt
2. Φ_H : Azimutalwinkel im Abstand D_H zum Referenzpunkt
3. Q/R : Ladung Q , Krümmungsradius R
4. Z_H : z-Koordinate der Helix im minimalen Abstand zum Referenzpunkt
5. $\cot \theta$: θ ist der Polarwinkel der Spur
6. δ_S : Streuwinkel in der x-y-Ebene aufgrund von Coulomb-Vielfachstreuung (nur im Fall von VXD-CTD-Spuren)

Die Zahl der Freiheitsgrade (ndf) einer Spur berechnet sich aus der Zahl der maximal verwendbaren Signalpunkte n pro Spur und ihrer Parameter n_H : $ndf = n - n_H$, wobei $n \leq 100$ und $n_H \leq 6$.

²Dieser Parameter wurde erst in der letzten Version des Programms VCTRAK eingeführt und bei dieser Arbeit noch nicht berücksichtigt.

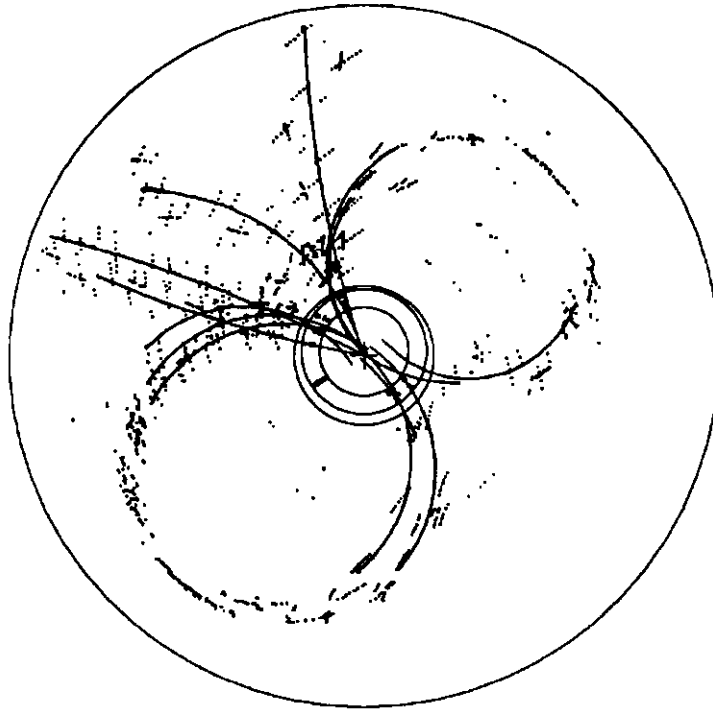


Abbildung 4.2: Spuren niederenergetischer Teilchen in der CTD (x-y-Ebene). Die starke Krümmung erschwert die Rekonstruktion.

Ein Problem bei der Spurfindung ist die begrenzte Doppel-Signalauflösung der Drähte. Zwei sich kreuzende Spuren können daher gemeinsame Punkte haben. Insbesondere niederenergetische Spuren im mittleren Bereich der Kammer sind äußerst schwierig zu rekonstruieren. Das starke Magnetfeld zwingt sie auf eine Spiralbahn, so daß im ungünstigsten Fall einige Signaldrähte mehrfach gekreuzt werden. Bei dem in Abb. 4.2 gezeigten Ereignis sind die stark gekrümmten Spuren nicht durchgehend rekonstruiert worden, sondern es wurden mehrere kurze Spuren berechnet. Falls die Spuren nicht unter einem Polarwinkel von $\approx 90^\circ$ verlaufen, dürfte aber jeweils nur eines der beiden Spurstücke zum Vertex assoziiert sein, so daß in diesem Ereignis die totale Multiplizität von Spuren aus dem primären Vertex nicht systematisch überschätzt wird.

Darüber hinaus erschweren durch Rauschen induzierte Signale die Spurfindung. Hauptursachen hierfür sind das Uran-Kalorimeter³ und HERA-Synchrotronstrahlung. Einige der in Abb. 4.3 durch Kreuze markierten Signale können als Rauschsignale interpretiert werden. Die Abbildung macht aber auch deutlich, daß das Rauschen nicht so stark ist, daß das Rekonstruktionsprogramm ganze Spuren aus ihnen bildet. Die Abbildung zeigt auch ein Elektron-Positron-Paar, das aus einer Photon-Konversion entstanden ist. Das neutrale Photon kann in der Kammer nicht nachgewiesen werden. Dementsprechend ist das e^+e^- -Paar auch nicht zum Hauptvertex assoziiert. Abschließend sei noch auf Abb. 4.4 verwiesen, in der ein gut rekonstruiertes Ereignis in der CTD zu sehen ist. Fast alle Signale konnten trotz der Menge der Spuren (ca. 15) zur Spurrekonstruktion verwendet werden.

³Man erwartet, daß aufgrund des Urans pro Ereignis im Mittel 16 der 4068 Auslesedrähte auf das Rauschen ansprechen [Hol93].

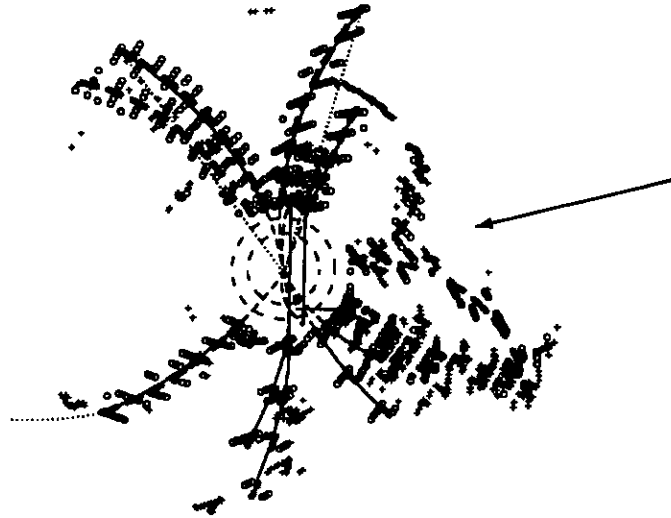


Abbildung 4.3: Spuren eines e^+e^- -Paares. Es ist nicht zum Vertex assoziiert, da das neutrale Photon in der CTD nicht nachweisbar ist (vielen Dank an Lydia Shcheglova).

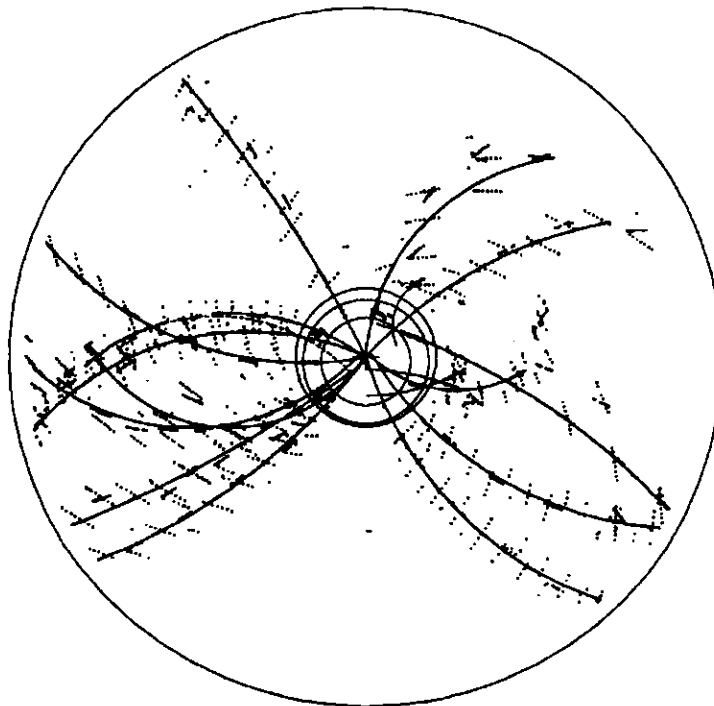


Abbildung 4.4: Ein gut rekonstruiertes Ereignis mit hoher Multiplizität (x-y-Projektion).

4.2 Vertexrekonstruktion

Bei der Spurfindung wird zunächst nur grob jeder Spur ein individueller Referenzpunkt auf der Strahlachse als Ursprung zugewiesen. Physikalische Spuren müssen jedoch von einem gemeinsamen Vertex kommen. Auf Triggerebene muß die Vertexrekonstruktion besonders schnell erfolgen. Dort werden mit Hilfe der z-by-Timing-Information ein oder mehrere Vertices rekonstruiert. Hier soll aber nur der Offline-Modus beschrieben werden, bei dem die komplette VXD- und CTD-Information verwendet wird, um einen Hauptereignisvertex zu finden.

Die Berechnung der Vertexposition erfolgt mit Hilfe der Perigee-Parametrisierung [Bil92]. Diese beschreibt die Trajektorie einer Spur i nahe dem zu berechnenden Vertex als Funktion des 5-dimensionalen Parameters \mathbf{q}_{ij} ($j = 1 - 5$). Einer der Vorteile dieser Parametrisierung ist der relativ einfache Zusammenhang zwischen \mathbf{q} und den zu berechnenden Größen \vec{v} (Vertexposition) und \vec{p} (Impuls der Spur am Vertex): $\mathbf{q}_{ij} = F_j(\vec{v}, \vec{p}_i)$. Die \mathbf{q}_i zugeordnete Kovarianzmatrix bezeichnen wir mit \mathbf{C}_i . Ziel ist es, die Werte von \vec{v} und \vec{p}_i zu finden, die die Größe

$$\chi^2 = \sum_i \Delta \mathbf{q}_i^T \mathbf{C}_i^{-1} \Delta \mathbf{q}_i$$

minimieren. Dabei ist

$$\Delta \mathbf{q}_i = \mathbf{q}_i^{\text{mea}} - F(\vec{v}, \vec{p}_i).$$

Die Vertexanpassung erfolgt in drei Schritten [Har94]:

1. Zuerst werden Spuren verworfen, deren Anfangspunkt nicht innerhalb des Strahlrohrs liegt, da Spuren aus der e-p-Kollision nur dort entstehen können.
2. Es wird eine erste, schnelle Vertexanpassung durchgeführt. Dabei werden nur 4 der 25 Terme der Kovarianzmatrix \mathbf{C} berücksichtigt. Spuren, die durch ein zu großes χ^2 die Güte dieser ersten Anpassung stark beeinträchtigen⁴, werden verworfen.
3. In einem abschließenden Schritt wird aus den noch verbliebenen Spuren der endgültige Vertex berechnet. In dieser zweiten Anpassung, bei der die vollständige Kovarianzmatrix verwendet wird, werden zugleich Richtung und Krümmung der Spuren auf die berechnete Vertexposition korrigiert⁵. Die Größe D_0 bezeichnet den minimalen räumlichen Abstand der ursprünglichen Spur (vor der Vertexanpassung) von diesem Hauptvertex.

Die Berechnung der primären Vertexposition wird unterstützt durch Berücksichtigung des Protons, dessen Position durch eine Normalverteilung um die Strahlachse ($x = y = 0$) angenähert wird. Die Breite der Gaußverteilung wird als $\sigma_x = \sigma_y = 0.7$ cm angenommen. Dies ermöglicht die Rekonstruktion des Vertex auch im Fall nur einer rekonstruierten Spur. Die Zahl der Freiheitsgrade ndf der Vertexanpassung ergibt sich zu $ndf = 2(N + 1) - 3$, wobei N die Zahl der zum Vertex assoziierten Spuren angibt zuzüglich des Protons⁶.

4.3 Bestimmung der ereignisspezifischen Variablen

Die Kinematik der tief-unelastischen Streuung wird durch zwei Variablen eindeutig beschrieben. Für die Bestimmung der Strukturfunktionen F_i werden i.a. x und Q^2 verwendet. Es ist jedoch

⁴Der Abschneidewert liegt bei $\chi^2 = 16.0$

⁵Hier und im folgenden werden für alle Spurparameter ihre jeweiligen Werte am Vertex angegeben.

⁶Der Faktor 2 ergibt sich folgendermaßen: Das Helix-Modell (Abb. 4.1) ordnet jeder Spur 5 Parameter bzw. Meßpunkte zu. Bei der endgültigen Vertexberechnung wird neben der gemeinsamen Vertexposition aller Spuren (3 Freiheitsgrade) auch der Impuls eines Teilchens (3 Freiheitsgrade pro Spur) berechnet. Dies ergibt insgesamt $(5 - 3)(N + 1) - 3$ Freiheitsgrade.

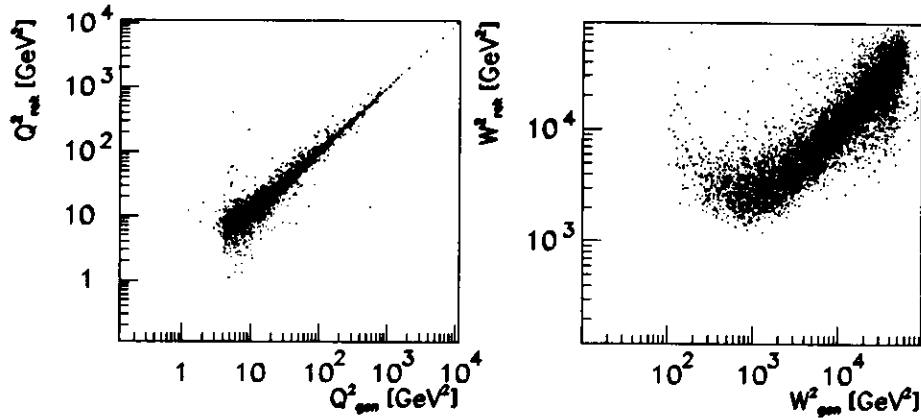


Abbildung 4.5: Rekonstruktion der Variablen Q^2 und W^2 nach der Doppelwinkelmethode. Aufgetragen ist jeweils der rekonstruierte gegen den generierten Wert. In beiden Fällen nimmt die Streuung des rekonstruierten Wertes mit abnehmendem generierten Wert zu.

möglich, ein anderes Paar von Variablen aus Tab. 2.1 zu wählen. Die passende Wahl des Variablensatzes ist abhängig von der physikalischen Analyse. Im Rahmen dieser Arbeit sind Q^2 und W^2 die maßgeblichen Größen.

Mit Hilfe des hermetischen Kalorimeters lassen sich Energie- und Winkelverteilung des hadronischen Endzustandes sowie des gestreuten Elektrons bestimmen. In der tief-unelastischen Streuung ist der hadronische Energiefluß direkt korreliert mit der Kinematik des gestreuten Quarks. Demnach kann die Berechnung von Q^2 und x aus dem Satz folgender Variablen erfolgen :

1. $E_{e'}$: Energie des gestreuten Elektrons
2. $\theta_{e'}$: Polarwinkel des gestreuten Elektrons
3. E_γ : Energie des gestreuten Quarks
4. γ : Polarwinkel des gestreuten Quarks im naiven QPM

Auf diese Weise erhält man sechs verschiedene Rekonstruktionsmethoden [Ben91]. Ihre spezifischen Vor- und Nachteile sind an anderer Stelle bereits mehrfach untersucht worden [Ben91],[Hoe93]. Daher soll hier nur die in dieser Arbeit verwendete *Doppelwinkelmethode* vorgestellt werden, bei der die Winkel θ und γ zur Berechnung von x und Q^2 herangezogen werden:

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta_{e'})}{\sin \gamma + \sin \theta_{e'} - \sin(\theta_{e'} + \gamma)} \quad (4.1)$$

$$x = \frac{E_e (\sin \gamma + \sin \theta_{e'} + \sin(\theta_{e'} + \gamma))}{E_p (\sin \gamma + \sin \theta_{e'} - \sin(\theta_{e'} + \gamma))} \quad (4.2)$$

Den Winkel γ berechnet man am geeignetsten nach der Methode von Jaquet und Blondel [Jaq79] über den hadronischen Energiefluß im Kalorimeter. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen des Stromjets erhält man:

$$\cos \gamma = \frac{\sum p_{z,i}}{\sum E_i} = \frac{\sum E_i \cos \gamma_i}{\sum E_i} \quad (4.3)$$

Dies ist die energiegewichtete Summe des Richtungscosinus der Teilchen des hadronischen Endzustandes. Die Summe läuft über alle Kalorimeterzellen. Da Gl. 4.3 lediglich Verhältnisse von Energien enthält, ist die Doppelwinkelmethode in erster Näherung unabhängig von Unsicherheiten in der Energieskala der gemessenen Teilchen [Wol94]. Die Doppelwinkelmethode erlaubt auch die Berechnung der Energie des gestreuten Elektrons mit Hilfe hadronischer Variablen:

$$E_{e'} = \frac{Q^2}{2 \cdot E_e(1 + \cos \theta_{e'})} \quad (4.4)$$

Abb. 4.5 zeigt die Verschmierungseffekte durch den Detektor bei der Rekonstruktion von Q^2 und W^2 unter Verwendung der Doppelwinkelmethode⁷. Dabei ist jeweils der rekonstruierte Wert gegen den wahren aufgetragen. In beiden Fällen werden die Werte mit abnehmendem generierten Wert in zunehmendem Maße überschätzt. In einer physikalischen Analyse müssen diese starken Migrationen im Phasenraum bei der Wahl der Q^2 - W^2 -Intervalle berücksichtigt werden.

⁷In diesem Fall wird W^2 mit Hilfe der Gleichungen 4.1 und 4.2 aus $W^2 = Q^2 \cdot (1 - x)/x + m_P^2$ berechnet.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Studien

Die hohe mittlere Multiplizität geladener Spuren $\langle n_{ch} \rangle$ in DIS-Ereignissen macht eine systematische Analyse der Spurrekonstruktion notwendig. Dazu wurden tief-unelastische Streueignisse mit den Monte-Carlo-Generatoren Lepto 6.1 [Ing91] und Ariadne [Lön91] erzeugt. Diese dienen als Eingabe für das Programmpaket MOZART¹[Hol93], in dem die komplette Simulation der von den generierten Teilchen erzeugten Detektorsignale durchgeführt wird. Das sog. *Point-Matching-Verfahren* ermöglicht die Zuordnung von generierten und rekonstruierten Spuren, woraus sich u.a. das Auflösungsvermögen der Kammer bestimmen läßt. Damit die daraus gewonnenen Erkenntnisse aber auf die Daten anwendbar sind, muß darüber hinaus überprüft werden, inwieweit die Simulation dem tatsächlichen Detektorverhalten entspricht.

5.1 Qualitätsbestimmung der Spurrekonstruktion

5.1.1 Das Point-Matching-Verfahren

Bei der Vielzahl an Spuren in der CTD erfolgt die Zuordnung von generierten und rekonstruierten Spuren am besten über ihre gemeinsamen Signale. Dieses von Shaw et al. [Sha90] vorgeschlagene Point-Matching-Verfahren ist im Rahmen dieser Arbeit in den Offline-Datenfluß des ZEUS-Experiments eingeführt worden.

Die ihm zugrunde liegende Idee macht man sich am besten anhand der in Abb. 5.1 dargestellten Matrix klar. Die Spalten der Matrix sind geordnet nach der Kennnummer j der generierten Spuren, die Zeilen nach der Nummer i der rekonstruierten.

Die Elemente der Matrix M geben die Anzahl der Signale an, die eine rekonstruierte Spur mit einer generierten gemeinsam hat. Aus diesem Schema lassen sich mehrere Kriterien zur Klassifizierung der Spuren entwickeln:

- Wir betrachten eine generierte Spur als *rekonstruiert*, genau dann wenn die Zahl der Punkte, die eine rekonstruierte Spur mit ihr teilt, größer ist als ein bestimmter Prozentsatz ihrer Gesamtanzahl an Punkten:

$$\frac{M_{i,j}}{\sum_{i=1}^{N_{rek}} M_{i,j}} \stackrel{\text{def}}{=} Q \geq l_Q, \quad \text{für eine gegebene generierte Spur } j. \quad (5.1)$$

Die Variable Q kann als ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion einer Spur aufgefaßt werden.

- Analog betrachten wir eine Spur als *eindeutig rekonstruiert*, wenn sie mehr als l_e ihrer Punkte mit einer einzigen generierten Spur gemeinsam hat:

¹MONte Carlo for Zeus Analysis, Reconstruction and Trigger

i, j	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0	0	81	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	76	0	0	0	0	0	0	0
3	0	82	0	1	0	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0	0	0	79	0	0
5	0	0	0	0	0	0	0	79	0	0	0
6	0	0	0	0	0	0	48	0	0	0	0
7	0	0	0	0	0	24	0	0	0	0	0
8	0	0	0	0	0	22	0	0	0	0	0

Abbildung 5.1: Die Point-Matching-Matrix M für ein Ereignis mit niedriger Multiplizität. Der Zeilenindex i numeriert die rekonstruierten Spuren, der Spaltenindex j die generierten. Die Elemente der Matrix geben die Zahl der gemeinsamen Punkte von generierter und rekonstruierter Spur an.

$$\frac{M_{i,j}}{\sum_{j=1}^{N_{gen}} M_{i,j}} \geq l_e \quad , \quad \text{für eine gegebene rekonstruierte Spur } i. \quad (5.2)$$

- Eine generierte Spur gilt als *gespalten*, wenn ihr mehr als eine rekonstruierte Spur zugeordnet ist.
- Ein rekonstruierte Spur ist eine *Geisterspur*, wenn sie überhaupt keiner generierten Spur zuzuordnen ist².

Die in der Matrix aus Abb. 5.1 auftretenden Spuren können nun diesen verschiedenen Klassen zugeordnet werden.

1. Die 1., 5., 10. und 11. Spalte entsprechen generierten Spuren, die überhaupt nicht rekonstruiert wurden.
2. Die 2., 3., 7., 8. und 9. Spalte gehören zu perfekt rekonstruierten Spuren. Alle ihre Punkte wurden verwendet, um genau eine Spur zu formen.
3. Die 6. generierte Spur ist ein gutes Beispiel für eine gespaltene Spur. Ihre insgesamt 46 Signale wurden zur Bildung zweier Spuren mit 22 bzw 24 Punkten verwendet.
4. Die Eindeutigkeit der Spurrekonstruktion ist in diesem Fall sehr gut. Lediglich die 3. rekonstruierte Spur (3. Zeile der Matrix) besitzt Punkte, die zwei verschiedenen Generatorspuren zugeordnet sind. Allerdings ist auch hier die Eindeutigkeit mit $82/83 = 98.8\%$ immer noch sehr hoch. Dies ist generell der Fall, könnte jedoch auch durch eine zu ideale Simulation der Kammereffizienz und Ortsauflösung bedingt sein und daher nicht unbedingt der Realität entsprechen.

5.1.2 Bestimmung des Auflösungsvermögens der CTD

Mit Hilfe des Point-Matching-Verfahrens wurde das Auflösungsvermögen der CTD für die Laborvariablen Polarwinkel θ und Transversalimpuls p_{\perp} berechnet. Abb.5.2 zeigt die Verteilung der über Gl. 5.1 definierten Qualitätsvariablen Q aller zum Vertex assoziierten (mit $|z_v| \leq 40$ cm),

²Dies bedeutet, daß die rekonstruierte Spur nur aus aus Rauschsignalen aufgebaut ist. Dieser Fall trat jedoch bei dem verwendeten Datensatz niemals auf.

rekonstruierten MC-Spuren. Die Verteilung weist eine deutliche Häufung bei Werten nahe 1 auf. Vergleichsweise wenige Spuren haben eine sehr geringe Qualität. Diese sind im wesentlichen die schlecht rekonstruierten Partner von gespaltenen Spuren. Sie sollten in der Analyse nicht verwendet werden. Entsprechend wurden nur Spuren berücksichtigt, deren Qualität größer als 50% ist, d.h. für den Parameter l_Q wurde der Wert 0.5 gewählt.

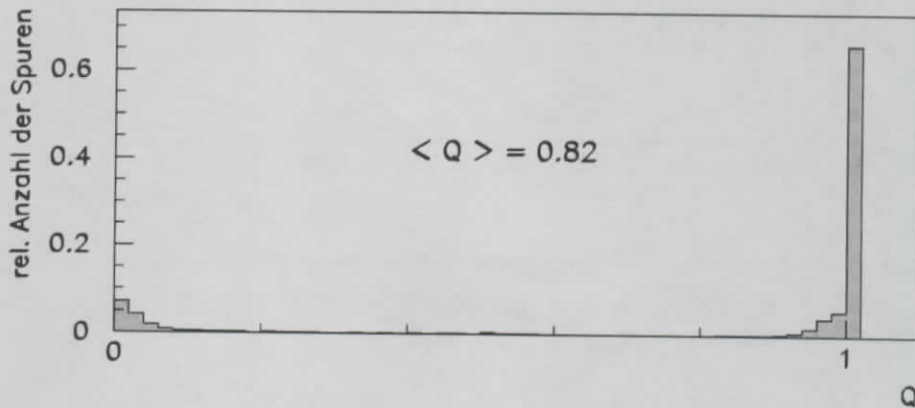


Abbildung 5.2: Qualitätspektrum der für die MC-Studie verwendeten Spuren.

Der Fehler in θ wurde aus der Breite σ_θ der den MC-Daten angepaßten Gauß-Verteilung ($\theta_{gen} - \theta_{rek}$) bestimmt. Abb. 5.3 (oben) zeigt σ_θ als Funktion von θ . Da σ_θ auch von $|\vec{p}|$ abhängig ist, müssen verschiedene Impulsklassen getrennt betrachtet werden. Es ist auffallend, daß keine signifikante Variation von σ_θ mit θ zu beobachten ist. Selbst in den Winkelbereichen der Kammer, in denen die mittlere Punktzahl pro Spur stark abnimmt (Abb. 5.4), gelingt die Bestimmung der Spurneigung gleichermaßen zufriedenstellend. Für Spuren mit Impulsen p zwischen 0.2 und 0.4 GeV/c liegt der Fehler aber mit ca. 1° ungefähr um einen Faktor drei höher als für Spuren mit Impulsen zwischen 0.8 und 1.0 GeV/c. Diese Tendenz ist zu erwarten, da bei sehr kleinen Impulsen die Spuren aufgrund der zunehmenden Krümmung im Magnetfeld nur noch wenige Superlayer durchlaufen.

In Abb. 5.3 (unten) ist die mittlere Abweichung zwischen generiertem und rekonstruiertem Winkel $\langle \theta_{gen} - \theta_{rek} \rangle$ als Funktion von θ dargestellt³. Fast über den gesamten gemessenen Bereich wird der Polarwinkel ein wenig überschätzt. Die Abweichung ist jedoch mit ca. 10% der Standardabweichung für Spuren mit Impulsen zwischen 0.8 und 1 GeV/c nicht gravierend.

Nach Gluckstern [Glu63] ist der Fehler der Krümmung κ einer Spur nahezu gaußverteilt. Der Zusammenhang zwischen der Krümmung und dem Transversalimpuls ist gegeben durch

$$p_\perp = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{GeV}}{\text{T} \cdot \text{cm} \cdot \text{c}} \cdot B [\text{T}] \cdot R [\text{cm}] \quad \text{GeV/c}$$

Entsprechend wird zunächst der Fehler von $1/p_\perp$ aus der Standardabweichung der Verteilung $(1/p_\perp^{gen} - 1/p_\perp^{rek})$ bestimmt. Fehlerfortpflanzung ergibt dann:

$$\sigma_{1/p_\perp} = \frac{\sigma_{p_\perp}}{p_\perp^2}$$

Für Spuren mit mindestens 10 Punkten in gleichmäßigem Abstand in einem homogenen Medium erwartet man ein nahezu lineares Anwachsen des relativen Fehlers von p_\perp mit p_\perp .

³Als Wert für $\langle \theta_{gen} - \theta_{rek} \rangle$ wurde wiereum der Mittelwert der den MC-Daten angepaßten Gaußverteilung gewählt.

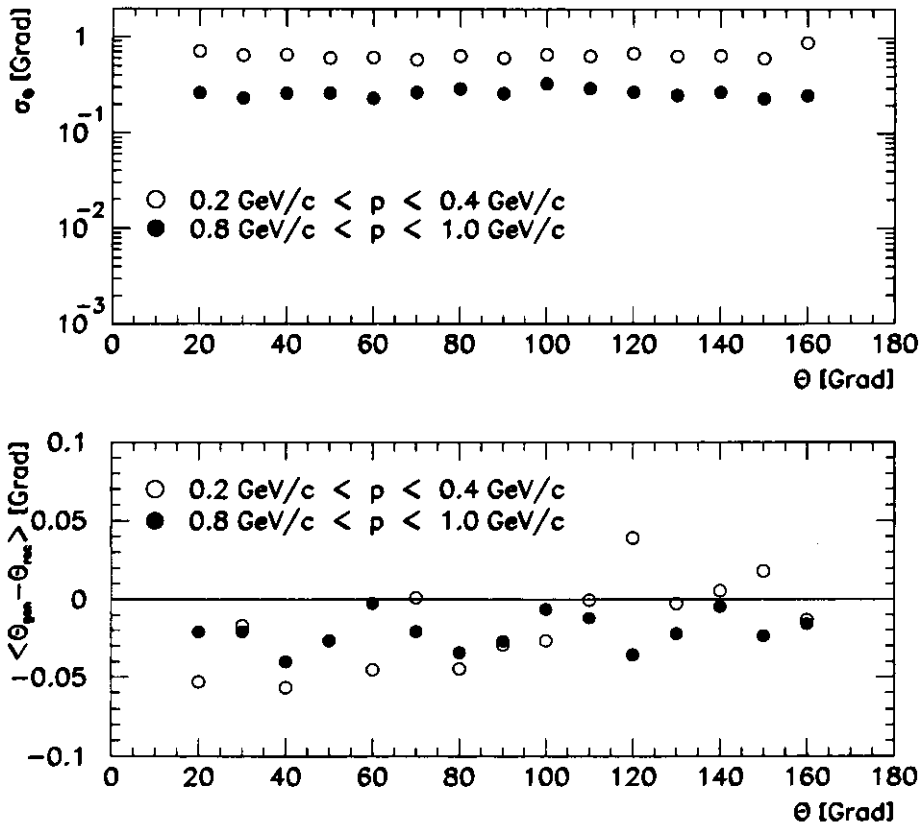


Abbildung 5.3: Auflösungsvermögen der CTD im Polarwinkel θ für zwei verschiedene Impulsklassen. Die Werte für σ_θ und $\langle \theta_{gen} - \theta_{rek} \rangle$ sind der den MC-Daten angepaßten Normalverteilung entnommen.

Genauer gilt [Glu63]:

$$\sigma_{p_\perp}^2 / p_\perp^2 = R^2 \cdot p_\perp^2 + M^2. \quad (5.3)$$

Die Konstante R ist dabei ein Maß für die begrenzte Punktmeßgenauigkeit der Kammer, während M den Beitrag aufgrund von Vielfachstreuung an den Kammerwänden beschreibt. Dieser Zusammenhang wurde für Spuren im Bereich $20^\circ < \theta < 150^\circ$ untersucht. Zusätzlich wurde gefordert, daß die Spuren zum Vertex assoziiert sind und mindestens die dritte Superlayer erreicht haben. Abb. 5.5 zeigt die Anpassung der Funktion 5.3 an die MC-Daten für Transversalimpulse bis 3 GeV/c. Oberhalb von 0.8 GeV/c ist das Verhalten in guter Näherung linear. Für kleinere Impulse nimmt der Fehler stark zu. Die verwendete Version des Rekonstruktionsprogramms berücksichtigt die Coulomb-Vielfachstreuung bei der Spurfindung noch nicht wie dies in Kapitel 4.1 beschrieben wurde. Für niederenergetische Teilchen wirkt sich dies besonders ungünstig aus. Vernachlässigt man den Fehler durch Vielfachstreuung, so gilt für den relativen Fehler der Impulsbestimmung $\sigma_{p_\perp} / p_\perp = \sqrt{P2} \cdot p_\perp = 1.4\% \cdot p_\perp$ (p_\perp in GeV/c)⁴. Dieser Fehler liegt eine Größenordnung über dem Sollwert von $\sigma_p / p = 0.21\% \cdot p$ (für Spuren unter 90° und $B = 1.8$ T, [Hol93]). Allerdings ist der hier berechnete Fehler aber auch nur unter Vorbehalt als wahrer Fehler anzusehen, da die MC-Simulation der CTD z.Zt. noch gewisse Mängel aufweist.

Weiterhin muß betont werden, daß der Fehler der Impulsbestimmung auch von der Multiplizität geladener Teilchen n und deren Dichte $dn/d\theta$ abhängen kann. So wird man i.a. für einzelne

⁴Dabei ist $P2$ die Steigung der den Meßwerten angepaßten Geraden.

kosmische Myonen eine bessere Auflösung erwarten. Im Rahmen dieser Arbeit ist jedoch nur die Meßgenauigkeit der Kammer für tief-unelastische Streuereignisse relevant.

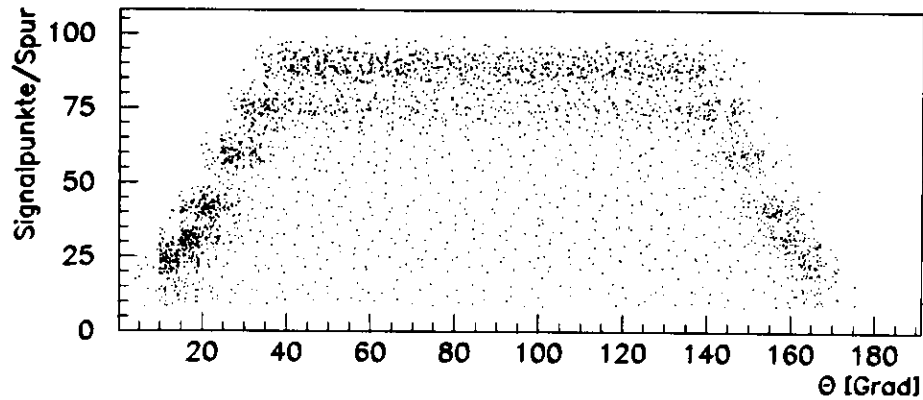


Abbildung 5.4: Verteilung der Signalpunkte pro Spur als Funktion des Polarwinkels θ für die in der Analyse verwendeten MC-Spuren.

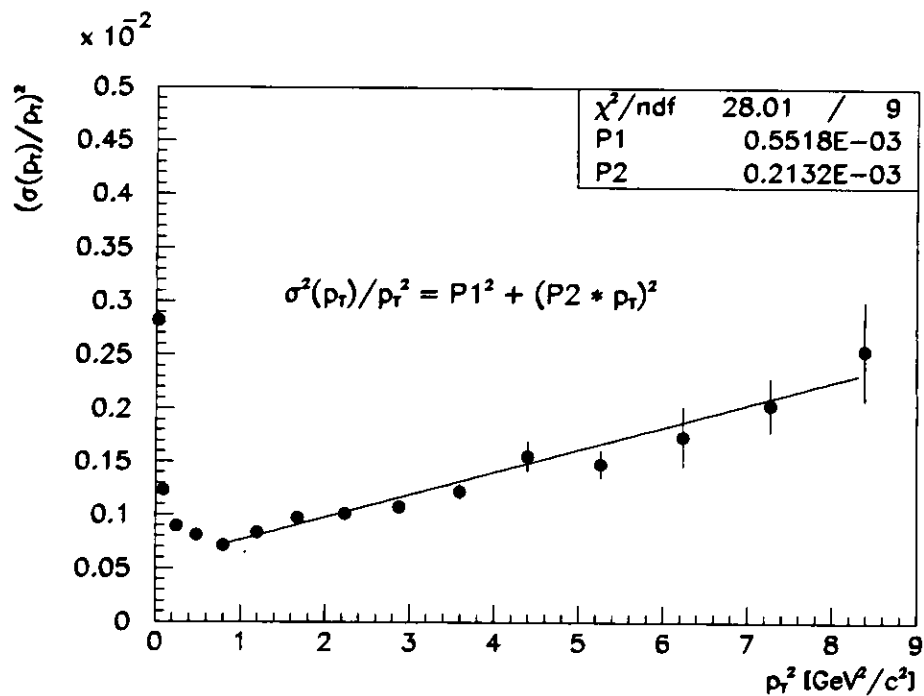


Abbildung 5.5: Zusammenhang des relativen Fehlers im Transversalimpuls und p_{\perp} . Oberhalb von 0.8 GeV/c ist das Verhalten nahezu linear.

5.2 Kontrolle der Detektorsimulation

Im folgenden Kapitel wird beschrieben, wie mit Hilfe von MC-Daten die echten Daten korrigiert werden können. Dieses Verfahren ist jedoch nur dann zulässig, wenn einerseits das der Simulation zugrundeliegende physikalische Modell des Streuprozesses die Wahrheit hinreichend gut beschreibt, andererseits auch die Simulation des Detektorverhaltens möglichst wahrheitsgetreu ist. Unter diesen Voraussetzungen ist die Rekonstruktion von MC-Daten direkt vergleichbar mit der von echten Daten, und man kann die mit den MC-Daten gewonnenen Erkenntnisse hinsichtlich des Auflösungsvermögens und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors unmittelbar auf die Daten übertragen. Zur Überprüfung dieses Sachverhaltes wurden MC-Ereignisse mit den gleichen Rekonstruktionsprogrammen wie die echten Daten prozessiert. Die auf diese Weise erhaltenen Verteilungen geladener Spuren im Laborsystem sollten dann denen der echten Daten möglichst exakt entsprechen.

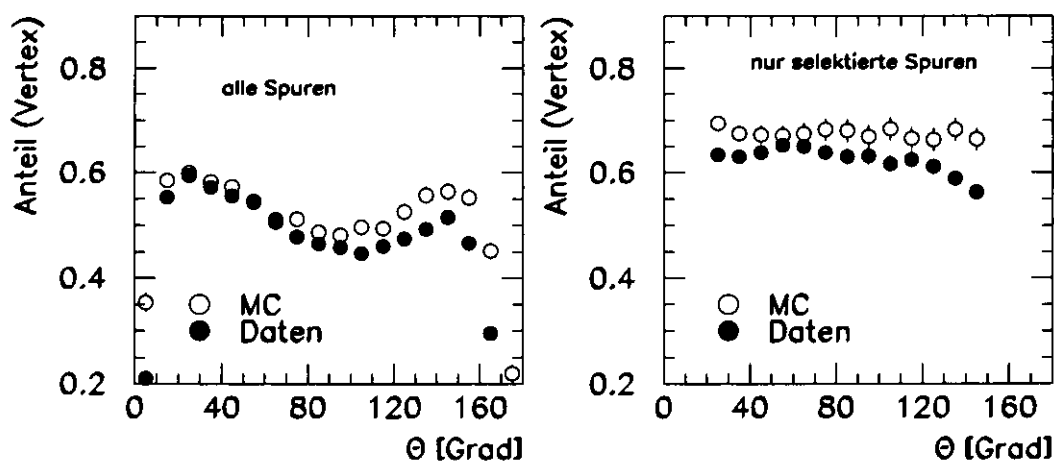


Abbildung 5.6: Anteil der zum Vertex assoziierten Spuren in MC- und experimentellen Daten mit (rechts) und ohne (links) Spurselektion.

Abb. 5.6, links zeigt den Anteil A_V der pro Ereignis zum Vertex assoziierten Spuren an allen rekonstruierten Spuren als Funktion von θ ⁵:

$$A_V = \frac{\# \text{ aller rekonstruierter Spuren mit Verbindung zum Vertex}}{\# \text{ aller rekonstruierter Spuren}}$$

Dieser Bruchteil liegt im Mittel bei ca. 53% (MC) und 49% (Daten). Insbesondere für große Winkel zeigt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den experimentellen und den MC-Daten. Unter Berücksichtigung der Spurselektionskriterien, die im folgenden Kapitel erläutert werden, ist der Bruchteil als Funktion von θ nahezu konstant (Abb. 5.6, rechts). Kurze Spurstücke im mittleren Bereich der Kammer sind offenbar besonders selten dem Vertex zuzuordnen. Diese werden von der Spurselektion aber systematisch eliminiert. Weiterhin ist jedoch die Assoziation von Spuren zum Vertex in den MC-Daten um 2% – 10% besser als in den experimentellen Daten. Dies ist einerseits dadurch begründet, daß in den echten Daten die mittlere Zahl aller Spuren pro Ereignis um ca. 7% (ohne Spurselektion) bzw. 4% (mit Spurselektion) über der in den MC-Daten liegt⁶, andererseits dennoch absolut mehr MC-Spuren mit dem Vertex verknüpft sind. Die Simulation der CTD ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt also noch verbesserungswürdig. Der

⁵genauer: mit Vertexposition v_x im Bereich $-40 \text{ cm} < v_x < 50 \text{ cm}$.

⁶Dies deutet darauf hin, daß in den Daten mehr Spuren bei der Rekonstruktion gespalten werden.

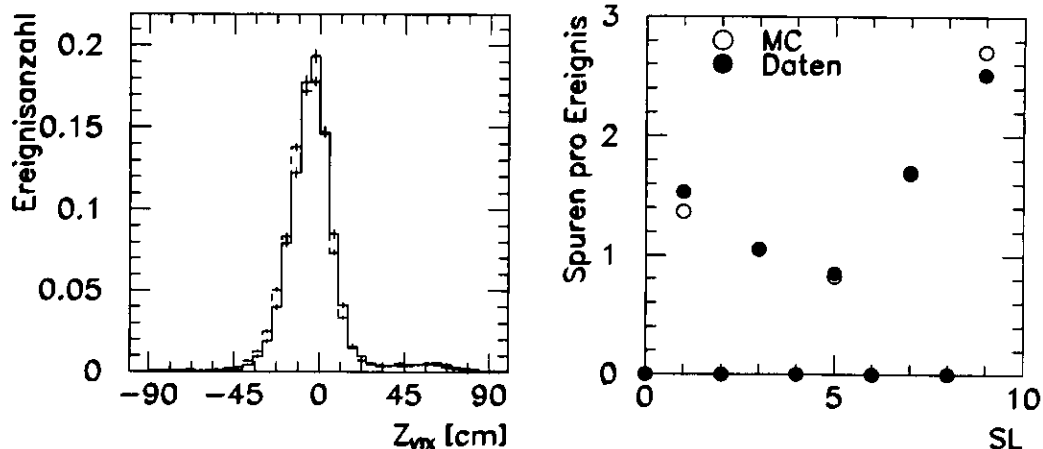


Abbildung 5.7: Links: Z-Koordinate des rekonstruierten Ereignisvertex für echte (gestrichelte Linie) und MC-Daten (durchgezogene Linie). Rechts: Verteilung der Spuren bezüglich der äußersten erreichten Superlayer in MC und Daten. Alle Spuren enden in axialen Superlayern. Daher gibt es für Spuren mit SL 0, 2, 4, 6, 8 keine Einträge.

Unterschied der MC- und Datenverteilungen hinsichtlich der Vertexassoziation verursacht einen gerichteten, systematischen Fehler (s. Kap. 6.3.2).

Die z-Position des rekonstruierten Hauptereignisvertex ist dagegen hinreichend gut simuliert (Abb. 5.7, links). Die MC- und die Datenverteilung weisen keine signifikanten Unterschiede auf. Falls die Spurkammer keine ausreichende Information zur Verfügung stellt, wird der Vertex mit Hilfe der Zeitinformation des Kalorimeters berechnet.

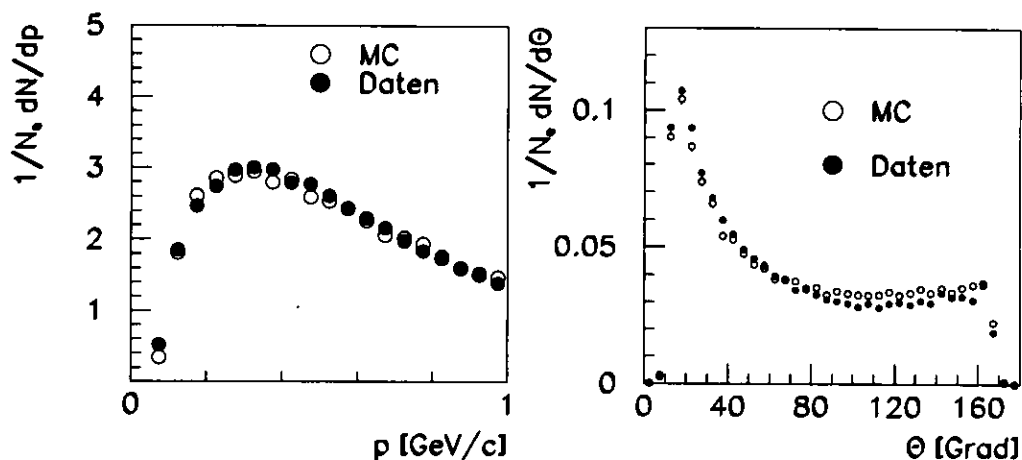


Abbildung 5.8: MC- und Daten-Verteilungen geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels θ und des Impulses p .

Die MC-Spuren sind im Mittel ein wenig länger als die in den experimentellen Daten. Dies zeigt Abb. 5.7 (rechts), in der die Verteilung der Spuren auf die äußerste erreichte Superlayer dargestellt ist. In den MC-Daten erreichen mehr Spuren die neunte Superlayer, dagegen enden in den echten Daten mehr Spuren bereits in der ersten Drahtebene der CTD. Für die Superlayer 3, 5 und 7 überdecken sich die Verteilungen. Der Aufbau des Spurfindungsalgorithmus bedingt, daß

Spuren jeweils nur in Superlayern mit ungerader Nummer, d.h. mit axial gespannten Drähten, enden.

Abb. 5.8b zeigt MC- und Daten-Verteilungen geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels θ im Laborsystem. Es wurden alle Spuren berücksichtigt, die zum Vertex assoziiert sind. Im vorderen Bereich der CTD werden in den Daten mehr Spuren gezählt, dagegen weisen die MC-Daten einen leichten Überschuss an Spuren bei großen Polarwinkeln auf. Insgesamt weisen die Verteilungen aber eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf.

Positiv fällt der Vergleich der rekonstruierten Spurimpulse aus (Abb. 5.8a). Die Verteilung enthält erneut alle zum Vertex verbundenen Spuren, integriert über den gesamten Raumwinkelbereich.

Kapitel 6

Die Datenanalyse

6.1 Selektionskriterien

Um den systematischen Fehler der physikalischen Analyse zu minimieren, müssen strenge Kriterien bei der Auswahl der Ereignisse sowie der geladenen Spuren angelegt werden. Letzteres ist notwendig aufgrund der begrenzten Meßgenauigkeit der CTD. Darüber hinaus gilt es, Untergrundreaktionen aus der Rohdatenmenge zu eliminieren.

6.1.1 Ereignisselektion

Bei der Untersuchung tief-unelastischer Streuprozesse hat man nicht nur physikalisch uninteressante Untergrundreaktionen wie Kollisionen der Protonen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr zu verwerfen, sondern auch konkurrierende physikalische Prozesse wie den der Photoproduktion.

Tab. 6.1 zeigt die verwendeten Selektionsschnitte in ereignisbezogenen Meßgrößen. Sie sollen im folgenden kurz diskutiert werden.

Kalorimeterzeit: Die gute Zeitaufösung der Kalorimeterzellen ($\sigma_t = 1.5\sqrt{E} \oplus 0.5$ ns, das entspricht einem Wert von $\sigma_t < 1$ ns oberhalb 3 GeV) ermöglicht eine deutliche Trennung von Proton-Untergrundreaktionen außerhalb des Kalorimeters von e-p-Wechselwirkungen im Zentrum des Detektors. Die aus letzteren entstehenden Teilchen erreichen das RCAL und das FCAL in etwa zu gleichen Zeiten. Die Kalibration des Kalorimeters wurde so vorgenommen, daß in diesem Fall gilt: $t_F \approx t_R \approx 0$ ns. Untergrundreaktionen vor dem RCAL führen dagegen zu einer früheren Energiedeponierung im RCAL ($t_R \approx -10$ ns), während das FCAL wiederum zum Zeitpunkt $t_F \approx 0$ ns von den Teilchen erreicht wird. Abb. 6.1 macht deutlich, wie durch einen Schnitt in den Größen t_R und $t_F - t_R$ eine sehr effiziente Abtrennung des Untergrundes erzielt werden kann [Wol94].

Nr.	Variable	Schnitt
1	t_F, t_R	$t_R < 3$ ns und $t_F - t_R < 3$ ns
2	z_{VTX}	-40 cm $< z_{VTX} < 50$ cm
3	E_e'	$E_e' > 10$ GeV
4	$\sum_i E_i - p_{z,i}$	35 GeV $< \sum_i E_i - p_{z,i} < 60$ GeV
5	x_R, y_R	$x_R > 16$ cm oder $y_R > 16$ cm
6	y_{JB}	$y_{JB} > 0.02$
7	y_{el}	$y_{el} < 0.8$

Tabelle 6.1: Selektionsschnitte in ereignisbezogenen Variablen

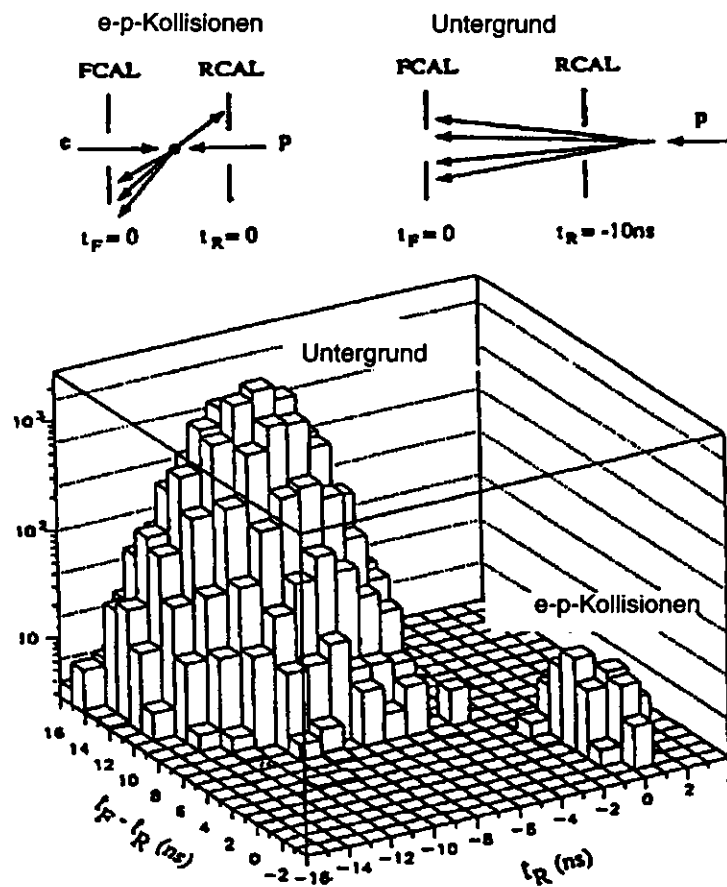


Abbildung 6.1: Trennung von e-p-Kollisions- und Proton-Strahlgas-Ereignissen durch die Zeitinformation des Kalorimeters.

Vertexposition: Die z-Koordinate des Ortes der e-p-Wechselwirkung hat großen Einfluß auf die Akzeptanz des Triggers für tief-unelastische Streueignisse. So nimmt z.B. die Nachweiswahrscheinlichkeit für das gestreute Elektron ab, wenn der Vertex weit in Richtung des RCAL rückt [Abr93a]. Aus diesem Grunde wird gefordert, daß die z-Position des Vertex innerhalb eines zentralen Bereiches des Kalorimeters liegen soll. Die Berechnung der Vertexposition erfolgt mit Hilfe der Spur- und Vertexkammer oder - falls nicht mindestens zwei Spuren in dem Ereignis rekonstruiert worden sind - über die Zeitinformation des Kalorimeters.

Elektronenenergie: Zur Identifikation eines tief-unelastischen Streueignisses muß das gestreute Elektron nachgewiesen werden. Hierzu sind verschiedene Algorithmen entwickelt worden, die den dem Elektron zugeordneten Energiecluster im Kalorimeter zu finden versuchen [Abr93a]. Effizienz und Reinheit dieser "Elektronenfinder" steigen mit zunehmender Elektronenenergie. In der vorliegenden Arbeit werden semi-inklusive Hadronverteilungen untersucht, die auf die Zahl der akzeptierten Ereignisse normiert werden. Daher ist die Forderung nach einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit von geringerer Bedeutung als die nach einer großen Reinheit. Bereits eine geringe Zahl von irrtümlicherweise als tief-unelastisch klassifizierten Ereignissen im verwendeten Datenmaterial würde zu einer systematischen Fehlmessung der Verteilung führen. Dieser Fehler wird verringert durch die Forderung,

daß die rekonstruierte Energie des gestreuten Elektrons größer als 10 GeV sein soll.

$\sum_i E_i - p_{z,i}$ ¹: Der Wert der Summe von $E_i - p_{z,i}$ liefert eine weitere wichtige Information. Falls alle Teilchen des Endzustandes gemessen werden, beträgt die Summe im Falle tief-unelastischer Streuung die zweifache Elektronenenergie (≈ 53 GeV). Bei der Photoproduktion ist dieser Wert systematisch geringer, da das gestreute Elektron nicht im Kalorimeter nachgewiesen wird. Im wesentlichen kann man also durch diesen Schnitt Photoproduktions- und tief-unelastische Ereignisse voneinander trennen. Auch für den Fall harter QED-Bremsstrahlung im Anfangszustand (s. Kap. 6.2.2) ist dieser Wert kleiner. Ein Schnitt in dieser Größe schließt also solche Ereignisse aus, bei denen die Rekonstruktion der Variablen x und Q^2 durch QED-Bremsstrahlung in besonderem Maße systematisch verzerrt ist.

(x, y)-Position im Rückwärtskalorimeter: Es hat sich gezeigt, daß die Energie von Teilchen, welche nahe am Strahlrohr in das RCAL eintreten, aufgrund von Schauerverlusten unterschätzt wird. Auch die Genauigkeit der Positionsrekonstruktion nimmt in diesem Bereich stark ab [Abr93a]. Daher werden Ereignisse verworfen, wenn das gestreute Elektron innerhalb eines rechteckigen Bereiches von 16×16 cm um das Strahlrohr in das RCAL eintritt.

y (nach Jaquet-Blondel): Bei kleinem relativen Energieübertrag y ist im Kalorimeter eine nur geringe hadronische Aktivität zu verzeichnen. In diesem Fall ist die relative Anzahl der Kalorimeterzellen, die nur aufgrund der natürlichen Radioaktivität des Urans (Rauschen) ansprechen, besonders groß. Dies führt bei der Anwendung der Jaquet-Blondel-Methode zu einer systematischen Verzerrung des rekonstruierten y -Wertes. Auch die anderen ereignisspezifischen Variablen sind davon betroffen. So nimmt bei kleinem y_{JB} beispielsweise auch die Genauigkeit der Rekonstruktion von x nach der hier verwendeten Doppelwinkelmethode signifikant ab [Abr93a].

y (nach elektronischer Methode): In der Photoproduktion können hochenergetische Konversionselektronen aus π^0 -Zerfällen in das FCAL gelangen, die von den Elektronenfindern häufig als das gestreute Elektron mißidentifiziert werden. Dadurch wird ein tief-unelastisches Streueignis mit einem großen Wert von y_{el} vorgetäuscht.

6.1.2 Spurselektion

Ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit bestand in der Selektion der für die Analyse geeigneten Spuren. Im Kapitel 5 wurde deutlich, daß bereits aufgrund der Geometrie der CTD die Spurrekonstruktion in bestimmten Bereichen nur unzureichend gelingt. Diesen und anderen Faktoren muß bei der Auswahl der Spuren Rechnung getragen werden. Tab. 6.2 zeigt einen Überblick der für die Endanalyse verwendeten Schnitte, welche im nun im Einzelnen diskutiert werden sollen.

Vertex: Es werden nur Spuren betrachtet, die zum Hauptereignisvertex assoziiert sind. Dies ist eine Minimalanforderung an geladene Spuren des hadronischen Endzustandes. Es soll bereits hier betont werden, daß dadurch jedoch systematisch sekundäre Spuren, die aus dem Zerfall langlebiger neutraler Teilchen stammen, ausgeschlossen werden.

Superlayer: Der Spurfundingsalgorithmus benötigt eine gewisse Anzahl an CTD-Signalen, um eine Spur zuverlässig identifizieren zu können. Insbesondere für eine hinreichend genaue

¹Summiert wird über alle Kalorimeterzellen.

Nr.	Variable	Schnitt
1	Vertex	$-40 \text{ cm} < z_{VTX} < 50 \text{ cm}$
2	SL	$SL \geq 3$
3	θ	$20^\circ < \theta < 150^\circ$
4	p	$0.2 \text{ GeV}/c < p < 100 \text{ GeV}/c$
5	χ_{Spur}^2	$\chi_{Spur}^2/NDF < 3$
6	χ_{Vertex}^2	$\chi_{Vertex}^2/NDF < 8$
7	D_0	$ D_0 < 2 \text{ cm}$

Tabelle 6.2: Kriterien für die Spurselektion

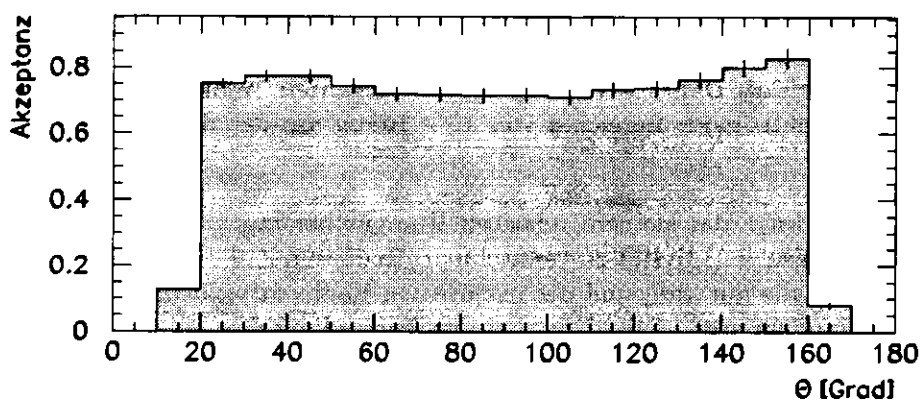


Abbildung 6.2: Akzeptanz der CTD als Funktion des Polarwinkels θ im Bereich $77 \text{ GeV} < W < 200 \text{ GeV}$ und $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 1280 \text{ GeV}^2$. Bei der Berechnung wurden bereits die Schnitte 1 und 2 verwendet.

Impulsrekonstruktion des einer Spur zugeordneten Teilchens sollte die Spur eine Mindestlänge besitzen, damit der Krümmungsradius präzise gemessen werden kann. Daher wird gefordert, daß eine vom Vertex ausgehende Spur mindestens die dritte Superlayer erreicht. Von einem Schnitt in der Anzahl der einer Spur zugeordneten Signale wird abgesehen, da diese Größe in der MC-Simulation keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit der experimentellen Verteilung aufweist. Ein Schnitt in der äußersten erreichten Superlayer ist implizit auch einer im Polarwinkel der Spur sowie im Impuls².

Polarwinkel: Unterwirft man die Menge der Spuren nur den Schnitten auf die Anzahl der Superlayer und die Vertexposition, so erhält man die in Abb. 6.2 gezeigte Akzeptanzkurve für den Polarwinkel θ . Die Akzeptanz ist definiert als das Verhältnis aus der Zahl der rekonstruierten Spuren in einem Intervall und der Zahl der generierten Spuren im Intervall, jeweils normiert auf die Gesamtzahl der rekonstruierten bzw. generierten Ereignisse³. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Spur rekonstruiert wird, ist im Bereich zwischen 20° und 160° nahezu konstant bei 70 bis 80% und fällt außerhalb davon steil ab. Daher empfiehlt es sich, die Analyse auf Spuren zu beschränken, welche im Laborsystem einen Polarwinkel zwischen 20° und 160° besitzen.

²So erreichen z.B. Spuren mit einem Polarwinkel von 90° die dritte Superlayer nur, wenn sie einen Mindestimpuls von ca. $150 \text{ MeV}/c$ besitzen.

³Weiteres zur Definition und Bedeutung der Akzeptanz wird im folgenden Abschnitt erläutert.

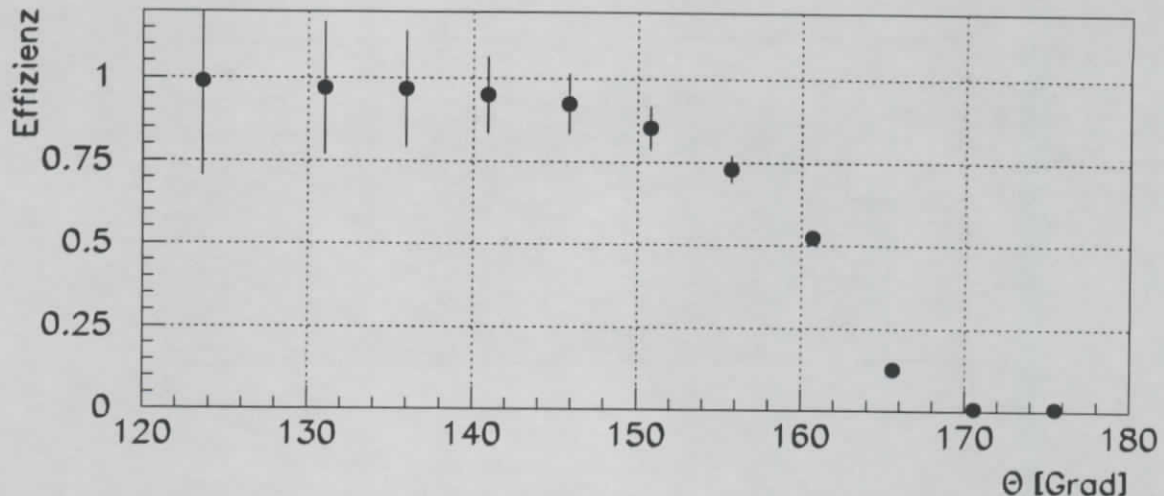


Abbildung 6.3: Effizienz der Zuordnung zwischen Kalorimetercluster des gestreuten Elektrons und dessen Spur in der CTD. Auf diese Weise wird die Spur des Elektrons identifiziert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit fällt stark mit zunehmendem Polarwinkel. Dies wird bei der Spur-selektion berücksichtigt. Der Fehler ist nach der Poisson-Statistik abgeschätzt, um zu verdeutlichen, daß die Zahl der Elektronen zu kleineren Polarwinkeln hin abnimmt.

Bei einer Analyse des hadronischen Endzustandes darf das gestreute Elektron nicht berücksichtigt werden und muß daher in der Spurenmenge besonders gekennzeichnet werden. Im Kalorimeter lassen sich die Elektronen mit einer hohen Effizienz und Reinheit nachweisen. Hier muß das Elektron aber bereits in der CTD identifiziert werden. Da in der '93er Meßperiode die dE/dx -Information der CTD noch mit sehr großen Fehlern behaftet war, besteht die einzige Möglichkeit darin, diejenige Spur zu suchen, die am dichtesten auf den Cluster des Elektrons im Kalorimeter weist.

Abb. 6.3 zeigt die Effizienz dieses als *Matching* bezeichneten Prozesses der Zuordnung zwischen Elektronencluster und Spur. Dabei wurde die Spurenmenge allen Schnitten unterworfen; jedoch mit Ausnahme der Schnitte in θ und der Superlayer, um einen Bias in θ zu vermeiden. Die Effizienz fällt im Bereich $\theta > 150^\circ$ deutlich ab. Im Bereich $\theta \leq 150^\circ$ kann das gestreute Elektron mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 85% aus der Spurenmenge entfernt werden. Aus diesem Grunde ist es sinnvoll, die für die Analyse gewählte obere Schranke im Polarwinkel von 160° auf 150° zu erniedrigen.

Impuls: Unter Verwendung der Schnitte 1 bis 3 verläuft die Akzeptanz als Funktion des Impulses wie in Abb. 6.4 dargestellt. Unterhalb von $200 \text{ MeV}/c$ nimmt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit stark ab. Spuren mit Impulsen unterhalb dieser Schwelle werden daher für die Analyse nicht berücksichtigt. Der im Mittel niedrige Wert für die Akzeptanz bezüglich des Spurimpulses von ca. 60% ist verständlich, da vor allem der Schnitt in θ einen großen Teil der Spuren bereits eliminiert. In dem dargestellten Impulsbereich ist die Akzeptanzkurve erwartungsgemäß relativ flach.

Unmittelbare Meßgröße für die Bestimmung des Spurimpulses ist die Krümmung κ einer Spur. Diese ist umgekehrt proportional ihrem Transversalimpuls. Daher führen bereits kleine Unsicherheiten in der Bestimmung des Krümmungsradius zu großen Schwankungen in p_\perp bzw. p . Je geringer der Krümmungsradius, desto schwieriger gestaltet sich die Impulsbestimmung. So ist es zu erklären, daß es vor allem bei kurzen Spuren und solchen, die unter flachem Winkel die Kammer durchlaufen, zu extremen Fehlmessungen des Im-

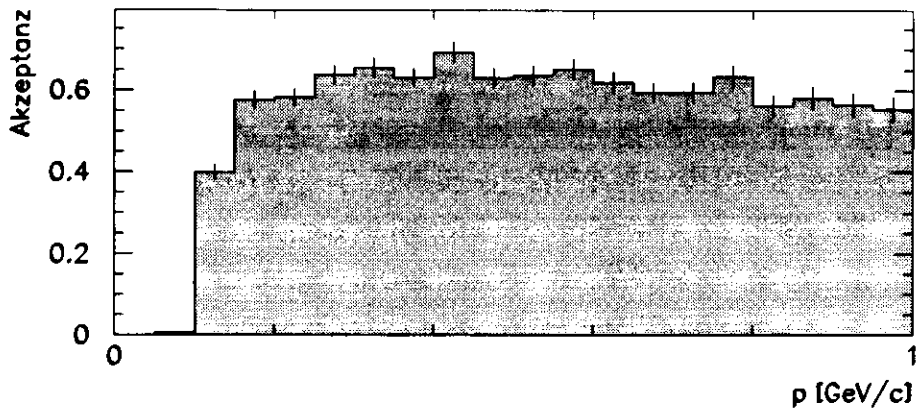


Abbildung 6.4: Akzeptanz der CTD als Funktion des Spurimpulses p . Die Berechnung erfolgte unter Anwendung der Schnitte 1 bis 3; $77 \text{ GeV} < W < 200 \text{ GeV}$ und $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 1280 \text{ GeV}^2$.

pulses kommen kann. Abb. 6.5 macht deutlich, daß bereits ein großer Teil dieser Spuren durch die Selektionskriterien eliminiert wird. Dargestellt ist die Verteilung von Spuren mit physikalisch unrealistischen Impulsen von mehr als $100 \text{ GeV}/c$ als Funktion von äußerster durchkreuzter Superlayer und Polarwinkel θ . Vor jeglicher Spurselektion (links) besitzen ca. 0.08% aller Spuren einen schlecht rekonstruierten Impuls. Durch Anwendung aller Spurselektionskriterien wird dieser Anteil um etwa einen Faktor 10 auf 0.009% (rechts) reduziert. Die verbleibenden Spuren werden durch die Forderung $p < 100 \text{ GeV}/c$ beseitigt.

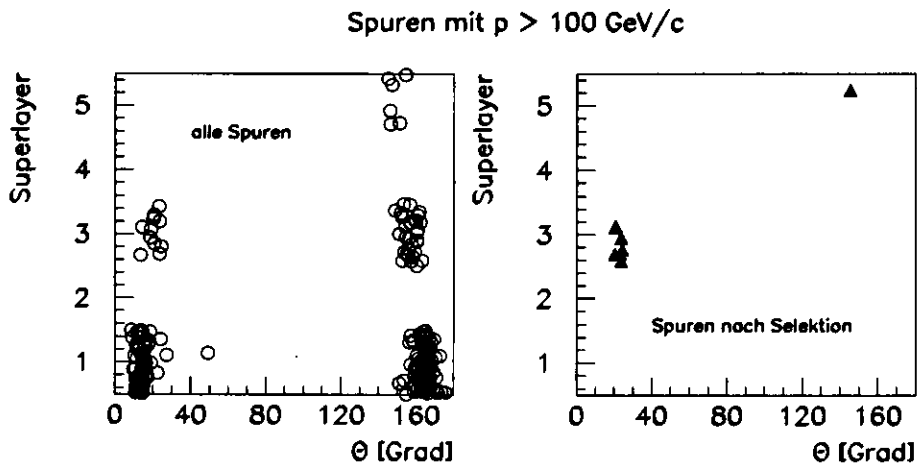


Abbildung 6.5: Verteilung der Spuren mit unphysikalisch hohem Impuls im Polarwinkel θ und der äußersten durchlaufenen Superlayer. Durch die Spurselektion wird der Anteil dieser schlecht rekonstruierten Spuren um einen Faktor 10 verringert.

χ^2, D_0 : Unter Anwendung der Selektionsschnitte 1 - 4 haben die χ^2 -Verteilungen der Spur- und der Vertexanpassung die zu erwartende steil abfallende Form (s. Abb. 6.6 a,b)). Einige Ausreißer bei hohen Werten werden durch einen Schnitt beseitigt. Ähnliches gilt für die Verteilung in D_0 , dem minimalen räumlichen Abstand einer Spur vom Vertex. In Abb. 6.6c ist D_0 , multipliziert mit dem Vorzeichen der Ladung des Teilchens, dargestellt. Die Form der Verteilung ist zufriedenstellend. Die Ausläufer in der Verteilung sind zu erklären durch

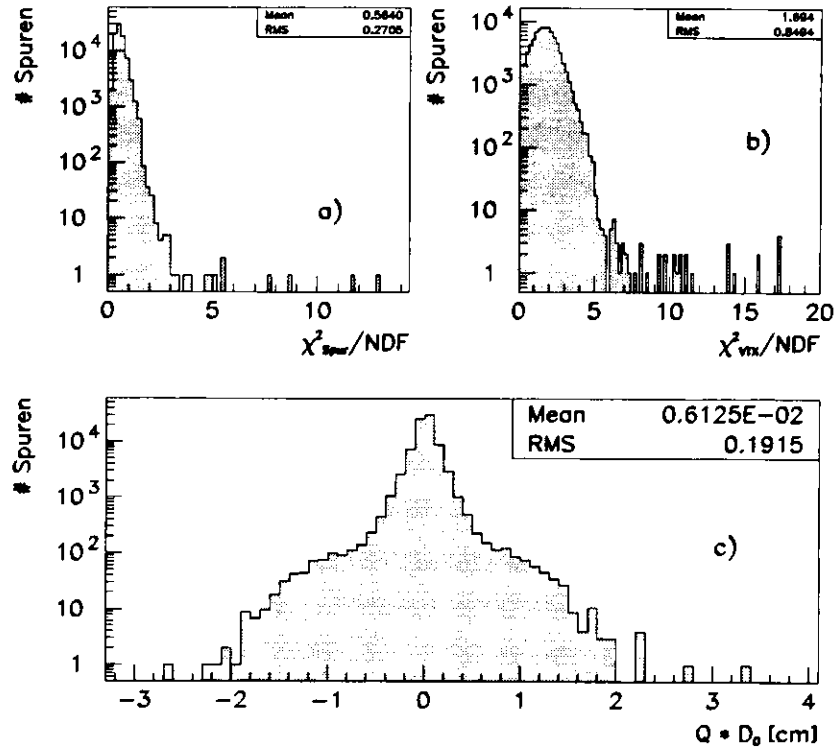


Abbildung 6.6: Verteilung der Spuren nach Selektion 1-4 : a) χ^2/ndf der Spuranpassung, b) χ^2/ndf der Vertexanpassung, c) minimaler räumlicher Abstand der Spur zum Vertex; multipliziert mit dem Vorzeichen der Ladung (ndf =number of degrees of freedom, Anzahl der Freiheitsgrade).

die bei der Vertexanpassung verwendete Zwangsbedingung, pro Ereignis nur einen Vertex zuzulassen. Dadurch werden u.U. auch die Zerfallsprodukte sehr kurzlebiger Teilchen diesem primären Vertex zugeordnet, falls der Zerfallsvertex dicht am Hauptereignisvertex liegt.

6.2 Korrektur der Daten

6.2.1 Korrektur apparativer Effekte

Mit dem Detektor gemessene Verteilungen müssen auf Effekte der begrenzten Detektorakzeptanz und des begrenzten Auflösungsvermögens korrigiert werden. Zu diesem Zweck werden MC-Rechnungen durchgeführt und die Akzeptanz A als Funktion der jeweils zu messenden Variablen berechnet.

Die Akzeptanz A als Funktion einer diskreten Variablen z_i wird definiert als

$$A(z_i) = \left(\frac{1}{N_e^{rek}(x_{rek}, Q_{rek}^2)} \frac{dN}{dz_i^{rek}} \right) \cdot \left(\frac{1}{N_e^{gen}(x_{gen}, Q_{gen}^2)} \frac{dN}{dz_i^{gen}} \right)^{-1}. \quad (6.1)$$

dN bezeichnet hier die Anzahl geladener Spuren (unter Berücksichtigung aller Selektionskriterien) in einem Intervall dz_i , N_e die Anzahl von Ereignissen in einem bestimmten x - Q^2 -Intervall. Anstelle von x und Q^2 können auch beliebige Funktionen dieser Größen (z.B. y , W^2) verwendet

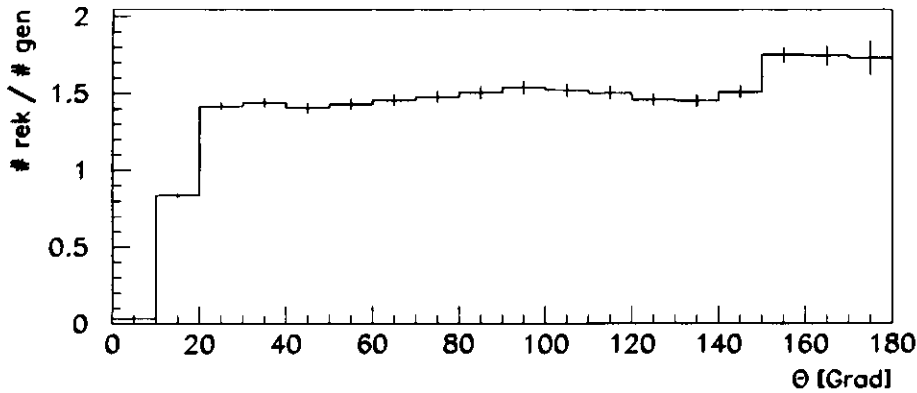


Abbildung 6.7: Verhältnis der Zahl aller rekonstruierter MC-Spuren und der Zahl aller generierter Spuren als Funktion des Polarwinkels θ . Auf zwei generierte Spuren kommen im Mittel etwa 3 rekonstruierte. Die physikalisch relevante Akzeptanz liegt jedoch stets unterhalb von 100% (siehe Text).

werden. Die mit “rek” indizierten Größen bezeichnen die rekonstruierten Werte, entsprechend steht “gen” für generierte Werte.

Bei der Berechnung der generierten Verteilung werden nur stabile geladene Teilchen berücksichtigt. Die Zerfallsprodukte sehr schnell zerfallender Teilchen⁴ werden mitgezählt, da der Zerfallsvertex bei diesen so dicht am Hauptvertex liegt, daß die Zerfallsprodukte in der Rekonstruktion zum Hauptvertex selbst assoziiert werden. Die Zerfallsprodukte langlebigerer Teilchen⁵ werden dagegen auf generierter Seite nicht gezählt. Durch die Korrektur werden sie daher systematisch aus der Menge der Teilchen des hadronischen Endzustandes ausgeschlossen, unabhängig davon, ob die Spur dieser Teilchen korrekt rekonstruiert wurde oder nicht.

Zur Definition der Akzeptanz sei noch folgende Anmerkung erlaubt: Bezeichnen wir abkürzend die Zahl rekonstruierter Spuren mit N^{rek} sowie die generierter Teilchen mit N^{gen} , so läßt sich Gl. 6.1 unter Vernachlässigung der Normierungsfaktoren $1/N_e$ auch folgendermaßen schreiben:

$$A = \frac{N_{sel}^{rek}}{N^{gen}} = \frac{N^{rek}}{N^{gen}} \cdot \frac{N_{sel}^{rek}}{N^{rek}},$$

wobei N_{sel}^{rek} die Zahl der Spuren angibt, welche die Selektionskriterien erfüllen. Der zweite Bruch in diesem Ausdruck entspricht dem in Abb. 5.6 lks. gezeigten Verhältnis, wobei dort als Selektionskriterium nur die Vertexassoziation gefordert wurde. Der Wert dieses Terms beträgt ca. 0.5. Die für die CTD nach Gl. 6.1 berechneten Akzeptanzen betragen aber im Mittel etwa 70 – 80%. Dies ist nur möglich, wenn der Ausdruck N^{rek}/N^{gen} größer als 1 ist, d.h. wenn i.a. mehr Spuren rekonstruiert werden als Teilchen generiert worden sind. Dies ist in der Tat der Fall, wie Abb. 6.7 zeigt. Das Verhältnis beträgt im Mittel ca. 1.5. Bereits im Kapitel 5 wurde gezeigt, daß einige generierte Spuren in der Rekonstruktion gespalten, d.h. als zwei Spuren betrachtet werden. Durch die Spurselektion werden solche Ambiguitäten jedoch vermieden⁶, und man erhält physikalisch sinnvolle Akzeptanzen unterhalb von 100%.

Aus der Akzeptanz $A(z_i)$ ergibt sich der Korrekturfaktor $C(z_i)$, mit dem die Daten $M(z_i)$ multipliziert werden müssen, um den wahren Wert $G(z_i)$ zu erhalten:

$$G(z_i) = C(z_i) \cdot M(z_i) = A(z_i)^{-1} \cdot M(z_i). \quad (6.2)$$

Da jede Meßgröße z_i mit einem Fehler behaftet ist, kann in Abhängigkeit von der gewählten Intervallbreite der Meßwert z_i^{rek} zusätzlich in einem anderen Intervall als der wahre Wert z_i^{gen}

⁴Hierzu zählen im wesentlichen folgende Teilchen: τ^- , D^0 , D^\pm , Σ , Ξ , Ω .

⁵ K^\pm , $K_{(S/L)}^0$, Λ , $\bar{\Lambda}$, μ^\pm , π^\pm

⁶Beispielsweise ist i.a. nur eine Spur eines gespaltenen Paares mit dem Vertex verknüpft.

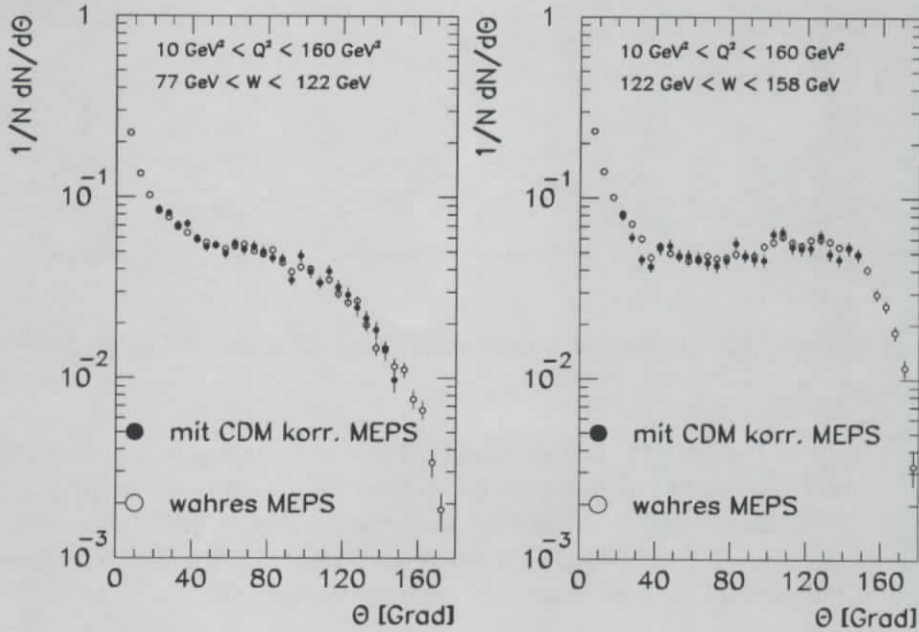


Abbildung 6.8: Korrigierte und wahre Multiplizitäten geladener Spuren des MC-Modells MEPS als Funktion des Polarwinkels θ . Die Korrekturfunktion ist mit Hilfe des Modells CDM berechnet worden. Die weitgehende Übereinstimmung der Kurven rechtfertigt die verwendete Korrekturmethode.

liegen. Dieser *Migrationseffekt* wird bei dieser einfachen Korrekturmethode nicht vollständig berücksichtigt.

Mathematisch ist die gemessene Verteilung $M(z)$ Ergebnis der Faltung zwischen wahrer Verteilung $G(z)$ und der sog. *Response-Funktion* R des Detektors:

$$M(z') = \int R(z, z') G(z) dz.$$

Im Falle diskreter Variablen sind die beiden Verteilungen verknüpft über die *Transfermatrix* \mathbf{T} des Detektors:

$$M(\vec{z}) = \mathbf{T} \cdot G(\vec{z})$$

Die Korrektur kann in diesem Fall über die Inversion der Transfermatrix erfolgen [Blo84].

In dieser Analyse wird jedoch die einfache Methode verwendet. Um die Migration zwischen den Intervallen aber möglichst gering zu halten, wird die Intervallbreite dem Auflösungsvermögen des Detektors für die betrachteten Variable angepaßt. Dieses Verfahren ist mathematisch äquivalent der Inversion einer diagonalen Transfermatrix.

Zur Berechnung der Akzeptanz werden sowohl die rekonstruierten als auch die generierten Spuren auf die Zahl der Ereignisse normiert. Dabei unterscheiden sich N_e^{rek} und N_e^{gen} nicht nur in ihrer absoluten Zahl, sondern vor allem auch in ihrer relativen Verteilung auf die $x-Q^2$ -Intervalle. Auf diesen Effekt wird auch durch den Faktor $C(z_i)$ korrigiert. Eine wesentliche Ursache für diese Migration in den ereignisbezogenen Variablen ist die QED-Bremsstrahlung, die kurz im nächsten Abschnitt erläutert werden soll.

Ein Mangel der vorgestellten Korrekturmethode ist, daß die Korrekturen u.U. von der Wahl des MC-Modells abhängen. Um diesen Effekt zu untersuchen, wurden die rekonstruierten Daten eines Generators (MEPS) korrigiert mit einer Funktion, die mit Hilfe eines anderen Modells

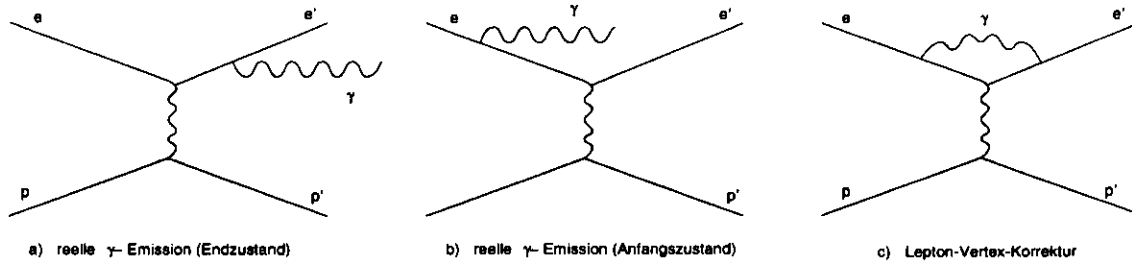


Abbildung 6.9: Die Feynman-Graphen der drei wichtigsten QED-Korrekturen 1. Ordnung zur e-p-Streuung

(CDM) berechnet wurde. Die korrigierte Verteilung sollte dann der wahren, generierten Verteilung des gleichen MC-Generators möglichst genau entsprechen. Abb. 6.8 zeigt Multiplizitäten geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels θ im Laborsystem in zwei Intervallen von W^2 , welche auch für die Analyse der echten Daten verwendet werden. Die Übereinstimmung der Kurven ist gut und rechtfertigt die hier verwendete Korrekturmethode.

6.2.2 QED-Strahlungskorrekturen

Bei der Bestimmung der Ereigniskinematik sowie des Viererimpulses q des virtuellen Photons muß der Einfluß der QED-Bremsstrahlung berücksichtigt werden. Mit diesem Namen bezeichnet man alle Prozesse höherer Ordnung in α . Abb. 6.9 zeigt die Feynman-Graphen der drei wichtigsten Korrekturen der Ordnung $O(\alpha)$ am leptonischen Vertext [Spi91]. In allen Fällen führt die Abstrahlung eines Photons zu einer Änderung des Viererimpulses k des Elektrons vor (a) oder nach der Wechselwirkung (b) und damit zu einer Änderung des Wertes von $q = k - k'$. Der Interferenzterm der Vertextkorrektur (c) und des Bornterms (Graph nullter Ordnung) kompensiert die Infrarot-Divergenz des Matrixelements von a) und b). Die Strahlung im Anfangszustand führt bei Verwendung der Doppelwinkelmethode nach Gl. 4.1 und 4.2 zu einer verfälschten Messung der Variablen x und Q^2 . Die Ereignisse können in diesem Fall in falsche Intervalle eingeordnet werden. Die Korrekturformel 6.2 berücksichtigt diesen Effekt durch die Normierung sowohl der generierten wie auch der rekonstruierten Verteilung auf jeweils die generierte bzw. gemessene Anzahl der Ereignisse in gegebenen x - Q^2 -Intervallen. Für diesen Zweck muß das verwendete MC-Programmpaket auch QED-Bremsstrahlung simulieren [Kwi91].

Für eine Analyse im HCM ist zu beachten, daß durch die QED-Bremsstrahlung auch der Lorentz-Boost verfälscht sein kann, da der Viererimpuls des virtuellen Photons nach Gl. 2.6 von Energie und Impuls des einlaufenden und des gestreuten Elektrons abhängt. Ein Fehler in der Lorentztransformation ergibt dann auch eine systematische Fehlmessung der Spurparameter im HCM, insbesondere der Größe x_F , auf welche auch mit der Gl. 6.2 korrigiert wird. Um diesen Fehler gering zu halten, empfiehlt sich die Verwendung der Doppelwinkelmethode, da bei dieser die Energie des gestreuten Elektrons nach Gl. 4.4 implizit über die Energieverteilung des hadronischen Endzustandes im Laborsystem berechnet wird, welche durch QED-Strahlung am leptonischen Vertext nur geringfügig beeinflusst wird [Pav93].

6.3 Fehleranalyse

6.3.1 Abschätzung der statistischen Fehler

Der größte Beitrag zum statistischen Fehler der Multiplizitätsverteilungen ergibt sich aus dem Fehler der Akzeptanzkorrektur. Von den zur Verfügung stehenden 10^5 Ereignissen wurden ca.

35000 durch die auch bei den Rohdaten verwendeten Selektionskriterien ausgewählt. Mit dieser Ereignismenge wurden die Korrekturen durchgeführt. Der Fehler der Korrektur wird nach oben abgeschätzt durch den entsprechenden Fehler der Poisson-Statistik. Eine Berechnung nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ist problematisch, da die Fehler der generierten und der akzeptierten Verteilung korreliert sind. Somit lautet der Fehler der Korrektur σ_{C_i} ($C_i \equiv C(z_i)$):

$$\sigma_{C_i} = \frac{\sigma_{A_i}}{A_i^2},$$

wobei σ_{A_i} den Fehler der Akzeptanz A_i angibt:

$$\sigma_{A_i} = \sqrt{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{G_i}} \cdot A_i.$$

M_i und G_i bezeichnen wiederum die gemessene bzw. die generierte Anzahl geladener Spuren im Intervall i .

Den gesamten statistischen Fehler σ_{N_i} der korrigierten Verteilung N_i erhält man durch quadratische Addition des statistischen (absoluten) Fehlers der Rohdaten σ_{R_i} und der Korrektur:

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{(C_i \cdot \sigma_{R_i})^2 + (R_i \cdot \sigma_{C_i})^2}.$$

6.3.2 Systematische Fehler

Der Fehler der im folgenden Kapitel gezeigten Verteilungen ist eindeutig dominiert durch systematische Unsicherheiten. Hierzu zählen in erster Linie die Modellabhängigkeit des Korrekturverfahrens, unvermeidbare Ineffizienzen des Spurrekonstruktionsprogramms, der Einfluß der Spurselektion, sowie die in mancher Hinsicht noch verbesserungswürdige Detektor-Simulation. Neben diesen Fehlern gibt es weitere systematische Unsicherheiten, die jedoch im Vergleich zu den erstgenannten vernachlässigbar sind. Als Beispiele seien hier nur der auch nach erfolgter Ereignisselektion nicht völlig ausschließbare Untergrund an Photoproduktionsereignissen sowie die Restmenge an gestreuten Elektronen in der Spurenmenge aufgrund der nicht hundertprozentigen Effizienz der Elektronenidentifikation in der CTD.

Für die wichtigsten Fehler wurde folgende Abschätzung durchgeführt:

Modellabhängigkeit der Korrektur: Zur Abschätzung des systematischen Fehlers aufgrund der Modellabhängigkeit der Datenkorrektur wurden alle Verteilungen mit zwei verschiedenen Modellen (MEPS und CDM+BGF) korrigiert. Die relative Abweichung beider Verteilungen in jedem gemessenen Intervall $(N_i^{MEPS} - N_i^{CDM})/N_i^{CDM}$ gilt dann als Maß für den Fehler. Dieser liegt bei den Messungen der Multiplizität als Funktion des Polarwinkels in der Größenordnung von 10%. Bei den Energieflußmessungen ist der Fehler größer. In den Intervallen, in denen sich die Modelle besonders stark in ihren Vorhersagen unterscheiden, liegt der Fehler bei etwa 12%. Am stärksten wirkt sich die Korrektur bei der Messung der x_F -Verteilung aus. Im obersten x_F -Intervall beträgt der Fehler etwa 20%.

Spurrekonstruktion: Neben dem in Kap. 4.1 beschriebenen Programm VCTRAK steht noch ein weiteres Rekonstruktionspaket zur Verfügung (TCTRAK). Der wesentliche Unterschied beider Programme ist, daß VCTRAK die Signale der VXD auch zur Spurrekonstruktion verwendet. Dies ist insbesondere bei Spuren, die nur wenige Superlayer durchkreuzen, von Vorteil, da es die Zahl der Signale pro Spur um bis zu 12 erhöht. Aus diesem Grunde wurde für diese Analyse das Programm VCTRAK verwendet, da dessen Rekonstruktions-effizienz vor allem im Polarwinkelbereich von $\theta < 25^\circ$ oberhalb der von TCTRAK liegt. Im mittleren Polarwinkelbereich sind dagegen nur geringfügige Unterschiede festzustellen. Der

Nr.	Variable	Schnitt
1	Vertex	$-40 \text{ cm} < z_{VTX} < 50 \text{ cm}$
2	$\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$	$-1.3 < \eta < 1.5$
3	p_{\perp}	$p_{\perp} > 200 \text{ MeV}/c$

Tabelle 6.3: Ein alternativer Satz von Spurselektionskriterien, der zur Abschätzung des Einflusses der Spurauswahl auf die Ergebnisse verwendet wurde.

systematische Fehler aufgrund der Wahl des Rekonstruktionsprogramms ist vergleichsweise gering [Pav94].

Spurselektion: Zur Überprüfung, inwieweit die Selektionskriterien die Ergebnisse beeinflussen, wurde die gesamte Analyse alternativ mit einem anderen Satz von Kriterien durchgeführt [Bro94]. Diese sind in Tab. 6.3 zusammengefaßt. Der Schnitt in der Pseudorapidität η unterscheidet sich von dem in [Bro94] verwendeten. Der untere für η gewählte Wert von -1.3 entspricht einem Wert für θ von $\approx 150^\circ$.

Bei Messungen in Abhängigkeit des Polarwinkels ist der Fehler i.a. kleiner als der aufgrund der Modellabhängigkeit, beträgt jedoch in einigen Intervallen mehr als 10%. Bei den Energieflußmessungen kann er bis zu 20% betragen. Bei den x_F -Verteilung liegt der Fehler zwischen 3% und 8%. Diese Abschätzung wurde allerdings mit einer reduzierten Datenmenge vorgenommen, so daß dieser Fehler starken statistischen Fluktuationen unterliegt. Grundsätzlich ist dieser systematische Fehler geringer als der aufgrund der Modellabhängigkeit der Korrektur.

Detektorsimulation: Der Zustand der MC-Simulation der CTD ist bereits in Kap. 5.2 untersucht worden. Die größte Unsicherheit entsteht aus dem unterschiedlichen Prozentsatz der zum Vertex assoziierten Spuren in MC- und experimentellen Daten. Da in den MC-Daten mehr Spuren zum Vertex assoziiert sind, ist die Akzeptanzfunktion systematisch überschätzt. Dementsprechend ist der Korrekturfaktor (Gl. 6.2) zu klein, und die Multiplizität der korrigierten Daten ist systematisch unterschätzt. Im Gegensatz zu den anderen hier genannten systematischen Fehlern ist dieser also asymmetrisch bzw. gerichtet. Als Funktion des Polarwinkels liegt er zwischen 2% und 10%.

Kapitel 7

Ergebnisse

Nach der im vorigen Kapitel besprochenen Ereignis- und Spurselektion hat man nun Zugriff auf eine zuverlässig gemessene Menge von geladenen Spuren aus tief-unelastischen Streuprozessen, die weitgehend frei von Untergrundereignissen sind. Mit Hilfe der aus der MC-Simulation errechneten Korrekturfunktion (Gl. 6.2) kann auf die wahren Verteilungen zurückgerechnet werden. Die auf diese Weise gewonnenen Resultate sind dann unabhängig von spezifischen Detektoreigenschaften und können direkt mit Vorhersagen von MC-Modellen verglichen werden. Die Korrektur aller im folgenden vorgestellten Ergebnisse wurde mit Hilfe des Detektorsimulationsprogramms MOZART (Version Num10V3) und der MC-Generatoren Lepto 6.1 [Ing91] und Ariadne [Lön91] durchgeführt.

Eine Korrektur auf die eingeschränkte geometrische Akzeptanz des Detektors ist nur in begrenztem Maße möglich. In der tief-unelastischen Streuung bei HERA verbleibt ein beträchtlicher Teil des Protonrestes im Strahlrohr, wo er nicht nachgewiesen werden kann. Im Gegensatz zu einigen Fixed-Target-Experimenten, bei denen die Detektoren den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt umschließen, kann daher mit dem ZEUS-Detektor die totale Multiplizität eines Ereignisses nicht exakt gemessen werden. Die vorliegende Arbeit befaßt sich daher vorwiegend mit differentiellen Multiplizitäten, d.h. semi-inklusiven Verteilungen geladener Spuren als Funktion einer beliebigen Variablen z , normiert auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse N_e :

$$\frac{1}{N_e} \cdot \frac{dN^{gel.}}{dz},$$

wobei diese differentielle Verteilung stets durch die Verteilung einer diskreten Variablen z_i möglichst geringer Intervallbreite approximiert wird. Die Breite des Intervalls muß der begrenzten Meßgenauigkeit des Detektors für die Variable z angepaßt werden. In allen im folgenden gezeigten Verteilungen gibt der horizontale Fehlerbalken das mit MC-Daten berechnete Auflösungsvermögen des Detektors für die betreffende Variable an.

Es werden nur stabile, geladene Teilchen vom primären Vertex berücksichtigt. Dieses schließt auch die Zerfallsprodukte extrem kurzlebiger Teilchen (D -Mesonen, Σ -Baryonen, τ^- , u.a.) ein, da die sekundären Zerfallsvertices bei diesen i.a. so dicht am Hauptvertex liegen, daß sie vom Vertexalgorithmus nicht von diesem unterschieden werden können. Dagegen werden die Zerfallsprodukte langlebigerer Teilchen systematisch ausgeschlossen. Die Endprodukte aus K - oder Λ -Zerfällen werden also nicht gezählt.

Alle Daten wurden im Laufe des Jahres 1993 gemessen. Nach der Selektion verblieben für die Analyse ≈ 56000 Ereignisse.

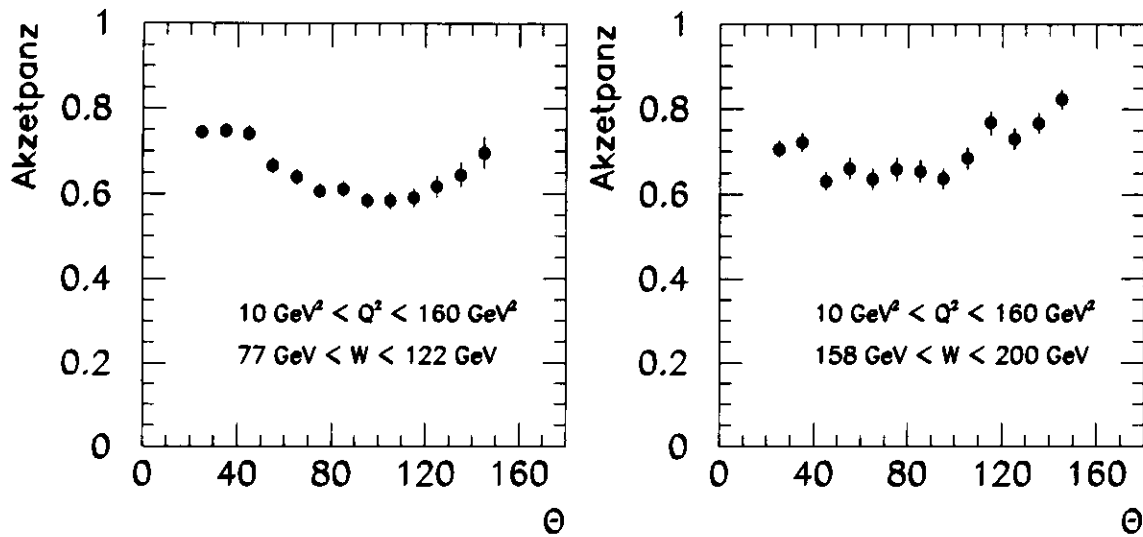


Abbildung 7.1: Akzeptanz der CTD für geladene Spuren als Funktion des Polarwinkels θ unter Anwendung aller Selektionskriterien in zwei verschiedenen Bereichen von W^2 und Q^2 .

7.1 Multiplizitäten im Laborsystem

7.1.1 Teilchenfluß als Funktion des Polarwinkels

Zunächst soll die Abhängigkeit des geladenen Teilchenflusses von den globalen Variablen Q^2 und W^2 untersucht werden. Die Akzeptanz in θ ist stark abhängig von dem gewählten Q^2 - W^2 -Intervall. Für die Untersuchung der Q^2 - bzw. W^2 -Abhängigkeit werden daher nur solche Intervalle gewählt, in denen die Korrekturen noch vertretbar sind. Abb. 7.1 zeigt exemplarisch zwei der Akzeptanzkurven in ausgewählten W^2 - Q^2 -Intervallen.

Mit steigendem Q^2 nimmt der Anteil der in Protonrichtung laufenden Hadronen zu. Dieser Effekt kann im Rahmen des Quark-Parton-Modells durch die Kinematik des harten γ -Parton-Streuprozesses erklärt werden. Für kleine x gilt: $W^2 = Q^2/x$. Bei festgehaltenem W^2 nimmt daher x mit Q^2 zu. Der Impulsanteil des gestreuten Partons nimmt also zu, und daher bewegen sich auch die Teilchen im Endzustand bevorzugt in Richtung des Protons ($\theta < 90^\circ$). Abb. 7.2 zeigt die Teilchenmultiplizität für zwei verschiedene Intervalle von Q^2 bei festgehaltenem W^2 . Der Anteil der unter großem Winkel auslaufenden Hadronen nimmt ab. Mit zunehmendem Q^2 bewegen sich immer mehr Teilchen unter kleinem Winkel θ in Richtung des gestreuten Quarks. Im vorderen Bereich der Verteilung ($\theta < 30^\circ$) variiert die Multiplizität weniger stark mit Q^2 . Zum Vergleich sind in Abb. 7.2 die Vorhersagen des MC-Modells MEPS eingezeichnet. Innerhalb der systematischen Fehler (eingezeichnet sind nur die statistischen Fehler) zeigen sie eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Daten.

Einen analogen Effekt erwartet man bei steigendem W^2 : Der Impulsbruchteil des gestreuten Partons am Proton nimmt ab und der Impulsübertrag vom einlaufenden Elektron auf das Parton wird größer. Immer mehr Hadronen des Endzustandes fliegen daher unter großem Polarwinkel durch den Detektor. Abb. 7.3 zeigt, daß die Daten diese Überlegung bestätigen. Unterhalb von $\theta \approx 90^\circ$ ist der Teilchenfluß relativ unabhängig von W^2 . Zu größeren Winkeln hin nimmt die Multiplizität jedoch mit steigendem W^2 zu. Man erhält daher insgesamt einen Anstieg der totalen Multiplizität mit W^2 . Das Modell MEPS ist in Abb. 7.3 zum Vergleich den Daten gegenübergestellt. Über den gesamten Winkelbereich beschreibt das Modell die Daten innerhalb der Fehler hinreichend gut. Zur Abschätzung der totalen Multiplizität können daher die

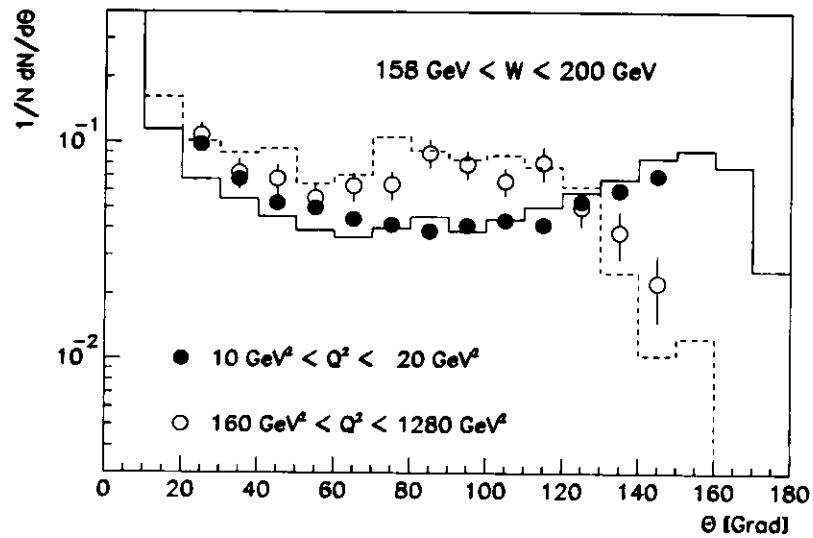


Abbildung 7.2: Differentielle Multiplizität geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels im Laborsystem in zwei verschiedenen Q^2 -Intervallen. Die Linien zeigen die Verteilungen des Modells MEPS in den gleichen Intervallen.

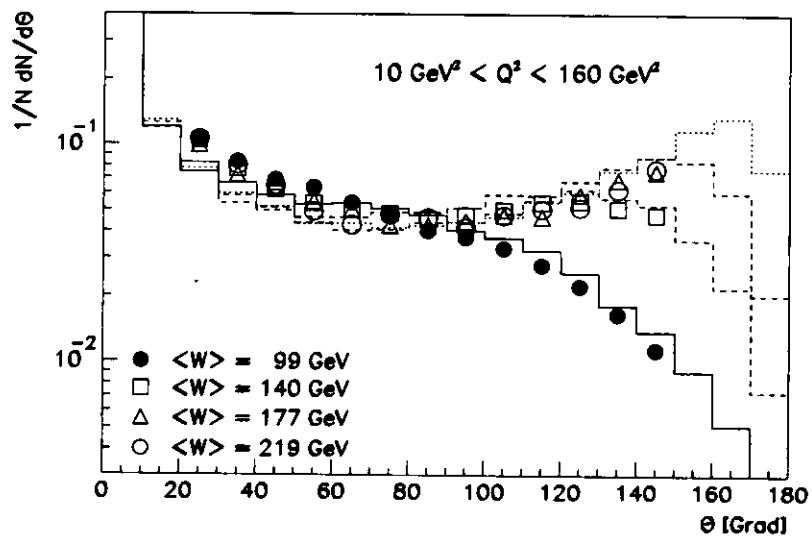


Abbildung 7.3: Differentielle Multiplizität geladener Spuren als Funktion des Polarwinkels im Laborsystem. Deutlich zu erkennen ist die Variation der Verteilung mit zunehmenden W^2 bei festgehaltenem Q^2 . Als Vergleich erneut die Kurven des Modells MEPS.

$\langle W \rangle$	Daten (meßbar)	Daten extrapol.	MC (MEPS)
99 GeV	6.12 \pm 0.13 (sys.)	15.20	14.79
140 GeV	7.44 \pm 0.24 (sys.)	17.14	16.77
177 GeV	7.68 \pm 0.20 (sys.)	18.57	18.20
219 GeV	7.66 \pm 0.28 (sys.)	20.41	20.01

Tabelle 7.1: Totale Multiplizität geladener Hadronen in verschiedenen W -Intervallen. Mit Hilfe des MC-Modells MEPS wurden die Meßwerte in dem Bereich beschränkter Detektorakzeptanz extrapoliert.

Vorhersagen des MEPS-Modells zur Extrapolation der Daten in den Bereichen, in denen die CTD nicht mehr messen kann, herangezogen werden. Auf diese Weise erhält man die in Tab. 7.1 angegebenen Werte für die totale Multiplizität stabiler geladener Teilchen im hadronischen Endzustand. Der statistische Fehler ist gegenüber dem systematischen vernachlässigbar und daher hier nicht mit angegeben.

Abb. 7.4 zeigt die gemessene mittlere totale Multiplizität im Vergleich mit den Resultaten anderer Experimente. Während man in Experimenten bei niedrigen Energien [EMC86] eine logarithmische Abhängigkeit der totalen Multiplizität von W^2 feststellte, legen Experimente bei höherer Schwerpunktsenergie ([Tho77], [UA84]) einen Ansatz der Form

$$\langle N_{tot} \rangle = a + b \cdot \ln W + c \cdot (\ln W)^2$$

nahe. Für die ZEUS-Daten erhält man folgende Werte:

$$\begin{aligned} a &= 0.9442 \pm 1.051 \\ b &= 0.2561 \pm 0.2907 \\ c &= 0.6141 \pm 0.0351 \\ \chi^2/\text{Freihgr.} &= 1.414 / 1 \end{aligned}$$

Die mittlere Multiplizität ist bei e^+e^- -Kollisionen ([DEL90], [TAS89]) systematisch höher als bei hadronischen Kollisionen. Bei ersteren findet eine vollständige Annihilation der Stoßpartner statt, in Reaktionen mit Hadronen dagegen nur eine Streuung an einem der Bestandteile der Hadronen. Verschiebt man die bei ZEUS gemessene Kurve um einen Faktor $1/\sqrt{5}$ auf der Energieskala, so stimmen sie in etwa mit den Daten aus den e^+e^- -Experimenten überein. Die totale Multiplizität des leptonischen Annihilationsprozesses wäre demnach vergleichbar mit der Multiplizität eines Elektron-Parton-Stoßprozess bei einer effektiven Schwerpunktsenergie $W_{eff} = W/\sqrt{5}$, entsprechend einem mittleren Impulsbruchteil des Partons von $x = 1/5$. Die Multiplizität bei $e-p$ -Kollisionen ist dagegen vergleichbar mit der an $p-p$ -Speicherringen gemessenen. Dies zeigt der Vergleich sowohl der EMC-Daten als auch der ZEUS-Daten mit der im ISR-Experiment gemessenen mittleren Multiplizität. Abb. 7.5 zeigt das Ergebnis der Anpassung der Funktion $\langle N_{tot} \rangle = a + b \cdot \ln W + c \cdot (\ln W)^2$ an ISR- und ZEUS-Daten. Die Qualität der Anpassung ($\chi^2/\text{Freiheitsgrad} = 7.143/6$) ist gut und der für den Parameter c erhaltene Wert von 0.6118 entspricht innerhalb der Fehler dem allein für die ZEUS-Daten bestimmten Wert von 0.6141.

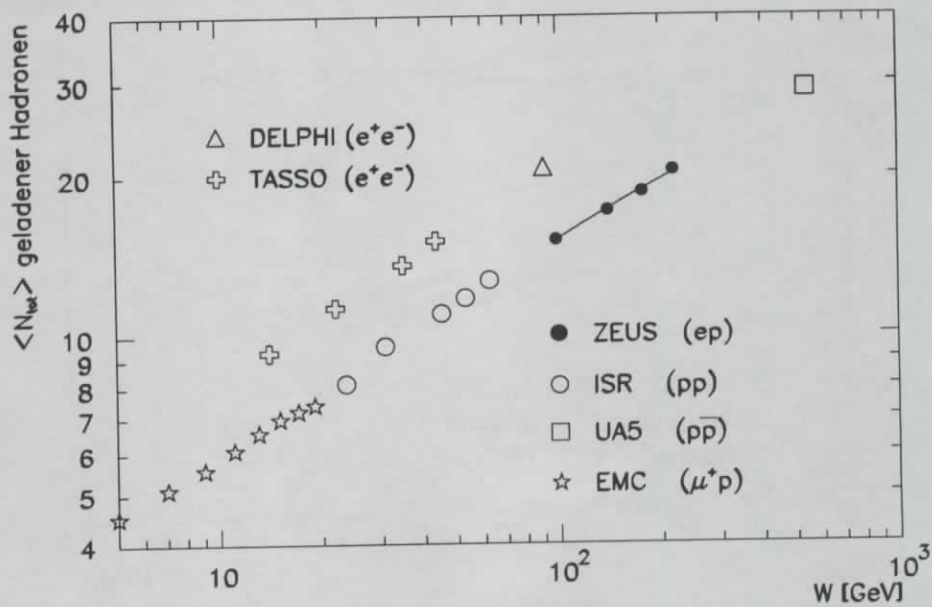


Abbildung 7.4: Energieabhängigkeit der totalen Multiplizität geladener Hadronen. Vergleich der ZEUS-Daten mit anderen Experimenten. Die Daten sind mit einem Ansatz der Form $\langle N_{tot} \rangle = a + b \cdot \ln W + c \cdot (\ln W)^2$ verträglich.

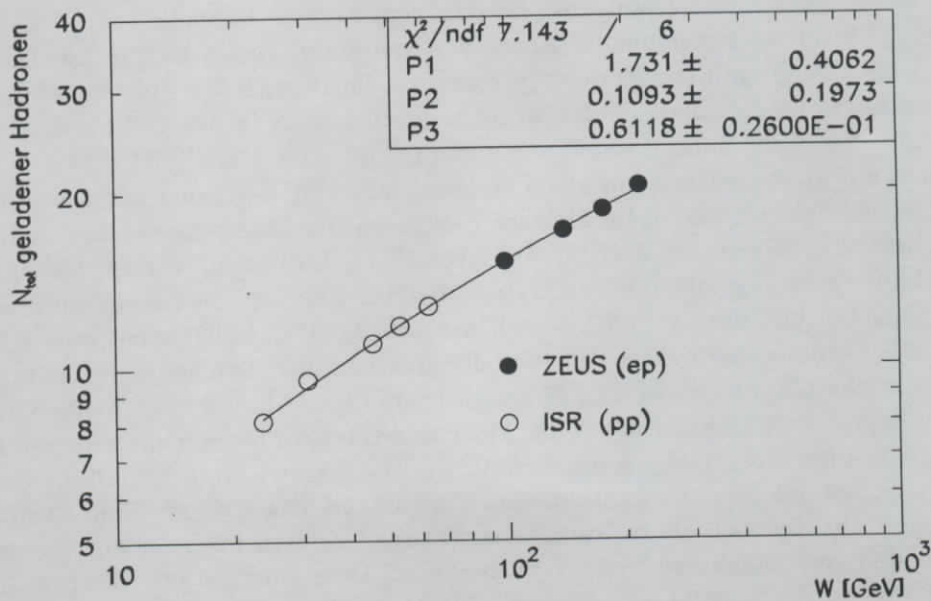


Abbildung 7.5: Anpassung der gemessenen mittleren Multiplizität von ZEUS (ep) und ISR (pp) an die Funktion $\langle N_{tot} \rangle = a + b \cdot \ln W + c \cdot (\ln W)^2$.

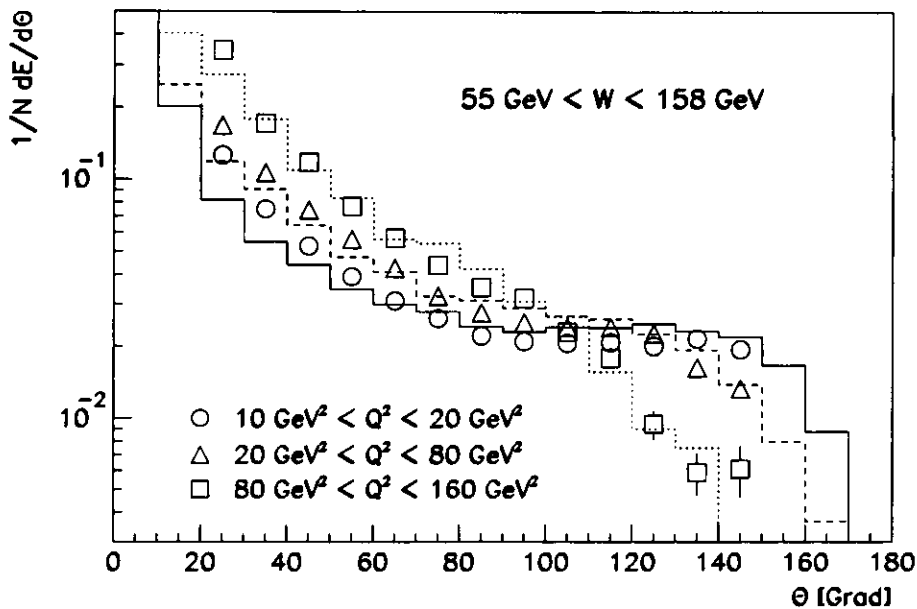


Abbildung 7.6: Energiefluß geladener Teilchen als Funktion des Polarwinkels θ in drei verschiedenen Q^2 -Intervallen. Die Linien geben die Vorhersagen des Modells MEPS an.

7.1.2 Energiefluß geladener Teilchen

In diesem Abschnitt betrachten wir energiegewichtete Multiplizitäten. Zur Berechnung der Energie E eines Teilchens wird die Masse über die Pion-Masse ($m_{\pi^\pm} = 139.6 \text{ MeV}/c$) abgeschätzt: $E = \sqrt{p^2 + m_{\pi^\pm}^2}$. Abb. 7.6 zeigt den Energiefluß geladener Teilchen als Funktion des Polarwinkels θ . Die korrigierten ZEUS-Daten sind für drei verschiedene Bereiche von Q^2 dargestellt. Mit steigendem Q^2 fließt ein zunehmender Anteil der Energie in Vorwärtsrichtung. Im Bereich $\theta < 100^\circ$ nimmt die Energie mit steigendem Q^2 stetig zu, im Bereich $\theta > 100^\circ$ dagegen ab. Die Q^2 -Abhängigkeit zeigt sich im Energiefluß also noch deutlicher als in der Teilchenmultiplizität, die im Bereich $20^\circ < \theta < 40^\circ$ nahezu unabhängig von Q^2 ist. Das Modell MEPS (Abb.7.6) beschreibt die Daten nur unzureichend. Vor allem im Bereich $\theta < 60^\circ$ wird die Energie systematisch unterschätzt. Dieser Effekt ist stärker für kleinere Werte von Q^2 . Eine bessere Übereinstimmung mit den Daten weist das Modell CDM+BGF auf (Abb. 7.7). Im Bereich von Q^2 bis zu 80 GeV^2 stimmt die Modellvorhersage exakt mit den Daten überein. Erst im obersten Q^2 -Intervall wird die Energie im obersten und untersten θ -Intervall wie vom MEPS-Modell leicht unterschätzt.

Interessant ist auch noch ein direkter Vergleich der differentiellen Teilchenmultiplizität $dN/d\theta$ und der energiegewichteten Verteilung $dE/d\theta$ bei gleichem Q^2 . Abb. 7.8 zeigt beide Kurven im Intervall $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$. Bis auf das kleinste θ -Intervall beträgt die mittlere Energie pro Teilchen stets weniger als 1 GeV . Auch verläuft die energiegewichtete Verteilung ein wenig steiler als die Multiplizitätskurve. Im hadronischen Endzustand fliegen demnach in Richtung des Protons nicht nur mehr Teilchen als in Rückwärtsrichtung, sondern auch die energiereicheren. Abb. 7.9 zeigt, daß mit zunehmendem Q^2 auch die mittlere Energie pro Hadron ansteigt. Im Intervall $80 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 160 \text{ GeV}^2$ liegt die Multiplizitätsverteilung bis auf den Bereich sehr großer Polarwinkel stets unterhalb der Energieverteilung, d.h. die mittlere Energie eines Teilchens beträgt nun mehr als 1 GeV .

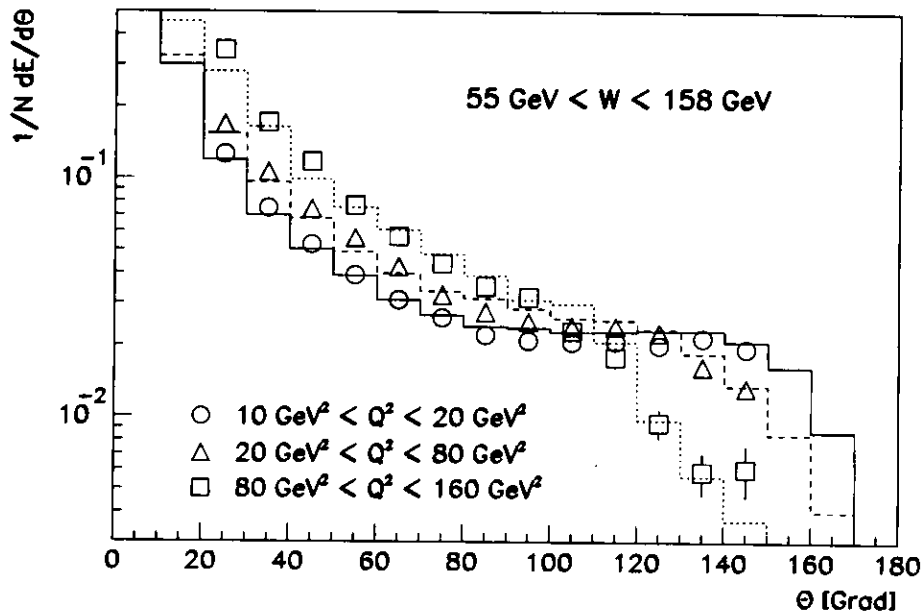


Abbildung 7.7: Energiefluß geladener Teilchen als Funktion des Polarwinkels θ : Gleiche Daten wie in Abb. 7.6, aber nun im Vergleich mit dem Modell CDM+BGF.

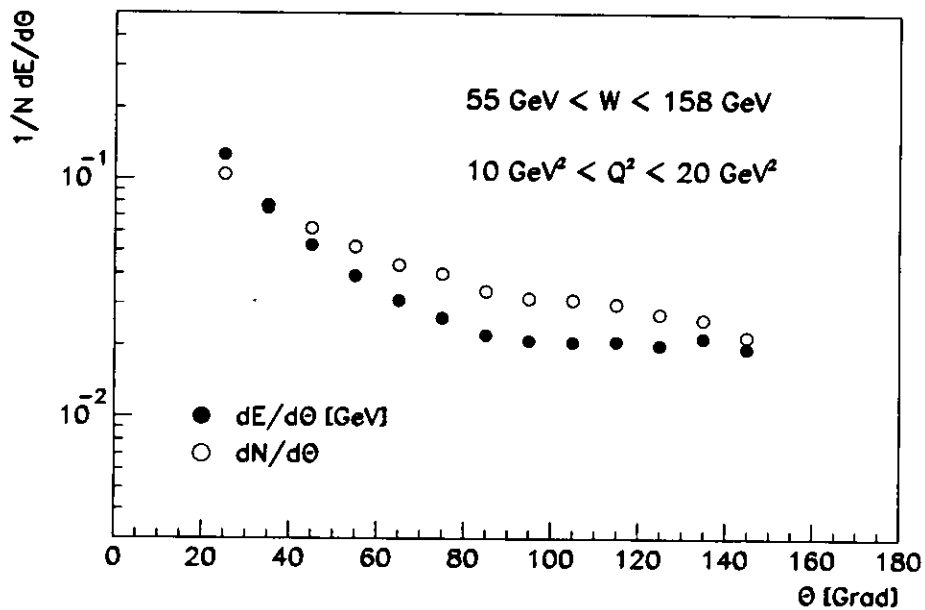


Abbildung 7.8: Vergleich von $dE/d\theta$ und $dN/d\theta$ im Intervall $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$. Die mittlere Energie pro Teilchen beträgt weniger als 1 GeV.

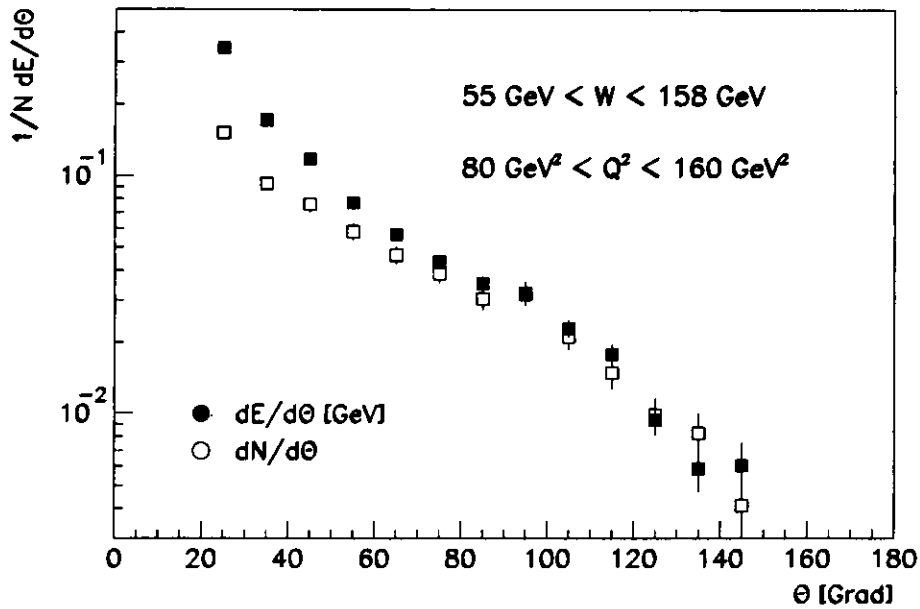


Abbildung 7.9: Vergleich von $dE/d\theta$ und $dN/d\theta$ im Intervall $80 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 160 \text{ GeV}^2$. Die mittlere Energie pro Teilchen liegt nun oberhalb von 1 GeV.

Analysen mit dem ZEUS-Kalorimeter haben gezeigt, daß der hadronische Energiefluß besonders sensitiv auf QCD-Effekte ist [ZEUS93]. Im naiven QPM ist der Energiefluß stark korreliert mit der Richtung γ des gestreuten Quarks (Gl. 4.3). Die Energie im Endzustand verteilt sich im wesentlichen auf den Bereich um diesen sog. Quark-Jet und um den Protonrest. Eine interessante Größe ist daher der Energiefluß als Funktion der Winkeldifferenz zwischen einem geladenen Teilchen und der Richtung des Quark-Jets:

$$\Delta\theta = \theta_i - \gamma,$$

oder in Einheiten der *Pseudorapidität* $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$:

$$\Delta\eta = \eta_i - \eta_\gamma.$$

Aufgrund des Farbflusses der stark wechselwirkenden Partonen zwischen gestreutem Quark und Protonrest erwartet man eine Verschmierung der im QPM vorhergesagten Energieverteilung.

Abb. 7.10 zeigt die normierte Verteilung von γ in zwei Bereichen von Q^2 . Bei höherem Q^2 ist γ systematisch größer, d.h. der Quark-Jet verläuft zunehmend in Richtung des vorderen Kalorimeters (FCAL). Dies konnte bereits beim Studium der Q^2 -Abhängigkeit der Multiplizität als Funktion von θ (Abb. 7.2) beobachtet werden.

Analysiert wurden nur Ereignisse, bei denen γ zwischen 120° und 140° liegt. In Einheiten der Pseudorapidität entspricht das dem Bereich $-1.0 < \eta < -0.55$. Die untere Grenze wurde gewählt, um eine deutliche Trennung zwischen dem Quark-Jet und dem Protonrest zu gewährleisten. Die obere Grenze wurde der beschränkten Akzeptanz der CTD für große Polarwinkel angepaßt. Ein Schnitt in γ selektiert gleichzeitig Ereignisse in x bzw. W^2 . Entsprechend ist der Phasenraum für diese Untersuchungen stark eingeschränkt. Besonders im Bereich von höherem Q^2 ist der statistische Fehler daher relativ groß. Abb. 7.11 zeigt das Akzeptanzverhalten der Kammer als Funktion von $\Delta\eta$. Eine verlässliche Korrektur kann nur im Bereich $-0.4 < \eta < 2.2$ erfolgen.

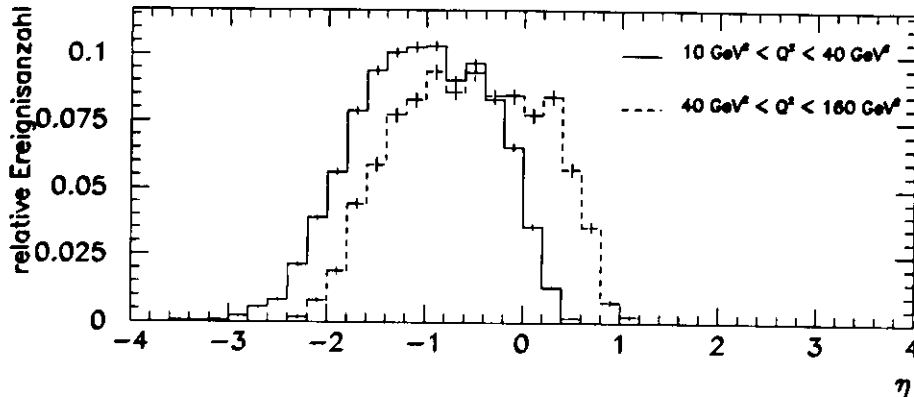


Abbildung 7.10: Verteilung von $\eta_\gamma = -\ln(\tan \theta/2)$. Der Winkel γ bestimmt die Richtung des Quark-Jets im naiven QPM. Mit zunehmenden Q^2 wird die Verteilung zu größeren Werten von η verschoben, d.h. der Quark-Jet verläuft unter kleinerem Polarwinkel. Die Verteilung ist auf Eins normiert.

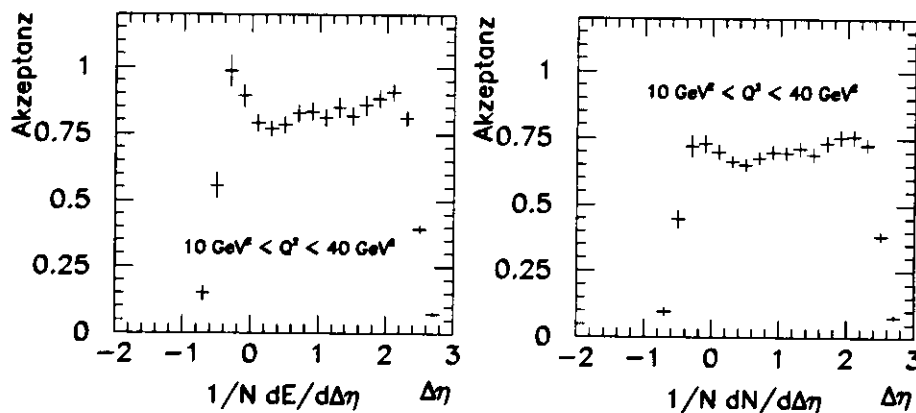


Abbildung 7.11: Akzeptanz der Spurkammer als Funktion von $\Delta\eta$. Links: Energiegewichteter Teilchenfluß, rechts: Teilchenmultiplizität.

Abb. 7.12 zeigt den Energiefluß geladener Teilchen im Bereich $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 40 \text{ GeV}^2$. Die Kurve weist ein Maximum bei $\Delta\eta \approx 0.3$ auf. Gegenüber der Vorhersage des Quark-Parton-Modells ist das Maximum eindeutig verschoben. Diese Verschiebung läßt sich durch QCD-Strahlungseffekte begründen. Bei höherem Q^2 (Abb. 7.13) ist das Maximum sehr viel ausgeprägter, die Verschiebung gegenüber $\Delta\eta = 0$ wird jedoch geringer. Der statistische Fehler ist hier aufgrund der Bedingung $120^\circ < \gamma < 140^\circ$ allerdings recht groß. Beide Abbildungen enthalten auch die von zwei MC-Modellen vorhergesagten Verteilungen. Sowohl MEPS (durchgezogene Linie) als auch das CDM (gestrichelt) beschreiben Lage und Größe des Maximums zufriedenstellend. Für $\Delta\eta > 1.4$ liegt die Kurve des Modells MEPS jedoch deutlich unter den Daten. Das CDM liefert in beiden Q^2 -Bereichen die bessere Beschreibung.

Interessant ist ein Vergleich der Verteilungen mit denen, die aus Messungen mit dem ZEUS-Kalorimeter gewonnen wurden. Die im gleichen kinematischen Bereich mit dem Kalorimeter gemessene Verteilung liegt erwartungsgemäß systematisch über der mit der Spurkammer gemessenen, da in der CTD nur geladene Teilchen nachgewiesen werden, im Kalorimeter dagegen auch neutrale. Aus dem Vergleich beider Kurven läßt sich der Anteil der von neutralen Teilchen im

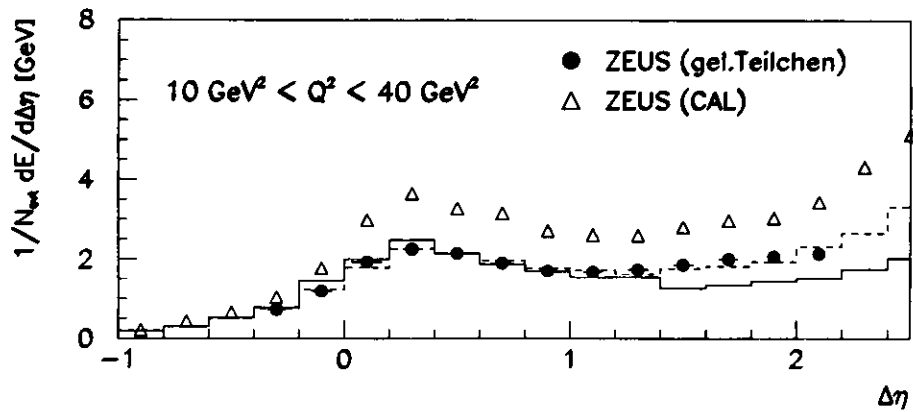


Abbildung 7.12: Energiefluß geladener Teilchen (E in GeV) als Funktion von $\Delta\eta$. Messungen der CTD im Vergleich mit Kalorimeterdaten und MC-Modellen: MEPS (durchgezogene Linie), CDM (gestrichelt).

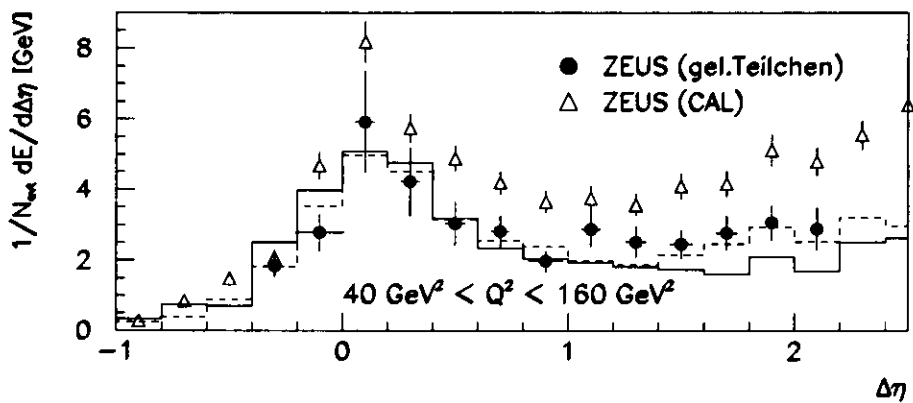


Abbildung 7.13: Energiefluß geladener Teilchen (E in GeV) als Funktion von $\Delta\eta$ für $40 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 160 \text{ GeV}^2$.

hadronischen Endzustand getragenen Energie abschätzen. Aus Abb. 7.12 ergibt sich hierfür ein Wert von $(35.1 \pm 1.4)\%$. Dieser ist über den gesamten gemessenen Bereich nahezu konstant. Aus Abb. 7.13 erhält man einen Wert von $(33.3 \pm 4.3)\%$. Innerhalb der Fehler stimmen die Werte in den beiden Q^2 -Intervallen überein; der Energieanteil neutraler Teilchen ist demnach unabhängig von Q^2 und beträgt ca. 34%.

Im Gegensatz zum Kalorimeter erlaubt die Messung mit der CTD den Nachweis einzelner Teilchen. Es kann daher auch die Teilchenmultiplizität als Funktion von $\Delta\eta$ bestimmt werden. Abb. 7.14 zeigt die Verteilung im unteren Q^2 -Intervall im Vergleich mit MC-Modellkurven. Erneut liegt die MEPS-Modellvorhersage für $\Delta\eta > 1.4$ systematisch unter den Meßwerten, während das CDM in guter Übereinstimmung mit den Daten steht.

In Abb. 7.15 sind Teilchen- und Energiefluß geladener Hadronen miteinander verglichen. Die energiegewichtete Verteilung liegt stets unter der Multiplizitätsverteilung. Die mittlere Energie pro geladenem Teilchen liegt also unterhalb von 1 GeV. Signifikant ist die Abweichung der Verteilungen voneinander im Bereich $0.4 < \Delta\eta < 2$. Offensichtlich befinden sich die energiereicheren Teilchen im Bereich des Quark-Jets und des Protonrestes, während sich zwischen den Jets die

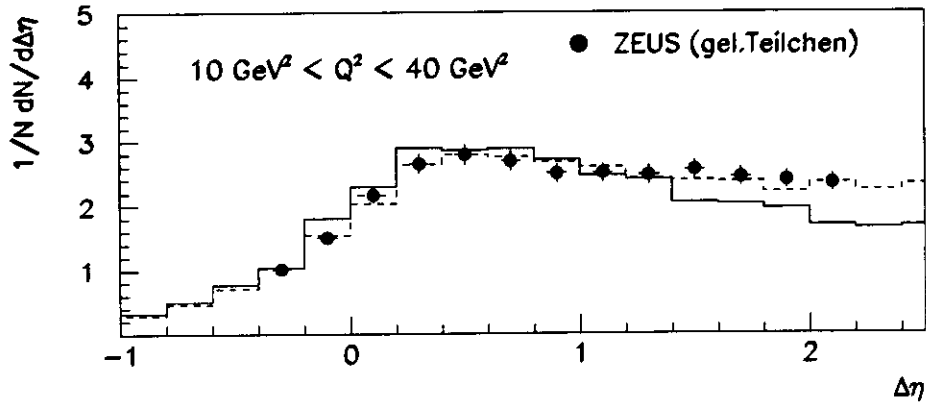


Abbildung 7.14: Multiplizität geladener Teilchen als Funktion von $\Delta\eta$. Zum Vergleich zwei Modellvorhersagen: MEPS (durchgezogene Linie), CDM (gestrichelt).

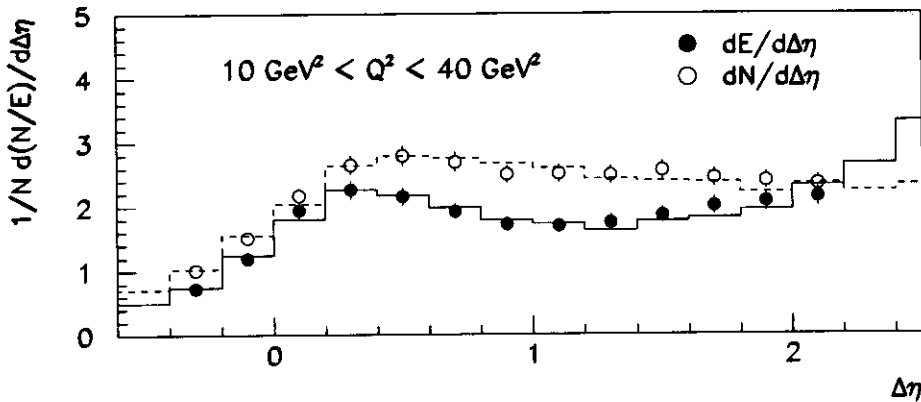


Abbildung 7.15: Vergleich von Energie- und Teilchenfluß geladener Hadronen als Funktion von $\Delta\eta$. Zum Vergleich die Vorhersage des CDM: Energie (durchgezogene Linie), Multiplizität (gestrichelt).

niederenergetischeren Teilchen bewegen. Dagegen bleibt der Teilchenfluß über den gesamten untersuchten Winkelbereich nahezu konstant. Das CDM bekräftigt diese Hypothese; es liefert eine gute Beschreibung beider Verteilungen.

7.2 x_F -Verteilung im HCM-System

Ein geeignetes Bezugssystem zur Untersuchung des hadronischen Endzustandes ist das Schwerpunktsystem des virtuellen Photons und des Protons (HCM). In diesem System erlaubt die dimensionslose Variable x_F (Gl. 2.7) eine einfache Unterscheidung zwischen den Teilchen, die dem Protonrest zuzuordnen sind (engl.: *target region*) und solchen, die aus der γ -Parton-Wechselwirkung hervorgehen (*current region*); erstere haben ein $x_F < 0$, Teilchen des Stromjets dagegen $x_F > 0$. Die asymmetrische Topologie der Streueignisse im Laborsystem bei HERA erlaubt nur die Untersuchung des Bereiches $x_F > 0$. Der Protonrest verbleibt zum großen Teil im Strahlrohr und kann somit nicht nachgewiesen werden. Mit dem gegenwärtigen Status der ZEUS-Spurenkammern können zuverlässige Messungen nur in dem Bereich $x_F > 0.05$ gemacht

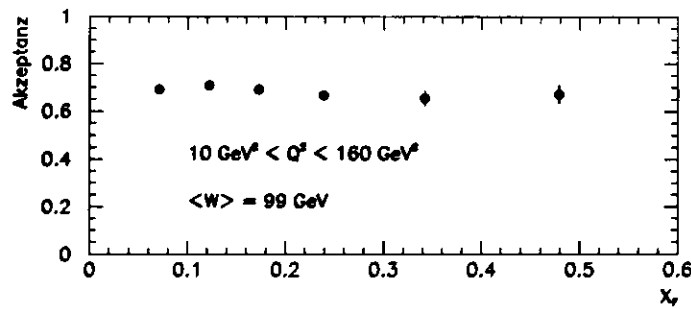


Abbildung 7.16: Akzeptanz der CTD als Funktion von x_F im Hadronischen Schwerpunktsystem. Aufgrund der begrenzten Statistik bei großem x_F und wegen des geringen Auflösungsvermögens in diesem Bereich wurde eine variable Intervallbreite gewählt.

werden. Die Akzeptanz der CTD bezüglich x_F zeigt Abb. 7.16. Die Kurve verläuft flach und liegt bei $\approx 70\%$. Nur wenige Teilchen besitzen ein sehr großes x_F . Darüberhinaus ist auch das Auflösungsvermögen des Detektors für x_F aufgrund der zusätzlichen Fehler bei der Transformation in das HCM-System im Vergleich zu Variablen des Laborsystems gering. Um dennoch auch den hohen x_F -Bereich bei vertretbarer Statistik untersuchen zu können, wurde eine nicht äquidistante Intervallaufteilung gewählt.

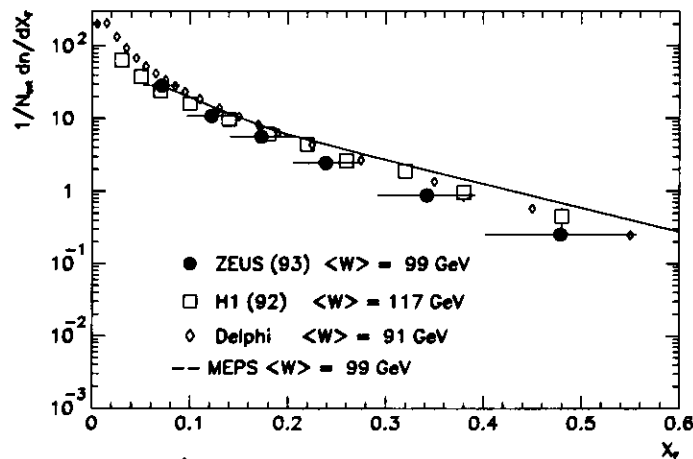


Abbildung 7.17: Verteilung geladener Teilchen als Funktion von x_F . In dem gemessenen Intervall variiert Q^2 zwischen 10 GeV^2 und 160 GeV^2 . Zum Vergleich Daten der H1-Kollaboration, des DELPHI-Experiments und die Vorhersage des MC-Modells MEPS.

Die korrigierte x_F -Verteilung zeigt Abb. 7.17. Den ZEUS-Daten sind die Resultate anderer Experimente bei vergleichbarem Mittelwert von W gegenübergestellt. Insbesondere ein Vergleich mit den Daten der DELPHI-Kollaboration am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN ist interessant. Innerhalb der Fehler sind die Daten miteinander verträglich. Die x_F -Verteilung ist in guter Näherung unabhängig von dem zugrundeliegenden harten Streuprozess. Die Verteilung des MC-Modells (MEPS) liegt erneut ein wenig oberhalb der gemessenen Daten. Wie bei allen anderen vorgestellten Verteilungen sind auch hier die statistischen Fehler gegenüber den systematischen vernachlässigbar klein.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit enthält eine umfassende Beschreibung der Messung differentieller Hadronmultiplizitäten in der tief-unelastischen $e-p$ -Streuung mit dem ZEUS-Detektor bei HERA. Einen Schwerpunkt der Arbeit bilden Monte-Carlo-Studien zum Verständnis der Systematik der Zentralen Spurkammer (CTD). Auflösungsvermögen und Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer für geladene Spuren werden untersucht. Darauf basierend werden Kriterien der Spur-selektion entwickelt, welche die Auswahl präzise gemessener Spuren erlauben. Alle gemessenen Daten werden auf Effekte der Detektorakzeptanz und des Auflösungsvermögens korrigiert.

Der Teilchenfluß wird als Funktion des Polarwinkels im Laborsystem für verschiedene Intervalle des Quadrates des Viererimpulsübertrages Q^2 und der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes W^2 untersucht. Aus Messungen der differentiellen Multiplizität im Laborsystem kann durch Extrapolation mit MC-Modellen die totale Multiplizität N_{tot} geladener Teilchen im hadronischen Endzustand abgeschätzt werden. Die Energieabhängigkeit der mittleren totalen Multiplizität läßt sich durch einen Ansatz der Form $\langle N_{tot} \rangle = a + b \cdot \ln W + c \cdot (\ln W)^2$ beschreiben. Die Resultate sind verträglich mit Messungen bei Hadron-Hadron-Kollisionen.

Zum ersten Mal werden korrigierte Verteilungen des Energieflusses geladener Teilchen aus Messungen der CTD präsentiert. Die Energieverteilung als Funktion des Polarwinkels wird nur von dem Modell CDM+BGF (*Color-Dipol-Modell* mit *Boson-Gluon-Fusion*) über einen großen Bereich von Q^2 korrekt beschrieben. Das Modell MEPS (*Matrix-Element + Parton-Schauer*) unterschätzt den Energiefluß unter kleinem Polarwinkel vor allem für kleines Q^2 . Bei der Untersuchung des Energieflusses als Funktion von $\Delta\eta$, der Differenz der Pseudorapiditäten von Quark-Jet und geladenem Teilchen, erkennt man in Übereinstimmung mit Kalorimetermessungen eine Verschiebung des Maximums der Energie relativ zur Vorhersage des Quark-Parton-Modells ($\Delta\eta = 0$). Mit zunehmendem Q^2 nimmt die Verschiebung ab, während sich das Maximum selbst vergrößert. Dieses Verhalten wird von den zwei MC-Modellen MEPS und CDM+BGF korrekt vorhergesagt. Im Bereich $\Delta\eta > 1.4$ wird die Verteilung jedoch nur von CDM+BGF adäquat beschrieben. Aus dem Vergleich der Kalorimeter- mit den CTD-Daten läßt sich der Anteil der von neutralen Teilchen getragenen Energie im hadronischen Endzustand bestimmen. Dieser liegt bei 34% und ist über den gesamten meßbaren Winkelbereich relativ konstant. Im Gegensatz zum Kalorimeter kann mit der CTD auch die Teilchenmultiplizität als Funktion von $\Delta\eta$ gemessen werden. Der Vergleich der Teilchen- mit der Energie-Verteilung zeigt, daß sich im Bereich des Quark-Jets und des Protonrestes die energiereicheren Teilchen befinden, während der Teilchenfluß $dN/d\Delta\eta$ im gesamten Winkelbereich zwischen gestreutem Quark und Protonrest nahezu konstant ist. Wiederum liefert nur das Modell CDM+BGF über den gesamten Pseudorapiditätsbereich eine korrekte Beschreibung der Daten.

Die Messung der Verteilung der Feynman-Skalenvariablen $x_F = p_z/p_z^{max}$ bei einer Schwerpunktsenergie von 99 GeV wird mit den Messungen anderer Experimente (DELPHI, H1) verglichen. Die Verteilung ist näherungsweise unabhängig von dem harten Streuprozeß.

Anhang A

Abkürzungsverzeichnis

- BCAL** barrel calorimeter, engl. : mittleres Kalorimeter
- BGF** Boson-Gluon-Fusion, Bezeichnung für QCD-Prozeß 1.Ordnung in der tief-unelastischen Streuung, bei dem das Boson an das von einem Gluon abgestrahlte Quark-Antiquark-Paar koppelt.
- CDM** Color-Dipole-Model, engl. : Farb-Dipol-Modell
- CTD** Central Tracking Detector, engl. : Zentrale Spurkammer
- DIS** deep inelastic scattering, engl. : tief-unelastische Streuung
- FADC** flash analog digital converter, engl. : schneller Analog-Digital-Wandler
- FCAL** forward calorimeter, engl. : Vorwärtskalorimeter
- FSPS** final state parton shower, engl. : Partonen-Kaskade im Endzustand
- FTD** Forward Tracking Detector, engl. : Vorwärtsspurkammer
- HCM** hadronic center of mass, engl. : Hadronisches Schwerpunktsystem
- ISPS** initial state parton shower, engl. : Partonen-Kaskade im Anfangszustand
- LLA** Leading Log Approximation, Rechenverfahren in der perturbativen QCD, bei welchem nur die führenden logarithmischen Terme einer Reihe aufsummiert werden.
- MEPS** QCD-Modell zur Simulation der tief-unelastischen Streuung. Die Berechnung erfolgt in 1.Ordnung des Matrixelements (ME) $O(\alpha_s)$ unter Einbeziehung von Partonschauern (PS).
- QCD** Quanten-Chromo-Dynamik, Theorie der starken Wechselwirkung
- QED** Quanten-Elektro-Dynmaik, Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung
- QPM** Quark-Parton-Modell
- RCAL** rear calorimeter, engl. : Rückwärtskalorimeter
- RTD** Rear Tracking Detector, engl. : Rückwärtsspurkammer
- UCAL** uranium calorimeter, engl. : Urankalorimeter
- VXD** Vertex Detector, engl. : Vertexkammer
- ZEPHYR** Zeus Physics Reconstruction, engl. : Zeus-Physik-Rekonstruktion

Literaturverzeichnis

- [Abr93a] H.Abramowicz et al.,
A Determination of F_2 with the 1992 Data,
ZEUS-Note 93-078, interner Bericht.
- [Alt77] G.Altarelli, G.Parisi,
Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [And83] B.Andersson et al.,
Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [APS92] *Review of Particle Properties*,
Phys. Rev. D45 (1992) 11,
ed. The American Physical Society.
- [Ban94] D.Bandyopadhyay, H.Beier, G.Hartner et al.,
VCTRAK (3.05/15) : Offline Output Information,
ZEUS-Note 94-012, interner Bericht.
- [Ben87] M.Bengtsson et al.,
Parton Cascade Evolution and Event Structure at HERA,
Proceedings of the HERA Workshop, Vol.1 (1987) 149.
- [Ben88] M.Bengtsson, T.Sjöstrand,
Z. Phys. C37 (1988) 465.
- [Ben91] S.Bentvelsen et al.,
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 23.
- [Bil92] P.Billoir und S.Qian,
Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 139.
- [Bli86] J.A.Blissett et al.,
Nucl. Instr. and Meth. **A245** (1986) 291.
- [Blo84] V.Blobel
Unfolding methods at high-energy physics experiments
DESY 84-118, December 1984
- [Bro91] N.Brook et al.,
QCD Cascades in Deep Inelastic Scattering,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 275.
- [Bro94] N.Brook,
Hadronic Final States in Deep Inelastic Scattering,
ZEUS-Note 94-043, interner Bericht.
- [Cha68] G.Charpak et al.,
Nucl. Instr. and Meth. **62** 1968 262.

- [DEL90] DELPHI Collaboration,
Charged Particle Multiplicity Distributions in Z^0 Hadronic Decays,
CERN-PPE 90-173, November 1990.
- [Dok91] Y.L.Dokshitzer et al.,
Basics of Perturbative QCD,
Editions Frontiers, Paris 1991.
- [EMC86] European Muon Collaboration,
Multiplicities of Charged Hadrons in 280 GeV/c Muon-Proton Scattering,
Nucl.Phys. **B258** (1985) 249-266.
- [Fey69] R.P.Feynman,
Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).
- [Fis93] S.M.Fisher et al.,
The ADAMO Data System,
Programmers Manual - Version 3.2.
- [Glu63] R.L.Gluckstern,
Nucl. Instr. and Meth. **24**,381 (1963).
- [Gri91] G.Grindhammer,
Monte Carlo Generators for ep Physics,
Physics at HERA, Vol.3, Proc. of Workshop (1991) 1153.
- [Gus86] G.Gustafson,
Phys. Lett. **B175** (1986) 453.
- [Har94] Gerd Hartner,
persönliche Mitteilung.
- [Hoe93] K.C.Hoeger,
Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 43.
- [Hol93] U.Holm (Hrsg.),
The ZEUS Detector, Status Report 1993,
interner Bericht.
- [Ing91] G.Ingelman,
Lepto6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 1366.
- [Jaq79] F.Jaquet, A.Blondel,
An ep facility for Europe,
Proceedings, Hamburg 1979, ed. U.Amaldi.
- [Kle92] K.Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner, 3.Aufl., Stuttgart, 1992.
- [Kwi91] A.Kwiatkowski et al.,
HERACLES, An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes,
Version 4.1,
Physics at HERA, Vol.2, Proc. of Workshop (1991) 1294.
- [Lön91] L.Lönnblad,
Ariadne version 4,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 1440.
- [Loh86] E.Lohrmann,
Hochenergiephysik,
Teubner, 3.Aufl., Stuttgart 1986.

- [Mag91] M.Magnussen et al.,
Generators for Deep Inelastic Scattering,
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of Workshop (1991) 1167.
- [Nac91] O.Nachtmann,
Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte,
Vieweg, 1.Aufl., Braunschweig 1991.
- [Nic94] S.Nickel,
Messung von Reaktionen des geladenen Stromes $ep \rightarrow \nu X$ mit dem ZEUS-Detektor,
Dissertation, in Vorbereitung.
- [Par93] I.H.Park et al. (ZEUS Data Acquisition Group),
ZEUS Contributions to the Real-Time 93 Conference, Vancouver, Canada,
DESY 93-091.
- [Pav93] N.Pavel,
Application of Radiative Correction in Deep Inelastic e-p Scattering,
ZEUS-Note 93-08, interner Bericht.
- [Pav94] N.Pavel,
Semi-inclusive Hadron Distributions in Deep Inelastic Scattering at HERA,
Habilitationsschrift, in Vorbereitung.
- [Per87] D.H.Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
Addison-Wesley, Inc., 3rd edition, 1987.
- [Sax88] D.H.Saxon,
Multicell Drift Chambers,
Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 20-32.
- [Sch88] P.Schmüser,
Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,
(Lecture notes in physics; Vol.295), Springer, 1988.
- [Sha90] D.Shaw et al.,
A Technique for Evaluating Pattern Recognition Performance in Tracking Chambers,
ZEUS-Note 90-101, interner Bericht.
- [Sjö86] T.Sjöstrand,
Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347, *ibid.* 43 (1987) 367.
- [Spi91] H.Spiesberger et al.,
Radiative Corrections at HERA,
Physics at HERA, Vol.2, Proc. of Workshop (1991) 798.
- [TAS89] TASSO Collaboration,
Charged multiplicity distributions and correlations in e^+e^- annihilation at PETRA energies,
Z. Phys. C - Particles and Fields 45, 193-208 (1989).
- [Tho77] W.Thomé et al.
Charged Particle Multiplicity Distributions in pp Collisions at ISR Energies,
Nucl. Phys. **B129** (1977) 365-389.
- [UA84] UA5 Collaboration,
Scaling Violation Favours High Multiplicity Events at 540 GeV CMS Energy,
Phys. Lett. **B138**, (1984) 4.
- [Wol94] G.Wolf,
HERA Physics,
DESY 94-022, Februar 1994.
- [ZEUS93] M.Derrick et al.,
ZEUS Collaboration,
Phys. Lett. **B306** (1993) 173.

Danksagung

Ich möchte die Gelegenheit nutzen, mich bei Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann für die Bereitstellung des interessanten Themas und die anregenden Diskussionen, mit denen er meine Arbeit begleitet hat, zu bedanken.

Mein ganz besonderer Dank geht an Dr. Nikolaj Pavel, der mir, immer wenn es Probleme gab, hilfreich zur Seite stand und mich stets aufs Neue motivieren konnte. Ich habe ihn nicht nur als Betreuer, sondern auch als Menschen sehr schätzen gelernt.

Desweiteren danke ich allen Mitgliedern der ZEUS-Kollaboration, insbesondere Gerd Hartner, für die Unterstützung, die ich von ihnen erfahren habe.

Thomas Stange und Dirk Westphal, sowie allen anderen Diplomanden und Doktoranden bei ZEUS, danke ich für die kreative Arbeitsatmosphäre und manchen Rat, welche mir die Arbeit am DESY äußerst angenehm machten.

Großer Dank gebührt auch meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

