

Interner Bericht
DESY FH1K-94-02
Juni 1994

**Messung der Proton-Strukturfunktion F_2
bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor**

von

T. R. Merz

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

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

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

Messung der Proton-
Strukturfunktion F_2 bei
hohen Impulsüberträgen
mit dem H1-Detektor

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

THOMAS R. MERZ
aus Creglingen

Hamburg 1994

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. V. Blobel
Dr. F. Brasse

Gutachter der Disputation: Dr. F. Brasse
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation: 27. Mai 1994

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

Abstract

This thesis describes the measurement of the structure function F_2 of the proton at high momentum transfer. The data were taken in 1992 with the H1 detector at the HERA electron proton collider (DESY, Hamburg). The electrons were accelerated to 26.7 GeV, the protons to 820 GeV which corresponds to a center of mass energy of almost 300 GeV. The integrated luminosity used for this analysis is 23.8 nb^{-1} . The kinematic range is defined by $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$ where the scattering angle of the electron is greater than 25° . The measured values of F_2 in three bins at $Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$ and two bins at $Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$ agree well with predictions from the DGLAP equations.

In dieser Doktorarbeit wird die Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons bei hohen Impulsüberträgen beschrieben. Die Daten wurden 1992 mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA (DESY, Hamburg) aufgenommen. Die Elektronen wurden auf 26.7 GeV, die Protonen auf 820 GeV beschleunigt, was einer Schwerpunktenenergie von fast 300 GeV entspricht. Die in dieser Analyse verwendete integrierte Luminosität beträgt 23.8 nb^{-1} . Der kinematische Bereich ist mit $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$ definiert, wo der Streuwinkel des Elektrons größer als 25° ist. Die gemessenen Werte von F_2 in drei Bins bei $Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$ und zwei Bins bei $Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$ stimmen gut mit Vorhersagen aus den DGLAP-Gleichungen überein.

Für Sonja Meike

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	7
1 Elektron-Proton-Streuung bei HERA	9
1.1 Physikalisches Programm bei HERA	9
1.2 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung	10
1.2.1 Elektromagnetische Wechselwirkung und kinematische Variablen	10
1.2.2 Protonstrukturfunktionen und F_2	12
1.2.3 Einflüsse der starken Wechselwirkung	14
1.2.4 Elektroschwache Strahlungskorrekturen	16
2 H 1-Detektor	18
2.1 Spurrkammern	18
2.1.1 Zentrale Jet- und Driftkammern	18
2.1.2 Vorwärtsspurrkammern	20
2.1.3 Proportionalkammern	21
2.2 Kalorimeter	21
2.2.1 Flüssig-Argon-Kalorimeter	22
2.2.2 Rückwärtiges warmes Kalorimeter	23
2.2.3 Instrumentiertes Eisen und Myonsystem	23
2.2.4 Vorwärts-Kalorimeter	24
2.3 Weitere Komponenten des H 1-Detektors	24
3 Datennahme und Analysesoftware	26
3.1 Trigger	26
3.2 Rekonstruktion und Analyse	28
3.3 Simulation	30
4 Ereigniseselektion	32
4.1 Ereignisklassen	32
4.2 Klassifikation von Ereignissen mit hohem Q^2	33
4.3 Unerwünschte Ereignisse	35
4.3.1 Kosmische Myonen	37
4.3.2 Strahl-Halo-Myonen	38
4.3.3 Photoproduktion	39
4.3.4 Strahl-Restgas- und Strahlrohrwand-Ereignisse	39

4.3.5	Hochenergetische Photonen	40
4.4	Messung des gestreuten Elektrons	40
4.4.1	Nutzung der Kalorimeterzellen	40
4.4.2	Energieverluste	42
4.4.3	Messung des Streuwinkels	45
4.5	Endgültige Auswahl	45
4.5.1	Selektionskriterien	47
4.5.2	Leistungsfähigkeit der Selektion	53
4.5.3	Kinematischer Bereich nach der Selektion	54
5	Ereigniskinematik	56
5.1	Kalorimetrische Messung der Hadronen	56
5.2	Kombination von Kalorimetern und Spurkammern	58
5.3	Transversalimpuls des Elektrons und der Hadronen	59
5.4	Bestimmung der kinematischen Variablen	60
5.4.1	Verschiedene Berechnungsmethoden	60
5.4.2	In dieser Arbeit verwendete Bestimmungsverfahren	70
6	Bestimmung von F_2	81
6.1	Entfaltung	83
6.2	Vergleich gemessener und simulierter Daten	84
6.3	Trigger-Effizienz	86
6.4	Luminosität und Vertexverteilung	91
6.5	Akzeptanz und Migrationen	92
6.6	QED – Strahlungskorrekturen	97
6.7	Bin-Zentrierungs-Korrektur	98
6.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt	99
6.9	Starke und schwache Wechselwirkung	100
6.10	Protonstrukturfunktion F_2 und Fehlerbetrachtung	102
6.10.1	Ergebnisse	102
6.10.2	Systematische Fehler	106
7	Ausblick	109
	Zusammenfassung	112
A	Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter	114
A.1	Argon Monitor	114
A.2	Simulation der Rauschsignale	116
	Literaturverzeichnis	119
	Danksagung	123

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA	10
1.2	Feynman-Graph der ep -Streuung in 0. Ordnung	11
1.3	Graphen zu den Splitting-Funktionen	14
1.4	Feynmangraphen zur QED-Strahlungskorrektur	17
2.1	H 1-Detektor	19
2.2	Flüssig-Argon-Kalorimeter	23
4.1	Elektronspektren von DIS- und γp -Ereignissen	36
4.2	Anzahl der Hits von Spuren in der CJC	36
4.3	Ein kosmisches Myon	37
4.4	Ein Myon aus dem Protonhalo	38
4.5	Photoproduktionsereignis	39
4.6	Skizze zur Ermittlung der Elektronenergie	41
4.7	Energie in der Nachbarschaft des Elektron-Kandidaten	43
4.8	Selektierte Elektronen in der Nähe der Φ -Lücken	44
4.9	Energieauflösung des Kalorimeters als Funktion von z	45
4.10	Energieauflösung des Kalorimeters im BBE und im CB1	46
4.11	Verhältnis der gemessenen zu den generierten Elektronenergien	47
4.12	Energieauflösung des Kalorimeters nach Korrektur	48
4.13	Winkel und Winkelauflösung des Elektrons	49
4.14	Abstand Cluster zu extrapoliertes Spur	50
4.15	Cluster-Parameter EM und $H4$	51
4.16	Cluster-Parameter $K0$	52
4.17	Kinematischer Bereich nach der Selektion	54
4.18	Ein Ereignis des neutralen Stroms	55
5.1	Hadronisches Impulsspektrum in den Spurkammern	57
5.2	p_T -Vergleich, kalorimetrisch	61
5.3	p_T -Vergleich, kombiniert	62
5.4	p_T -Verhältnisse, simuliert und gemessen	63
5.5	Rekonstruktion des Impulsübertrags Q^2	66
5.6	Rekonstruktion von Björken- x	68
5.7	Rekonstruktion von y	69
5.8	Q^2 und x nach der modifizierten Doppel-Winkel-Methode	71
5.9	Auflösung von $Q^2(e^-$ und Doppel-Winkel)	72

5.10	Auflösung von $x(e^-)$	73
5.11	Auflösung von x , verschiedene Verfahren	74
5.12	Auflösung von $y(e^-)$	75
5.13	Auflösung von y , verschiedene Methoden	76
5.14	Auflösung von x , Σ -Methode	77
5.15	Vergleich von x für simulierte und gemessene Daten	78
5.16	Vergleich von y für simulierte und gemessene Daten	79
5.17	Vergleich von Q^2 für simulierte und gemessene Daten	80
6.1	Selektierte Ereignisse in der kinematischen Ebene mit Binning	82
6.2	Streuwinkel und Energie des Elektrons	85
6.3	Spektrum von Q^2 und x	85
6.4	$\Sigma E - p_z$ und Vertexverteilung	86
6.5	Hadronischer Energiefluß als Funktion der Rapidität	87
6.6	Getriggerte und nicht getriggerte Ereignisse in der kinematischen Ebene	88
6.7	Triggerakzeptanz als Funktion der Elektron-Energie	89
6.8	Triggerakzeptanz in den Bins	90
6.9	Vertexverteilung (schematisch)	92
6.10	Migration und Akzeptanz nach Cuts	93
6.11	Detektorakzeptanz	95
6.12	Migrationen in der kinematischen Ebene	96
6.13	Totale Akzeptanz	97
6.14	Differentieller Wirkungsquerschnitt	100
6.15	F_2 : Vergleich der gemischten und der Elektron-Rekonstruktion	103
6.16	$F_2^{em}(x)$	104
6.17	$F_2^{em}(Q^2)$	107
7.1	Ereignis des neutralen Stroms mit $Q^2 \simeq 11000 \text{ GeV}^2$	110
7.2	Ereignis des geladenen Stroms	111
A.1	Ladungsmittelwert einiger LAC-Kanäle	116
A.2	Häufigkeitsverteilung der Kanäle über 4σ	117

Tabellenverzeichnis

3.1	Einige Trigger im Überblick	27
4.1	Verluste von Ereignissen durch die Selektion	53
6.1	Kinematische Selektionsschnitte	81
6.2	Bingrenzen und Anzahl Ereignisse pro Bin	83
6.3	Akzeptanz nach Cuts	94
6.4	Migration	95
6.5	QCD-Korrektur R_{QCD}	101
6.6	Protonstrukturfunktion F_2	105
6.7	Systematische Fehler	108

Einleitung

Seit Rutherford im Jahre 1911 durch die Streuung von α -Teilchen an Metallfolien den Atomkern entdeckte, sind unzählige Streuexperimente zur weiteren Erforschung der Materie durchgeführt worden. Dabei konnte zu immer kleineren Strukturen vorgestoßen werden, was letztendlich zum heute bewährten „Standardmodell“ führte. In diesem Modell ist die Materie aus sechs Leptonen

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

und sechs Quarks

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

mit ihren jeweiligen Antiteilchen aufgebaut. Die Wechselwirkung dieser Teilchen untereinander wird durch den Austausch von sogenannten Eichbosonen beschrieben. Die elektroschwache Kraft wird durch das masselose Photon, bzw. die massiven Teilchen Z^0 , W^- und W^+ ausgeübt, während die starke Wechselwirkung, die nur die Quarks erfahren, durch Gluonen übertragen wird. Dieses Modell beschreibt erstaunlich gut alle bisher bekannten Phänomene in der Elementarteilchenphysik, obwohl es die Massen der Teilchen nicht vorhersagen kann, so daß diese als Parameter in die Theorie eingehen müssen. Neben der Suche nach Phänomenen, die das Standardmodell nicht beschreiben kann, liegt bei HERA der Schwerpunkt der Forschungen auf den Eigenschaften der starken Wechselwirkung, die theoretisch nur mit komplizierten Näherungsrechnungen zugänglich sind, und der schwachen Wechselwirkung, dessen Parameter z. B. von der Masse der Eichbosonen abhängen. Ein weiterer Schwerpunkt bildet die Erforschung der Photonstruktur, die dadurch möglich ist, daß kollinear zum Elektron abgestrahlte Photonen ebenfalls mit den Protonen wechselwirken können (Photoproduktion).

Bei HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) werden im Gegensatz zu den bisherigen Fixed-Target-Experimenten¹ erstmals Protonen auf eine Energie von 820 GeV und Elektronen gegenläufig auf eine Energie von 26.7 GeV beschleunigt, so daß Streuprozesse mit einer Schwerpunktenenergie von fast 300 GeV möglich sind. Diese Anlage setzt die Tradition der Lepton-Nukleon-Streuung zahlreicher Experimente fort und erweitert gleichzeitig den bisher zugänglichen kinematischen Bereich um Größenordnungen, sowohl zu hohen quadratischen Impulsüberträgen als auch zu Bereichen kleiner Björken- x . Dabei können die punktförmigen Elektronen die Struktur des Protons

¹*Fixed Target* (feststehendes Ziel) bedeutet, daß die Leptonen auf ruhende Nukleonen geschossen werden.

mit einer Auflösung von bis zu 10^{-18} m abtasten. Zum physikalischen Programm bei HERA gehört die Bestimmung der sogenannten Strukturfunktionen. Die Messung der Protonstrukturfunktionen bildet die Grundlage für die Bestimmung der Quark- und Antiquarkdichteverteilungen sowie des Gluonanteils im Proton.

In dieser Arbeit wird mit den beim Experiment H1 im Herbst 1992 genommenen Daten eine erste Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei Ereignissen mit hohen quadratischen Impulsüberträgen vorgestellt. Für den in dieser Arbeit untersuchten kinematischen Bereich liefert die Funktion F_2 , die sich auf die elektromagnetische Wechselwirkung bezieht, den weitaus größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuprozesse. Vorläufige Resultate dieser Arbeit wurden bereits in [Ro93a] gezeigt.

In Kapitel 1 wird auf einige theoretische Aspekte eingegangen, während in Kapitel 2 und 3 die technischen Voraussetzungen, nämlich der Detektor und die Datennahme, kurz umrissen werden. Ein wichtiger Abschnitt (Kapitel 4) beschreibt die Selektion der gewünschten Daten. Es werden die wichtigsten Untergrundklassen und die Auswahlprozedur diskutiert. Die Rekonstruktion der Kinematik, die für die Analyse notwendig ist, wird in Kapitel 5 behandelt. Dabei werden verschiedene Verfahren vorgestellt und die jeweiligen Vor- und Nachteile beschrieben. Schließlich werden die Ergebnisse in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert, nachdem die notwendigen Analyseschritte behandelt wurden.

Im Anhang werden Maßnahmen zur Überwachung des elektronischen Rauschens im Flüssig-Argon-Kalorimeter sowie dessen Simulation bei der Rekonstruktion von Monte-Carlo-Daten erläutert.

Kapitel 1

Elektron-Proton-Streuung bei HERA

1.1 Physikalisches Programm bei HERA

Bei HERA ist die Kollision von Elektronen und Protonen bei einer Schwerpunktennergie von fast 300 GeV möglich. Dies eröffnet die Möglichkeit zur Messung von Elektron-Proton-Streuprozessen, bei denen der kinematisch zugängliche Bereich um mehrere Größenordnungen, verglichen mit bisherigen Experimenten mit ruhenden Protonen, erweitert ist (siehe Abbildung 1.1). Zum Forschungsprogramm gehören vor allem

- Proton-Strukturfunktionen
- QCD-Effekte bei kleinem Björken- x (Gluondichte, longitudinale Strukturfunktion, ...)
- Jets und hadronischer Energiefluß
- Struktur des Protonspins
- Photoproduktion und Photonstruktur
- Schwere Quarks
- Parameter der schwachen Wechselwirkung
- Phänomene außerhalb des Standardmodells (Leptoquarks und -gluonen, neue oder angeregte Leptonen, ...)

Die Proton-Strukturfunktionen beschreiben die Substruktur des Protons. Dem Thema dieser Arbeit entsprechend, wird im Folgenden auf die wichtigsten theoretischen Aspekte der Strukturfunktionen eingegangen.

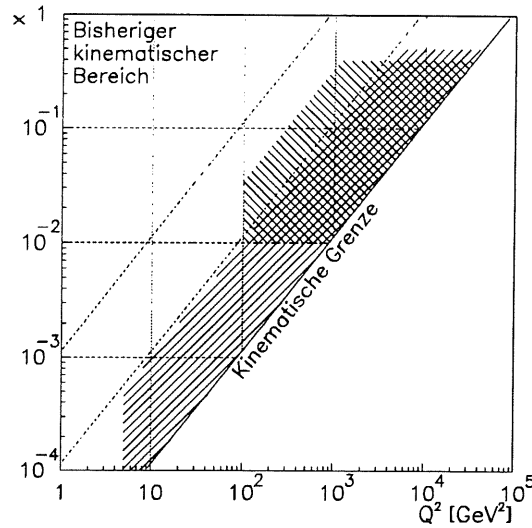


Abbildung 1.1: Kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA (nach [Fe87]). Die schraffierten Felder überdecken den kinematischen Bereich, in denen die systematischen Fehler unter 10% bleiben (mit der Messung des Elektrons /// bzw. des hadronischen Flusses \\).

1.2 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

1.2.1 Elektromagnetische Wechselwirkung und kinematische Variablen

Streut man Elektronen (oder allgemeiner Leptonen) an Protonen (Nukleonen), findet ein Impulsübertrag durch ein virtuelles Photon (Boson) zwischen beiden Teilchen statt. Der relevante Feynmangraph ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Mißt man in einem Fixed-Target-Experiment z. B. die Energie E' oder $\nu = E - E'$ und den Winkel θ_e des gestreuten Elektrons, kann der differentielle Wirkungsquerschnitt durch die elektromagnetischen Formfaktoren W_1 und W_2 ausgedrückt werden [Ro90]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\cos\theta_e dE'} = \frac{2\pi\alpha^2}{4EE'\sin^4\frac{\theta_e}{2}} \left(2\sin^2\frac{\theta_e}{2}W_1 + \cos^2\frac{\theta_e}{2}W_2 \right) \quad (1.1)$$

E ist die Energie des Elektrons vor dem Stoß. Dabei bezieht sich W_1 auf die magnetische, W_2 auf die elektrische Kopplung an das Proton bzw. die Komponenten des Protons.

Es hat sich als nützlich erwiesen, den Wirkungsquerschnitt in allgemeineren Lorentz-invarianten Variablen anzugeben. So werden auch in dieser Arbeit die Variablen Q^2 , x , y und s verwendet:

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \quad (1.2)$$

$$x = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \quad (1.3)$$

$$y = \frac{Q^2}{P \cdot q} \quad (1.4)$$

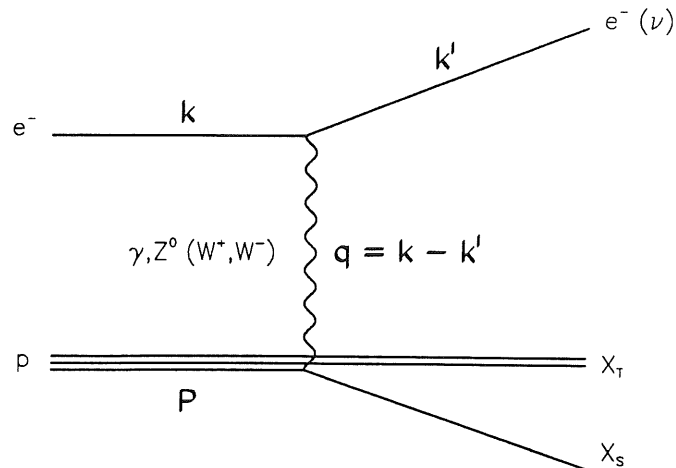


Abbildung 1.2: Der Feynman-Graph der ep -Streuung $e + p \rightarrow e(\nu) + X_S + X_T$ in 0. Ordnung (Beitrag zum Bornschen Wirkungsquerschnitt). Das einlaufende Elektron e^- mit Impuls k wechselwirkt mit einem Quark im Proton p mit Impuls P über ein Austauscheteilchen γ, Z^0, W^\pm . Dabei wird ein Impuls q übertragen. Im Falle des neutralen Stroms (γ, Z^0) bleibt das Elektron erhalten, der geladene Strom (W^\pm) wandelt es in ein Neutrino (ν) um. Das gestreute Quark fragmentiert nach dem Stoß in Hadronen und bildet den Stromjet (X_S), während der Protonrest den Targetjet (X_T) erzeugt.

$$s = (k + P)^2 \quad (1.5)$$

Dabei ist Q^2 der (positive) quadratische Impulsübertrag und s das Quadrat der Schwerpunktenenergie. Die Variable x beschreibt den relativen Anteil des Protonimpulses, der an der Wechselwirkung beteiligt ist, y gibt im Ruhesystem des Protons den relativen Energieverlust des gestreuten Elektrons an. Zur vollständigen Beschreibung der Kinematik genügen drei voneinander unabhängige Größen (z. B. Q^2 , x und s). Es bleibt zwar immer noch ein Freiheitsgrad übrig, nämlich der Azimutwinkel des gestreuten Elektrons, doch dieser spielt für die Strukturfunktionen keine Rolle.

Ende der sechziger Jahre konnten erstmals am SLAC (*Stanford linear accelerator*) Substrukturen im Proton nachgewiesen werden [Bl69, Br69]. Man beobachtete für das Auftreten großer Elektron-Streuwinkel eine wesentlich höhere Wahrscheinlichkeit als erwartet. Weiterhin zeigte sich, daß bei wachsendem Q^2 die Strukturfunktionen annähernd konstant bleiben. Diese Beobachtungen konnten mit dem Parton-Modell durch die Elektronstreuung an punktförmigen Konstituenten (Quarks) des Protons erklärt werden. Björken hatte das Skalenverhalten schon vorhergesagt [Bj69]. Dies bedeutet, daß im Limes $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$ bei festem Q^2/ν die Strukturfunktionen nur noch von $x = Q^2/2M\nu$, der Björken-Skalenvariablen, abhängen:

$$\begin{aligned} W_1(\nu, Q^2) &\longrightarrow F_1(x) \\ \frac{\nu}{M} W_2(\nu, Q^2) &\longrightarrow F_2(x) \end{aligned}$$

mit M , der Masse des Protons. Wenn die Partonen Spin 0 hätten, wäre $F_1 = 0$, da Spin 0-Teilchen kein magnetisches Moment besitzen. Für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen gilt hingegen

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (1.6)$$

Diese *Callan-Gross-Relation* [Ca69] wurde am SLAC bestätigt und zeigte, daß die Partonen Spin $\frac{1}{2}$ besitzen. Außerdem bedeutet diese Gleichung, daß der Wirkungsquerschnitt σ_L für longitudinal polarisierte Austauschphotonen verschwindet.

Bei HERA, mehr als 20 Jahre nach diesen wichtigen Entdeckungen, werden so hohe Energien und damit Impulsüberträge erreicht, daß die Beiträge der schwachen Wechselwirkung nicht länger vernachlässigt werden können. In der elektroschwachen Theorie wird die Wechselwirkung durch den Austausch von vier Eichbosonen (γ, Z^0, W^+, W^-) beschrieben. Photon und Z^0 bilden Ereignisse des neutralen Stroms, W^\pm analog dazu die des geladenen Stroms. Im Falle des geladenen Stroms geht ein einlaufendes Elektron in ein Neutrino über, das unbeobachtbar bleibt. Bei den HERA-Detektoren ist es über die Messung des hadronischen Flusses möglich, auch diese Prozesse auszuwerten. Im Falle des neutralen Stroms entstehen dadurch zusätzliche Meßmöglichkeiten der Kinematik von Ereignissen. Für die Messung von F_2 werden Ereignisse des neutralen Stroms verwendet, für die im nächsten Abschnitt die Zusammenhänge zwischen verschiedenen Strukturfunktionen und der elektroschwachen Wechselwirkung hergestellt werden.

1.2.2 Protonstrukturfunktionen und F_2

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann mit drei generalisierten Strukturfunktionen $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_2, \mathcal{F}_3$ beschrieben werden [Kl84, De73]

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(e^\mp p) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(xy^2\mathcal{F}_1 + (1-y)\mathcal{F}_2 \pm y\left(1 - \frac{y}{2}\right)x\mathcal{F}_3 \right). \quad (1.7)$$

Ersetzt man das Elektron e^- durch ein Positron e^+ , wechselt das Vorzeichen für \mathcal{F}_3 , wodurch sich $\mathcal{F}_{1,2}$ von \mathcal{F}_3 trennen läßt, streut man auch Positronen an Protonen. Im Quark-Parton-Modell lassen sich die Strukturfunktionen als Summe der Quark- und Antiquarkdichten interpretieren, die einen Impuls von xP besitzen:

$$\mathcal{F}_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{f=1}^{N_f} A_f [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)], \quad (1.8)$$

$$\mathcal{F}_2(x, Q^2) = x \sum_{f=1}^{N_f} A_f [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)], \quad (1.9)$$

$$x\mathcal{F}_3(x, Q^2) = x \sum_{f=1}^{N_f} B_f [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)]. \quad (1.10)$$

Die Summe läuft über alle Quarksorten f . Die Kopplungen A_f und B_f lassen sich aus den Gleichungen 1.11 bis 1.17 ableiten. In diesem Modell ist die Callan-Gross-Relation zwischen \mathcal{F}_1 und \mathcal{F}_2 direkt ablesbar.

Man kann die Funktionen \mathcal{F}_1 bis \mathcal{F}_3 in acht Strukturfunktionen aufspalten, so daß der elektromagnetische γ -Austausch (F_i), der Beitrag durch die γZ^0 -Interferenz (G_i) und der ausschließlich schwache Beitrag durch den Z^0 -Austausch (H_i) jeweils getrennt beschrieben wird:

$$\mathcal{F}_1^\mp = F_1 + \kappa_Z(-v_e \pm \lambda a_e)G_1 + \kappa_Z^2(v_e^2 + a_e^2 \mp 2\lambda a_e v_e)H_1 \quad (1.11)$$

$$\mathcal{F}_2^\mp = F_2 + \kappa_Z(-v_e \pm \lambda a_e)G_2 + \kappa_Z^2(v_e^2 + a_e^2 \mp 2\lambda a_e v_e)H_2 \quad (1.12)$$

$$x\mathcal{F}_3^\mp = \kappa_Z(\mp a_e + \lambda v_e)xG_3 + \kappa_Z^2(-\lambda(v_e^2 + a_e^2) \pm 2a_e v_e)xH_3 \quad (1.13)$$

Dabei sind a_e und v_e die Axial- und Vektorkopplung des Elektrons, λ gibt die longitudinale Polarisation des Elektrons an. κ_Z ist ein Faktor, der den Z^0 -Propagator enthält

$$\kappa_Z = \frac{Q^2}{(Q^2 + M_{Z^0}^2) \sin^2 2\theta_W} \quad (1.14)$$

mit dem Weinbergwinkel θ_W und der Masse M_{Z^0} des Z^0 -Bosons. Der entsprechende Faktor mit dem Photon-Propagator ist in dieser Schreibweise identisch 1 und taucht daher nicht auf. Die Gleichungen 1.8 bis 1.10 lauten nun:

$$[F_1, G_1, H_1] = \frac{1}{2} \sum_{f=1}^{N_f} [e_f^2, 2e_f v_f, v_f^2 + a_f^2] [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.15)$$

$$[F_2, G_2, H_2] = x \sum_{f=1}^{N_f} [e_f^2, 2e_f v_f, v_f^2 + a_f^2] [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.16)$$

$$[xG_3, xH_3] = x \sum_{f=1}^{N_f} [2e_f a_f, 2v_f a_f] [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.17)$$

Die Axial- und Vektorkopplungen eines Fermions f lauten

$$a_f = T_{3f} \quad (1.18)$$

$$v_f = T_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W, \quad (1.19)$$

wobei T_{3f} den schwachen Isospin und e_f die elektrische Ladung angibt. Für linkshändige geladene Leptonen und d, s, b -Quarks gilt $T_3 = -\frac{1}{2}$, für u, c, t -Quarks ist $T_3 = +\frac{1}{2}$. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der longitudinalen Elektronpolarisation eröffnet weitere Möglichkeiten zur Messung einzelner Strukturfunktionen, da bei bestimmten Polarisationsgraden das Verschwinden bestimmter Beiträge einzelner Funktionen genutzt werden kann [Kl84]¹.

Die Strukturfunktionen G_i und H_i sind bei kleinen Impulsüberträgen durch den Bosonpropagator unterdrückt, so daß F_1 bzw. F_2 stark dominierend den Wirkungsquerschnitt beschreiben. Doch bei $Q^2 \approx 1000 \text{ GeV}^2$ trägt die γZ^0 -Interferenz im Vergleich zum Photonpropagator schon über 10% bei. Allerdings vermindert der kinematische Term $y - y^2/2$ und die Differenz der Quark- und Antiquarkdichten in der Beschreibung von \mathcal{F}_3 das Gewicht auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt um einen weiteren Faktor von etwa 5 bis 10. Bei größeren quadratischen Impulsüberträgen beginnt man aber

¹Longitudinale Polarisation ist allerdings nur mit Spinrotatoren zu erreichen.

neben F_2 auch xG_3 zu sehen. Die anderen Strukturfunktionen haben wegen der Vektor-kopplung bzw. des quadratischen Propagators im Vergleich noch einen kleinen Einfluß. Ab $Q^2 \approx 20\,000 \text{ GeV}^2$ dominiert jedoch endgültig die schwache Wechselwirkung.

1.2.3 Einflüsse der starken Wechselwirkung

Das oben erwähnte Quark-Parton-Modell gilt streng nur für freie Quarks ohne Wechselwirkung untereinander. Dies ist näherungsweise für hohe Impulsüberträge richtig (*asymptotic freedom*). Genauere Messungen der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen zeigten bald eine Verletzung des Skalenverhaltens [Fo74]. Die Messungen in den siebziger Jahren trugen viel zur Etablierung der Quantenchromodynamik (QCD) bei. Tatsächlich stehen die Quarks untereinander mittels der starken Wechselwirkung in Verbindung. In der QCD wird diese Wechselwirkung durch den Austausch von elektrisch neutralen Gluonen mit Spin 1 beschrieben. Die starke Wechselwirkung koppelt ausschließlich an eine Ladung, die in drei verschiedenen „Farben“ vorkommt. Sowohl die Quarks als auch die Gluonen tragen diese Farbladung, was insbesondere bedeutet, daß auch Gluonen untereinander wechselwirken können.

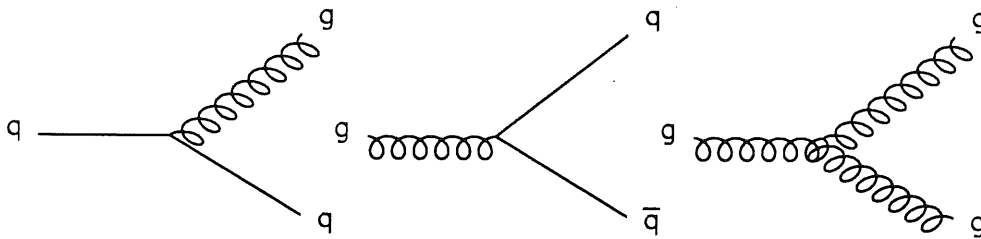


Abbildung 1.3: Feynmangraphen zur Definition der *Splitting*-Funktionen P . Ein Quark kann ein Gluon abstrahlen (P_{qq}), ein Gluon kann ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen (P_{qg}) oder ein Gluon zerfällt in zwei weitere (P_{gg}).

Die Partondichte, die mit der „Elektronsonde“ abgetastet wird, erfährt durch die Gegenwart der Gluonen eine Modifikation. Die wichtigsten zugrundeliegenden Prozesse sind in Abbildung 1.3 abgebildet. Anschaulich gesehen bedeutet wachsender Impulsübertrag eine bessere Auflösung der Strukturen, die durch Quark-Gluon-Prozesse gegeben sind. Angenommen x ist groß (etwa $x > 0.3$), so führt die Gluonabstrahlung bei wachsendem Q^2 zu einer sinkenden Partondichte bzw. F_2 , da die Dissoziation der Quarks in Gluonen „sichtbarer“ wird. Andererseits werden bei kleinem x durch die vorhandenen Gluonen Quark-Antiquark-Paare erzeugt, was die Quarkdichte bei wachsendem Q^2 erhöht. Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi [Al77, Gr72] haben eine störungstheoretische Näherungsrechnung entwickelt (DGLAP), die auf den Feynmangraphen in Abbildung 1.3 basiert. Die dort eingesetzten *Splitting*-Funktionen beschreiben die Wahrscheinlichkeit, daß

- ein Quark ein Gluon abstrahlt und in ein Quark übergeht (P_{qq}),

- ein Gluon in ein Quark und Antiquark annihiliert (P_{gq}) und
- ein Gluon in zwei weitere Gluonen zerfällt (P_{gg}).

Die explizit ausgeschriebenen Splitting-Funktionen sind z. B. in [Ro90] zu finden. Die Entwicklung in der Variablen $t := \ln(Q^2/Q_0^2)$ an einem Normierungspunkt Q_0^2 lautet dann

$$\frac{dq_i}{dt}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{du}{u} \left[\sum_{j=1}^{2N_f} q_j(u, t) P_{qj} \left(\frac{x}{u} \right) + g(u, t) P_{gq} \left(\frac{x}{u} \right) \right] \quad (1.20)$$

$$\frac{dg}{dt}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{du}{u} \left[\sum_{j=1}^{2N_f} q_j(u, t) P_{gq} \left(\frac{x}{u} \right) + g(u, t) P_{gg} \left(\frac{x}{u} \right) \right] \quad (1.21)$$

mit α_s der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, q der Quarkdichte und g der Gluondichte. Diese *Leading-Logarithm*-Approximation gilt in den Bereichen

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &\ll 1 \\ \alpha_s(Q^2) \ln(Q^2/Q_0^2) &\approx 1 \\ \alpha_s(Q^2) \ln(1/x) &\ll 1 \end{aligned}$$

also vornehmlich bei großen x (etwa $x > 0.01$).

Begibt man sich in den bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich kleiner x , müssen höhere Ordnungen in α_s berücksichtigt werden (*Next-to-Leading-Order*-Approximation, NLO). Es zeigt sich, daß bei kleinen x die Einflüsse der Gluondichte so groß werden, daß die Strukturfunktionen fast nur noch von der Gluondichte abhängen. So wird die Wechselwirkung dort durch Pomeron-Austausch, im Parton-Modell als farbneutrale „Gluonleiter“ vorstellbar, bewirkt. Verschiedene Modelle kommen zu unterschiedlichem Verhalten der Strukturfunktionen bei kleinen x . Im *Regge*-Schema verhält sich die Gluondichte fast konstant in x [Ku77]

$$\lim_{x \rightarrow 0} xg(x, Q^2) \approx \text{const}, \quad (1.22)$$

während die Lösung der BFKL-Gleichung (Balitsky, Fadin, Kuraev und Lipatov [Ku75]) ein steiles Ansteigen der Gluondichte im Bereich kleiner x vorhersagt [Ba78]

$$\lim_{x \rightarrow 0} xg(x, Q^2) \propto \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (1.23)$$

Viele Theorien beschäftigen sich mit dem Verhalten bei kleinen x , so daß die Messung der Strukturfunktionen in diesem Bereich ein interessantes Thema bei HERA darstellt.

Die zunehmende Gluondichte bei kleinem x läßt den longitudinalen Wirkungsquerschnitt ungleich 0 werden, d. h. die Callan-Gross-Relation wird verletzt. Nach Altarelli und Martinelli [Al78] läßt sich die longitudinale Strukturfunktion F_L störungstheoretisch in NLO berechnen. Wenn man das Verhältnis des longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitts mit $R = \sigma_L/\sigma_T$ bezeichnet, kann man folgende Beziehung aufstellen

$$R(x, Q^2) = \frac{\mathcal{F}_L(x, Q^2)}{2x\mathcal{F}_1(x, Q^2)}. \quad (1.24)$$

Zusammen mit der Definition der longitudinalen Strukturfunktion

$$\mathcal{F}_L(x, Q^2) = \mathcal{F}_2(x, Q^2) - 2x\mathcal{F}_1(x, Q^2) \quad (1.25)$$

kann dann Gleichung 1.7 modifiziert werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(e^\mp p) = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(\left(1 - y + \frac{\frac{1}{2}y^2}{1+R} \right) \mathcal{F}_2 \pm y \left(1 - \frac{y}{2} \right) x \mathcal{F}_3 \right) \quad (1.26)$$

Die Messung von R ist offensichtlich möglich, wenn ep -Streuung bei verschiedenen Schwerpunktenenergien durchgeführt wird. Damit erreicht man bei gegebenen x und Q^2 verschiedene y -Werte.

In dieser Arbeit wird die Messung von F_2 bei großen quadratischen Impulsüberträgen erläutert. Diese Region bei hohen x gilt als theoretisch relativ gesichert. HERA erlaubt nun erstmals die theoretischen Vorhersagen bei hohen Q^2 zu überprüfen.

1.2.4 Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Die bislang aufgeführten Gleichungen, die die Strukturfunktionen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt verknüpfen, beziehen sich auf den Streuprozess nullter Ordnung nach Abbildung 1.2 (*Bornscher Wirkungsquerschnitt*). Der meßbare differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \rightarrow eX$ ist aber gegeben durch [Bl91]:

$$\frac{d^2\sigma_{tot}}{dx dQ^2} = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} + \frac{\alpha}{2\pi} \frac{d^2\sigma_1}{dx dQ^2} + \mathcal{O}(\alpha^2) + \dots \quad (1.27)$$

Hier beschreibt $d^2\sigma/dx dQ^2$ den Bornschen Wirkungsquerschnitt; die anderen Terme benennen die elektroschwachen Strahlungsbeiträge. In Abbildung 1.4 sind die QED-Graphen erster Ordnung abgebildet. Um den gemessenen Wirkungsquerschnitt auf den Bornschen Wirkungsquerschnitt zu reduzieren, sind Strahlungskorrekturen durchzuführen. Der dominierende Einfluß kommt dabei von reell abgestrahlten Photonen auf der Elektronenseite. Wird ein Photon *vor* dem eigentlichen Streuprozess emittiert, verringert sich die Elektronenergie um der des Photons, so daß die Streuung bei einer geringeren Schwerpunktenenergie stattfindet (*initial state radiation*). Der gleiche Effekt tritt ein, wenn ein Photon vor dem Stoß abgestrahlt und danach wieder vom Elektron absorbiert wird (Vertex-Korrektur). Die Abstrahlung eines Photons *nach* dem Streuprozess (*final state radiation*) beeinflusst nicht die eigentliche Streuung, kann aber, falls das Photon bei der Messung nicht berücksichtigt wird, zu Fehlern bei der Ereignisrekonstruktion führen. Diese Prozesse können je nach der Rekonstruktionsmethode sehr große Korrekturen erfordern, welche etwa bei großen y einige 10% bis über 100% ausmachen können [Sp91].

Sehr viel kleiner in ihren Auswirkungen sind dagegen die Box-Diagramme und die Strahlungsprozesse am Quark. Durch die drittelzahligen Ladungen der Quarks treten diese seltener auf. Noch kleinere Effekte sind von den hier nicht abgebildeten schwachen Strahlungsprozessen, z. B. die schwache Lepton- bzw. Quark-Vertexkorrektur u. a. zu erwarten. Diese Korrekturen betragen bei HERA allenfalls einige Promille [Sp91].

Durch die Meßmöglichkeit des hadronischen Flusses bei den HERA-Detektoren können durch geschickte Kombination der gemessenen Größen die Strahlungskorrekturen reduziert oder gar ganz überflüssig gemacht werden (siehe Kapitel 5).

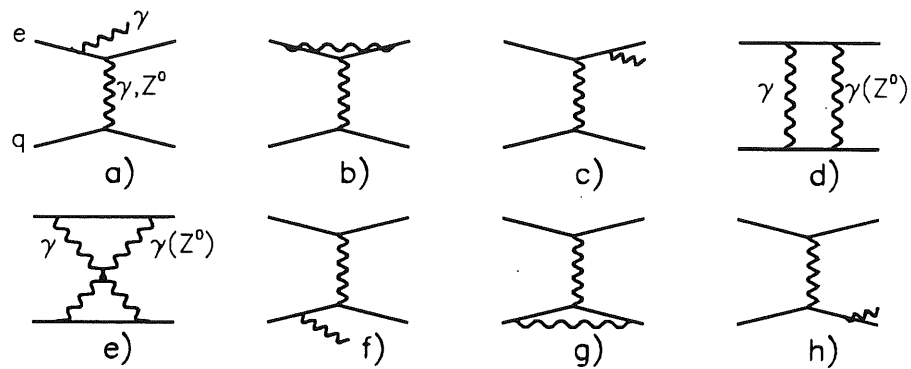


Abbildung 1.4: Feynmangraphen zur QED-Strahlungskorrektur. Die Strahlung von der Leptonseite kann in *initial state*- a), die Lepton-Vertex-Korrektur b), sowie *final state*-Strahlung c) unterteilt werden. Auf der Quarkseite ist die QED-Strahlung entsprechend in f),g),h) unterscheidbar. Die Box-Diagramme d) und e) beschreiben den zusätzlichen Austausch eines weiteren Photons (Z^0).

Kapitel 2

H 1-Detektor

Der H 1-Detektor [Br92] ist so konstruiert, daß so weit wie möglich der gesamte Raumwinkelbereich für die Teilchenerfassung abgedeckt ist (4π -Detektor). Wegen der ungleichen Strahlenergien von Elektronen (26.7 GeV) und Protonen (820 GeV) sind die Detektor-Komponenten so aufgebaut, daß der bevorzugt in Vorwärtsrichtung (Proton-Richtung) resultierende Energiefluß adäquat berücksichtigt wird. Abbildung 2.1 zeigt den Detektor in räumlicher Darstellung. Um das Strahlrohr sind die einzelnen Detektor-Komponenten angeordnet, die in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt werden. Eine detaillierte Darstellung des H 1-Detektors ist in [H193b] zu finden. Die angegebenen Zahlenwerte sind ebenfalls dort entnommen. Die z -Achse des Koordinatensystems bei H 1 ist in der Richtung des Protonstrahls definiert. Der Koordinatenursprung ist auf den nominellen Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen gelegt.

2.1 Spurkammern

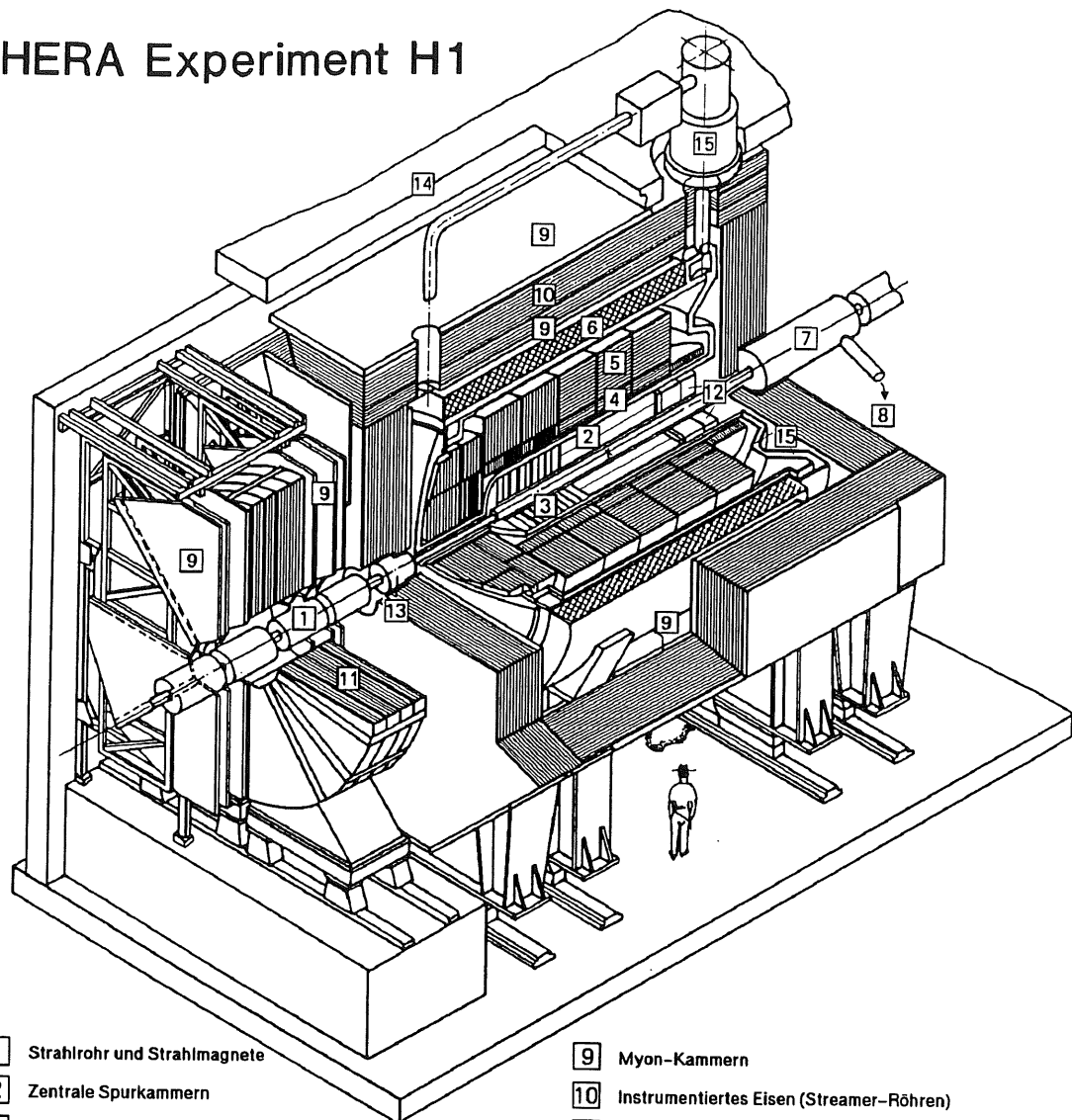
Die Messung von Spuren geladener Teilchen wird mit zwei unterschiedlich ausgelegten Spurkammersystemen vorgenommen. Die zentralen Spurkammern (CTD für *Central Tracking Device*) decken einen Winkelbereich ϑ zwischen ca. 25° und 155° ab, während die Vorwärtsspurkammern (FTD für *Forward Tracking Device*) den Bereich zwischen ca. 5° und 25° erfassen. Die rückwärtige Proportionalkammer erschließt den Meßbereich über 155° bis zu etwa 175° . Das Spurkammersystem ist so entworfen worden, daß Teilchenbündel (Jets) mit hoher Teilchendichte rekonstruiert und der Impuls von isolierten geladenen Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 \approx 0.003 \text{ GeV}^{-1}$, der Polarwinkel mit $\sigma_\theta \approx 1 \text{ mrad}$ gemessen werden kann.

2.1.1 Zentrale Jet- und Driftkammern

Die zentralen Kammern CTD setzen sich aus einer inneren und einer äußeren Jet-Kammer (CJC1, CJC2 für *Central Jet Chamber*), einer inneren und einer äußeren z -Driftkammer (CIZ, COZ für *Central Inner/Outer Z-drift chamber*) und Proportionalkammern für das Triggersystem zusammen.

Die CJC1 (CJC2) ist in 30 (60) Zellen unterteilt, in denen je 24 (32) Signaldrähte, 50 (66) Potentialdrähte, 10 (10) feldstabilisierende Drähte und 49 (65) Kathodendrähte

HERA Experiment H1



- | | |
|--|--|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig Argon Kryostat und -Versorgung |
| 8 Helium Kälteanlage | |

Abbildung 2.1: Der H1-Detektor in dreidimensionaler Darstellung. Einige Komponenten sind im Text erläutert.

jeweils in Strahlrichtung (z -Richtung) gespannt sind. Als Driftgas fand 1992 eine Mischung aus Argon, Kohlendioxid und Methan (89.5% : 9.5% : 1.0%) Verwendung. Ab 1993 wurde eine Mischung von Argon und Ethan im Verhältnis 1 : 1 eingesetzt. Die Zellen der Jetkammern sind um 30° gekippt, so daß die Ionisationselektronen im Magnetfeld senkrecht zu Spuren hohen Impulses driften. Damit wird die Spurauflösung optimiert und die Erkennung von Spiegelspuren erleichtert. Mit den Signalen der Jetkammern wird auch der Teilchenursprung in der $r\phi$ -Ebene (DCA für *Distance of Closest Approach*) ermittelt. Mit beiden Kammern werden folgende Auflösungen erreicht:

$$\begin{aligned}\sigma_{r\phi} &= 170 \mu\text{m} (0.1^\circ) \\ \sigma_z &= 2.2 \text{ cm} (1.2^\circ) \\ \sigma_{DCA} &= 420 \mu\text{m} \\ \text{Doppelspurauflösung in } r\phi &= 2 \text{ mm}\end{aligned}$$

Zur Verbesserung der Auflösung in der z -Koordinate (bzw. des Polarwinkels) dienen die z -Kammern. Die CIZ ist noch vor der CJC1 um das Strahlrohr angeordnet, während sich die COZ zwischen CJC1 und CJC2 befindet. Die Drähte verlaufen so, daß sich eine optimale und vom Spurwinkel unabhängige Ortsauflösung in der z -Koordinate ergibt. Mit extrapolierten Spuren aus den CJC-Kammern ergeben sich folgende Auflösungen für die CIZ (COZ):

$$\begin{aligned}\sigma_z &= 260 \mu\text{m} (200 \mu\text{m}) \\ \text{Doppelspurauflösung in } z &= 4.6 \text{ mm} (3.5 \text{ mm}) \\ \sigma_\phi &= 8.6^\circ (7.2^\circ)\end{aligned}$$

2.1.2 Vorwärtsspurkammern

Die Vorwärtsspurkammern FTD bestehen aus drei nahezu gleichen sogenannten Supermodulen. Jedes Supermodul ist (in Richtung positivem z) aus einer planaren Driftkammer (PDC für *Planar Drift Chamber*), einer zweilagigen Vieldrahtproportionalkammer (FWPC für *Forward Proportional Chamber*), einem Übergangsstrahlungsmodul (TR für *Transition Radiator*) und einer radialen Driftkammer (RDC für *Radial Drift Chamber*) zusammengesetzt. Die PDC enthält drei Schichten mit je 32 parallel verlaufenden quaderförmigen Zellen. Die Orientierung der Zellen einer Schicht in der PDC ist gegen die der anderen um jeweils 60° gedreht, um die Ortsauflösung zu verbessern. Die RDC enthält 48 Zellen, die wie Tortenstücke symmetrisch in ϕ angeordnet sind. Mit den PDC (RDC) werden für Spursegmente folgende Auflösungen erreicht:

$$\begin{aligned}\sigma_{r\phi} &= \text{---} && (180 \mu\text{m} - 200 \mu\text{m}) \\ \sigma_r &= \text{---} && (3 \text{ cm}) \\ \sigma_{xy} &= 150 \mu\text{m} - 170 \mu\text{m} && (\text{---}) \\ \text{Doppelspurauflösung} &= 2 \text{ mm} && (2 \text{ mm})\end{aligned}$$

Die TR sind aus mehreren Lagen Polypropylen aufgebaut, dessen Parameter so gewählt sind, daß die entstehende Röntgenstrahlung effizient in der nachfolgenden RDC gemessen werden kann. Dazu wird eine Gasmixtur verwendet, die einen hohen Photoionisations-Querschnitt besitzt.

2.1.3 Proportionalkammern

Die Proportionalkammern, die praktisch den gesamten Polarwinkelbereich zwischen 5° und 175° abdecken, liefern schnelle Signale, die zum Triggern der Ereignisse verwendet werden. Die schon erwähnten FWPC decken den Vorwärtsbereich ab, während die zentralen Kammern im Bereich des zentralen Spurdetektors operieren. Eine innere Proportionalkammer (CIP für *Central Inner Proportional chamber*) mit zwei Lagen liegt vor der CIZ. Eine äußere Kammer (COP für *Central Outer Proportional chamber*) mit zwei Lagen befindet sich bei der COZ. Im Rückwärtsbereich des Detektors vor dem BEMC (siehe unten) steht eine vierlagige Proportionalkammer (BPC für *Backward Proportional Chamber*), welche zusätzlich zur Spurrekonstruktion von Teilchen großen Polarwinkels, den die Jetkammern räumlich nicht mehr zufriedenstellend abdecken können, herangezogen wird.

2.2 Kalorimeter

Hinter den Spurkammern – vom Wechselwirkungspunkt gesehen – sind die Kalorimeter angeordnet. Während die Spurkammern den Impuls geladener Teilchen messen können, sollen Kalorimeter die Energie von elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkenden Teilchen registrieren. Dabei wächst die relative Genauigkeit bei steigenden Energien, im Gegensatz zu den Spurkammern, die um so präziser den Impuls messen können, je kleiner dieser ist (siehe oben). Die Kalorimeter erlauben die genaue Messung von Jets hoher Energie und Teilchendichte, sowie die Unterscheidung von Elektronen bzw. Photonen und Hadronen aufgrund der feinen Granularität vor allem im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Alle Kalorimeter sind sogenannte *Sampling*-Kalorimeter, bei denen sich Schichten aus schwerem schauerbildenden Material (Absorber) mit Lagen aus signalbildenden (aktiven) Stoffen abwechseln. Die physikalischen Grundlagen der Kalorimetrie in der Hochenergiephysik sind in zahlreichen Veröffentlichungen dargelegt (z. B. [Am81, Fa85, Fa89, Wi86]) und hier nur kurz wiedergegeben.

Elektronen, Positronen und Photonen mit Energien im GeV-Bereich produzieren elektromagnetische Schauer, indem kaskadenartig Photonen durch Bremsstrahlung und Elektronen und Positronen durch Paarbildung erzeugt werden. Die Ausdehnung solcher Schauer werden longitudinal in Strahlungslängen X_0 , transversal in Molière-Radien R_M beschrieben. Dabei ist X_0 als die Länge definiert, innerhalb der ein Elektron im Mittel 63.2% seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert. Im Schnitt werden 95% der Schauerenergie in einem Zylinder um die Schauerachse mit dem zweifachen Molière-Radius deponiert.

Hadronisch wechselwirkende Teilchen bilden Schauer aus, die von unelastischen Streuprozessen an den Atomkernen des Absorbermaterials hervorgerufen werden. Die subatomaren Teilchen können weitere Kerne treffen und so für eine Teilchenvervielfachung sorgen. Neutrale Pionen zerfallen dabei sofort in zwei Photonen und initiieren elektromagnetische Subschauber innerhalb des hadronischen Schauers. Die hohe Zahl der möglichen beteiligten Teilchenarten und Kernprozesse ist verantwortlich für die Tatsache, daß hadronische Schauer in ihrer Ausdehnung stark fluktuieren. Die Kernbindungsenergien und der nicht zu vernachlässigende Teil von Schauerkomponenten,

die kein auslesbares Signal bilden können (z. B. Neutronen oder niederenergetische Photonen, die beim Übergang angeregter Kerne in den Grundzustand entstehen), führen für Hadronen im Mittel zu niedrigeren Signalen als für Elektronen vergleichbarer Energie. Die übliche Einheit zur Beschreibung der Ausdehnung hadronischer Schauer ist die nukleare Absorptionslänge λ_0 . Hadronische Schauer haben eine größere Ausdehnung als elektromagnetische Schauer.

2.2.1 Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC für *Liquid Argon Calorimeter*) deckt einen großen Teil des Raumwinkels ab. Der Polarwinkelbereich ϑ liegt zwischen 4° und 153° . Das LAC ist in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt (EC für *Electromagnetic Calorimeter*, HC für *Hadronic Calorimeter*). Das LAC besteht aus acht Ringen, die wiederum aus je acht Oktanten zusammengesetzt sind (siehe Abbildung 2.2). Die Ringe haben besondere Bezeichnungen; im Rückwärtsbereich befindet sich das elektromagnetische BBE (*Backward Barrel Electromagnetic*), es folgen in positiver z -Richtung die CB1-3 (*Central Barrel*) und die FB1-2 (*Forward Barrel*). In Vorwärtsrichtung schließt sich das IFE (*Inner Forward Electromagnetic*) und das OF1 (*Outer Forward*) an und der letzte Ring wird vom IFH (*Inner Forward Hadronic*) und OF2 gebildet. Das EC enthält Bleiplatten, das HC Stahlplatten als Absorbermaterial. Das Kalorimeter befindet sich in flüssigem Argon, das zwischen den Absorberplatten von den geladenen Schauerteilchen entlang deren Flugbahnen ionisiert wird. In den Argonlücken sind Auslezellen angeordnet, die von Kupferflächen auf Leiterplatten (Pads) definiert werden. Zur Ladungssammlung wird eine Hochspannung angelegt, die ein elektrisches Feld von ca. 625 V/mm erzeugt. Die Pads haben eine Größe von etwa 3×3 bis 5×5 cm im EC und etwa 8×8 bis 13×13 cm im HC. Insgesamt enthält das LAC 44 342 auslesbare Zellen, was eine gute Ortsbestimmung der deponierten Energien zulässt.

Das EC hat eine Tiefe von $20-30X_0$, was bei dieser Materialzusammensetzung einer hadronischen Wechselwirkungslänge ($1\lambda_0$) entspricht. Zusammen mit dem HC stellt das gesamte LAC 5 bis $8\lambda_0$ (je nach Polarwinkel) für hadronisch schauernde Teilchen zur Verfügung. Die erreichbare Energieauflösung wird hauptsächlich durch die *Sampling*-Struktur des Kalorimeters begrenzt, da hierbei nur eine statistischen Schwankungen unterworfenen Stichprobe des Schauers gemessen werden kann. Die Auflösung lässt sich mit

$$\sigma/E = \sqrt{A^2/E + B^2/E^2 + C^2} \quad (2.1)$$

parametrisieren (E in GeV). Für Elektronen ist $A = 10 \dots 13\% \sqrt{\text{GeV}}$, $B \simeq 0.15 \text{ GeV}$ und $C < 1\%$. Die Energieauflösung beträgt für Pionen etwa $\sigma/E = 50\%/\sqrt{E}$ mit einem kleinen konstanten Term von 2%. Dieser Wert wird mit einem bei der Analyse angewendeten Kompensationsverfahren, dem *Weighting*, erzielt, indem hadronische Schauerkomponenten mit Gewichtungsfaktoren auf das Signalniveau elektromagnetischer Schauer angehoben werden [HC93b, We94, Lo92].

Die wichtigsten Parameter des LAC lassen sich wie folgt zusammenfassen:

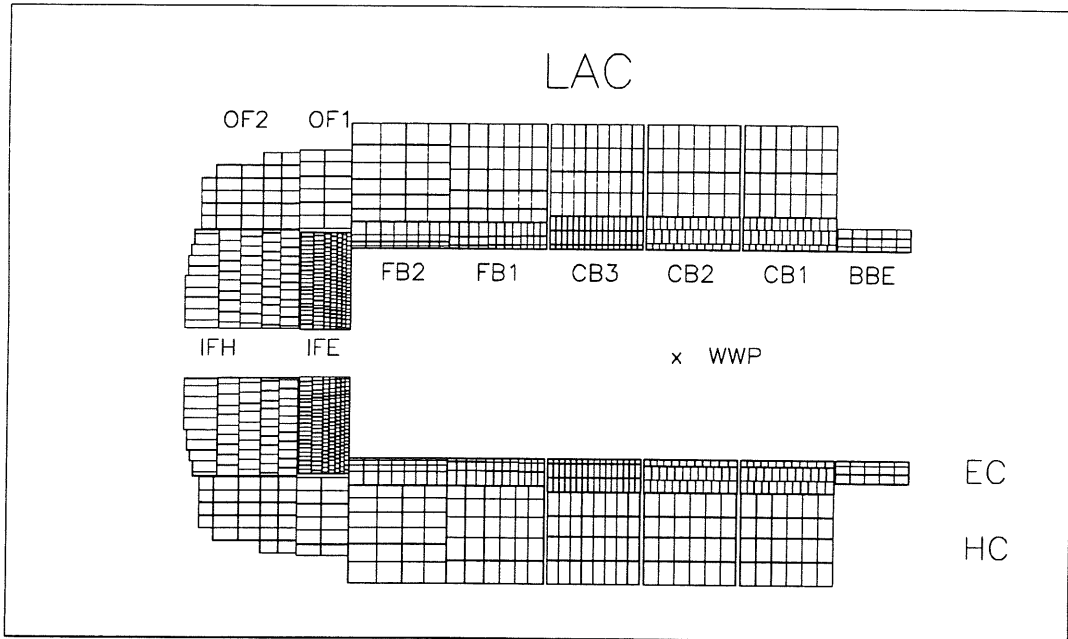


Abbildung 2.2: Flüssig-Argon-Kalorimeter

Strahlungslänge (X_0) im EC (HC)	:	1.6 cm (2.5 cm)
Nukleare Absorptionslänge (λ_0) im EC (HC)	:	31 cm (21 cm)
Molière-Radius (R_M) im EC	:	3.6 cm
Energieauflösung für e^\pm, γ im EC (E in GeV)	:	$dE/E = 0.11/\sqrt{E}$
Energieauflösung für π^\pm (E in GeV)	:	$dE/E = 0.50/\sqrt{E}$

2.2.2 Rückwärtiges warmes Kalorimeter

Im Rückwärtsbereich des Detektors befindet sich das BEMC (für *Backward Electromagnetic Calorimeter*), welches die Energie des gestreuten Elektrons im Winkelbereich $151^\circ < \vartheta < 177^\circ$ messen kann. Das BEMC ist als Blei-Szintillator-Kalorimeter mit 472 auslesbaren Kanälen aufgebaut und erreicht eine Energieauflösung von $dE/E \simeq 0.1/\sqrt{E}$ (E in GeV) für Elektronen. Für die Messung von Hadronen ist das BEMC weniger gut geeignet, da es weniger als eine nukleare Absorptionslänge λ tief ist. In Verbindung mit dem dahinterliegenden instrumentierten Eisen wird für Hadronen eine Auflösung von $dE/E \simeq 0.8/\sqrt{E}$ angestrebt.

2.2.3 Instrumentiertes Eisen und Myonsystem

Zur Rückführung des magnetischen Feldes der supraleitenden Spule (s. u.) ist der H1-Detektor von Eisenplatten umgeben. Zwischen den großen Eisenplatten sind sogenannte *streamer tubes* als Streifen- und Drahtdetektoren sowie Auslese-Elektroden

(pads) eingelassen. Das so instrumentierte Eisenjoch kann dann als Kalorimeter verwendet werden, um eventuelle Leckagen von hadronischen Schauern aus dem LAC oder BEMC aufzufangen. Die an Testmodulen erhaltene hadronische Energieauflösung beträgt $dE/E \simeq 1/\sqrt{E}$. Zusätzlich arbeitet das instrumentierte Eisen als Myonspurdetektor, wobei geometrische Akzeptanzgrenzen die Nachweiswahrscheinlichkeit auf 89% limitieren ($E_\mu > 2 \text{ GeV}$).

2.2.4 Vorwärts-Kalorimeter

Im äußersten Vorwärtsbereich zwischen Strahlrohr und LAC ($0.6^\circ < \vartheta < 3^\circ$) deckt das PLUG-Kalorimeter (von *plug*: zustopfen) den Bereich kleinster Streuwinkel von Hadronen ab. Es handelt sich um ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter, mit dem eine Auflösung von $dE/E \simeq 1.5/\sqrt{E}$ für Hadronen erreicht werden soll. Im Jahr 1992 waren vier von acht Detektorebenen bestückt.

2.3 Weitere Komponenten des H1-Detektors

Luminositätsmessung

Nicht in Abbildung 2.1 gezeigt sind der Elektron>tagger (ET) und der Photondetektor (PD), die in Elektronstrahlrichtung etwa 33 m bzw. 103 m vom Kollisionspunkt entfernt stehen. Sie haben die Aufgabe, die Rate des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ zu messen. Da der Wirkungsquerschnitt groß und bekannt ist, kann damit die Luminosität bestimmt werden (unter Beachtung von Untergrund aus Bremsstrahlungsprozessen an Restgasatomen). Gleichzeitig können Photoproduktionsereignisse mit dem ET und *initial state* QED-Strahlung mit dem PD innerhalb der Akzeptanzgrenzen nachgewiesen werden.

TOF-System

Hinter dem BEMC (ca. 2 m vom Kollisionspunkt) ist ein Hodoskop, bestehend aus zwei Szintillatorwänden, angeordnet. Dieses TOF (für *Time of Flight*) ist durch die Zeitauflösung von 4 ns in der Lage, zwischen Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, und Teilchen, die vor dem H1-Detektor entstehen, zu unterscheiden. Es wird für die Unterdrückung von Untergrundereignissen außerhalb der Wechselwirkungszone benutzt (Veto beim Triggern).

Supraleitende Spule

Das LAC ist von einer supraleitenden Spule, die ein Magnetfeld von 1.2 T erzeugt, umgeben. Das Magnetfeld bewirkt die Spurkrümmung in den inneren Spurkammern zur Messung des Impulses.

Vorwärts-Myonsystem

In Vorwärtsrichtung befindet sich vor dem eigentlichen Detektor ein Spektrometer zur Messung der Impulse von Myonen, die beim Zerfall von Teilchen mit schweren Quarks entstehen können. Dieser Detektor besteht aus Driftkammern, die an einem Toroidmagneten angeordnet sind. Damit können die Impulse der Myonen im Polarwinkelbereich zwischen 3° und 17° erfaßt werden.

Kapitel 3

Datennahme und Analysesoftware

Im Speicherring HERA werden die Teilchenstrahlen am Wechselwirkungspunkt alle 96 ns zur Kollision gebracht. Die Elektronik für den H1-Detektor wird von diesem Zeittakt bestimmt ($1BC = 96$ ns). Um eine möglichst totzeitfreie Datennahme zu ermöglichen, wird das sogenannte *Pipelining* angewendet, bei dem die Detektorsignale der letzten 27 bis 35 *BC*'s (je nach Subdetektor) zwischengespeichert werden. Die parallel dazu arbeitende Triggerlogik kann dann die Daten eines Ereignisses bearbeiten, ohne die Erfassung neuentstehender Daten zu behindern. Weitere Informationen dazu können aus [H193b] entnommen werden.

3.1 Trigger

Das Triggersystem hat die Aufgabe, interessante Ereignisse zur Aufzeichnung freizugeben, sowie Untergrundereignisse zu erkennen und zu verwerfen. Der H1-Trigger besteht aus vier Stufen (Level 1-4), wobei bis 1993 nur Level 1 und Level 4 vorhanden waren. Das Level 1-Triggersystem besteht aus schnellen Hardwarekomponenten. Praktisch jede Detektorkomponente produziert Signale für den Level 1 Trigger, sogenannte Trigger-elemente. Diese liefern die detektorspezifischen Basisinformationen, die in der zentralen Triggerlogik zu *Subtriggern* kombiniert werden. Einige wichtige in 1992 realisierte Subtrigger sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Bei der Subtriggerdefinition wird darauf geachtet, daß bestimmte physikalisch gegebenen Ereignissignaturen effizient berücksichtigt werden. Für Ereignisse des neutralen Stroms ist der *LAC-Elektron-Trigger* ein solches Beispiel. Im LAC werden die Informationen aus Trigger-Türmen gewonnen. Diese entstehen aus 23 Unterteilungen des Kalorimeters im Polarwinkel und bis zu 32 Unterteilungen im Azimutwinkel. Die registrierte Energie in einem Triggerturm muß eine bestimmte Rauschschwelle überschreiten, dann werden die Energiesummen gebildet. Das Triggerelement für den Elektrontrigger wird erzeugt, wenn in einem Triggerturm eine bestimmte Energieschwelle im elektromagnetischen Teil erreicht, aber im hadronischen Teil keine nennenswerte Energie deponiert wird. Der *LAC-Barrel-Energie-Trigger* spricht bei einer bestimmten Energiesumme der Triggertürme im zentralen Detektorbereich an. Ereignisse des geladenen Stroms zeichnen sich durch ein fehlendes Lepton aus und haben somit fehlenden Transversalimpuls (*LAC-Etmiss*). Für den Spurtrigger *zVTX* werden für jedes Ereignis mit Hilfe der Signale (Hits) aus den

Subtrigger	
<i>BSET-CL2</i>	Energiesumme in den BEMC-Trigger-Clustern > Schwelle 2
<i>BSET-Etot</i>	Gesamtenergie im BEMC > Schwelle
<i>BSET-Etot*TOF-IA</i>	Gesamtenergie im BEMC > Schwelle und TOF-Zeitfenster korrekt für Wechselwirkung am Vertex
<i>BSET-Etot*zVTX-sig1</i>	Gesamtenergie im BEMC > Schwelle und Spuraktivität im zulässigen z -Vertexbereich
<i>zVTX-sig1*DC-RPHI</i>	Spuren im zulässigen z -Vertexbereich und Spur mit (0,0)-Ursprung in der x, y -Ebene
<i>zVTX-sig2</i>	Spuren im zulässigen z -Vertexbereich (restriktiver als $zVTX-sig1$)
<i>LAC-Etrans</i>	Transversale Energie im LAC > Schwelle
<i>LAC-EW</i>	Gewichtete Energie im LAC > Schwelle
<i>LAC-Etmiss</i>	Fehlende transversale Energie im LAC > Schwelle
<i>LAC-Elektron</i>	Ein Trigger-Turm enthält im EC eine bestimmte Mindestenergie und gleichzeitig im HC nicht mehr als eine Maximalenergie
<i>LAC-Barrel-Energie</i>	Gesamte Energie im BBE, CB und FB > Schwelle

Tabelle 3.1: Einige Trigger im Überblick. Für bestimmte Subtrigger existieren verschiedene Ansprechschwellen, die hier nicht im einzelnen aufgeführt sind. So gibt es beispielsweise auch den *BSET-CL1*-Trigger, dessen Energieschwelle niedriger ist als bei *CL2*. Alle angegebenen Subtrigger können nur ansprechen, wenn der TOF-Detektor kein Vetosignal liefert.

Proportionalkammern CIP und COP „Strahlen“ erzeugt. Das sind Linien, die durch gerade Verbindungen der Hits der CIP mit den Hits der COP in der $r - z$ -Ebene gebildet werden. Die z -Koordinaten der Kreuzungspunkte der „Strahlen“ mit der z -Achse werden in ein Histogramm gefüllt, das daraufhin auf signifikante Überhöhungen geprüft wird. Sind diese vorhanden, dann spricht der $zVTX$ -Trigger an.

Neben den in der Tabelle aufgeführten Triggern sind weitere implementiert, die etwa auf niedrigere Energieschwellen oder gelockerte Bedingungen ansprechen (z. B. $zVTX-sig1$ statt $zVTX-sig2$). Die Ansprechhäufigkeit solcher Trigger kann mit Zählern untersetzt werden, damit die Rate nicht zu groß wird. Diese sogenannten Monitortrigger erlauben z. B. die Messung der Akzeptanz von Triggern höherer Ansprechschwellen. In 1992 waren die Level 1-Trigger so aufgesetzt, daß die typische Rate ca. 26 Hz betrug.

Eine weitere Untergrundreduktion bringt der Level 4-Trigger. Dies ist ein System, das Ereignisse teilweise rekonstruiert und Entscheidungen auf der Basis rekonstruierter Größen treffen kann. Dieser Trigger besteht aus parallel arbeitenden Mikrocomputern (1992: 14 Prozessoren), die im wesentlichen eine schnelle Version der Rekonstruktionssoftware (s. u.) anwenden (*Filter Farm*). In 1992 wurde die Filter Farm vorwiegend für die Erkennung von Ereignissen mit einem Ursprung außerhalb des nominellen Vertex

benutzt. Damit konnten 70% der auf Level 1 getriggerten Ereignisse verworfen werden. Die Triggerlevel 1 und 4 führten zu einer Gesamttriggerrate von 8 Hz bei einer Totzeit von 8%.

Die noch fehlenden Triggerlevel 2 und 3 werden bei zunehmender Luminosität wichtig. Level 2 basiert wie Level 1 hauptsächlich auf logischen Schaltungen, kann aber komplizierter aufgebaut sein, da größere Entscheidungszeiträume erlaubt sind (20 μ s). Level 3 besteht aus einem RISC-Prozessor. Die Entscheidungszeit darf einige 100 μ s betragen.

Die Ereignisse sind in *Runs* zusammengefaßt. Jedem Run ist eine definierte Triggereinstellung und ein bestimmter Detektorstatus zugeordnet. Der Detektorstatus bestimmt die Datenqualität, die davon abhängt, welche Komponenten des H 1-Detektors zufriedenstellend arbeiten. In 1992 wurden die Runs in drei Qualitätsklassen (*Good*, *Medium* und *Poor*) eingeteilt. Gute Qualität (*Good*) war gegeben, wenn alle Detektoren zufriedenstellend arbeiteten. Mittlere Qualität (*Medium*) wurde erreicht, wenn die wichtigsten Komponenten zufriedenstellend betrieben werden konnten (vor allem LAC, CTD, FTD, BEMC, Spule). Die Daten der getriggerten Ereignisse werden über ein Glasfaserkabel zum Rechenzentrum überspielt. Dort werden diese Rohdaten mit Hilfe der *Online*-Software auf Magnetbandkassetten geschrieben. Gleichzeitig werden spezielle Kalibrationsdaten z. B. auf die Datenbank übertragen oder Monitorereignisse auf separate Datensätze kopiert.

3.2 Rekonstruktion und Analyse

Die gespeicherten Rohdaten werden so schnell wie möglich mit einem Rekonstruktionsprogramm (H1REC) verarbeitet, so daß schon nach wenigen Stunden die analysierbaren, klassifizierten Ereignisse zur Verfügung stehen. Der Rekonstruktionsprozeß muß mit der Datennahme Schritt halten. Dies ist unter anderem vorteilhaft für die frühe Erkennung von versteckten Fehlern bei der Datennahme und in der gesamten Kette des Datenverarbeitungsprozesses. Die rekonstruierten Ereignisse können danach mit Unterstützung durch ein bei H 1 entwickeltes Analysepaket (H1PHAN) individuell je nach Aufgabenstellung ausgewertet werden. Eine visuelle Umsetzung und graphische Darstellung der Ereignisse gestattet das *Event Display LOOK* [B190].

Das Programm H1REC besteht aus mehreren Modulen, die, ausgehend von den einzelnen Detektorkomponenten, Schritt für Schritt ein Gesamtereignis rekonstruieren. Die ersten Schritte bestehen aus der Umformung der Rohdaten in Form von digitalen Zählerständen in physikalisch sinnvolle Einheiten. Im Falle der (CJC-)Spurkammern werden aus den Informationen über angesprochene Drähte (Hits) zusammenhängende Spuren erkannt, die daraufhin u. a. bezüglich der Spurkrümmungen und jeweiligen Ursprünge untersucht werden. Zu den Parametern einer Spur tragen gewöhnlich mehrere Detektoren bei. So gibt es Module, die beispielsweise die CJC und die CIZ/COZ- bzw. BPC-Informationen verbinden. Die Spuren werden für den CTD und FTD getrennt rekonstruiert und im gemeinsamen Akzeptanzbereich von CTD und FTD miteinander kombiniert. Auf diese Weise liegen die Informationen jeder Teilchenspur in einem einheitlichen Datenformat vor (kombinierte Spuren). Aus den Spurdaten werden zusätzlich

die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes berechnet.

Die Informationen aus den Kalorimetern werden in Energien pro Kanal umgeformt, wobei diese zunächst nur auf einer elementaren elektromagnetischen Skala kalibriert sind. Danach wird eine topologische Rauschunterdrückung durchgeführt. Die Rauschunterdrückung basiert auf der Standardabweichung σ des Rauschspektrums im jeweiligen Kanal. Im LAC werden Kanäle gesucht, die ein Signal von mehr als $\pm 4\sigma$ enthalten. Diese können als Keime bezeichnet werden. Die in der unmittelbaren Nachbarschaft der Keime liegenden Zellen mit einem Signal von mehr als $\pm 2\sigma$ werden ebenfalls berücksichtigt, während alle anderen Kanäle unterdrückt werden (siehe auch A.1). Man erreicht damit eine Reduktion der Zahl der angesprochenen Kanäle etwa um den Faktor 5–10. Dieser elementaren Energierekonstruktion folgt in einem weiteren Modul ein Algorithmus, der die angesprochenen Zellen zu *Clustern* zusammenfaßt [Go91]. Ein Cluster enthält typischerweise mehrere Zellen, die räumlich nah beieinander liegen. Der Clusteralgorithmus ist auf die Schauerform von Elektronen und Photonen optimiert, so daß normalerweise elektromagnetische Schauer genau ein Cluster bilden. Hadronen verursachen meist mehrere Cluster, da die hadronischen Schauer stark fluktuierende Energiedichten beinhalten und räumlich weit verteilt sein können. Die Clusterbildung vereinfacht in vielen Fällen die weitere Analyse, weil dadurch Computerrechenzeit eingespart werden kann. Darüberhinaus wird den Clustern ein Satz von Parametern zugeordnet, die z. B. die Schauerform beschreiben. Für Korrekturen, die wegen der Energieverluste in inaktiven Bereichen des Detektors nötig sind, sind ebenfalls eigene Module vorhanden. Die wichtigsten Verluste entstehen vor dem LAC teilweise in den Spurkammern, größtenteils im Bereich der Kryostatwand. In ähnlicher Weise wird auch für die anderen Kalorimeter (BEMC, instrumentiertes Eisen, PLUG) verfahren.

Für das LAC schließt sich nun eine weitere ereignistopologisch orientierte Rauschunterdrückung an, die die Cluster als Informationsgrundlage benutzt. So wird vor allem vorausgesetzt, daß hadronische Aktivitäten im HC auch solche im EC verursachen, da dieses zuerst von den Teilchen getroffen wird. Die Rauschunterdrückung wird erreicht, indem Cluster mit einer signifikant über der Rauschschwelle liegenden Energie markiert werden. Im Kalorimeter werden dann Zylinder mit Radien von 50 cm gebildet, dessen Achsen durch die Schwerpunkte der markierten Cluster und den Ereignisursprung verlaufen. Die Signale im hadronischen Bereich, die außerhalb aller Zylinder liegen, werden dann unterdrückt. Diese Rauschunterdrückung verbessert die Datenqualität im LAC und führt zu einer besseren Meßgenauigkeit des hadronischen Flusses (z. B. für die Messung der kinematischen Variablen y). Es schließt sich das *Weighting*-Modul an, welches hadronische Signale erkennt und auf das Signalniveau von Elektronen entsprechender Energie anhebt. Da hierbei die Signalfluktuations, hervorgerufen durch elektromagnetische Subschauber (welche i. A. ungewichtet bleiben), reduziert werden, verbessert sich durch diese Maßnahme die Energieauflösung (siehe auch Kapitel 2).

In einem weiteren Modul werden die rekonstruierten Cluster der einzelnen Kalorimeter generalisiert, d. h. die Cluster werden, falls sinnvoll, detektorübergreifend kombiniert, so daß die gesamte kalorimetrische Information in einheitlicher Form zugänglich ist. Kombinierte Objekte werden darüberhinaus durch die Kombination von Spuren und Clustern gebildet. Generell gilt jedoch immer, daß auf die Rekonstruktionsdaten in jeder Ebene zurückgegriffen werden kann.

Abschließend werden die Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten klassifiziert und auf sogenannten POT- und DST-Datensätzen (POT für *Physics Output Tape*, DST für *Data Summary Tape*) gespeichert, so daß bei der späteren Analyse eine entsprechende Vorauswahl der Daten erfolgen kann (siehe Abschnitt 4.1).

Das Analyseprogramm H1PHAN erlaubt den systematischen und vereinfachten Zugriff auf rekonstruierte Größen. So wird eine Datenstruktur zur Verfügung gestellt, die es gestattet, Cluster, Spuren oder kombinierte Objekte in Programmschleifen mit allen zugehörigen Größen abzufragen. Es werden weiterhin Werkzeuge bereitgestellt, die z. B. die Berechnung der Kinematik nach verschiedenen Verfahren ermöglichen oder gestreute Elektronen identifizieren u. a.

Eine bei H 1 entwickelte Datenbank [Cr94] enthält alle übergreifenden oder Run-spezifischen Informationen zur Kalibration oder zum Zustand der Komponenten jeweils für gemessene und simulierte Daten. Alle Daten sind im BOS-Format [Bl90] gespeichert, wobei der Datenaustausch zwischen verschiedenen Rechnersystemen durch FPACK [Bl92] gewährleistet ist.

3.3 Simulation

Für die verschiedenen physikalischen Analysen werden simulierte Daten benötigt. Die Simulation unterschiedlicher Reaktionen bei der Teilchenkollision ist Aufgabe der *Generator*-Programme. Je nach physikalischem Prozeß gibt es Generatoren, die Ereignisse des neutralen Stroms, des geladenen Stroms, der Photoproduktion und andere nach verschiedenen Modellen erzeugen.

In dieser Arbeit wird der Generator DJANGO 1.0 [Sc91] verwendet, der die Programmpakete HERACLES [Kw91], LEPTO [In80] und JETSET [Sj86] miteinander kombiniert. Dieser Generator erlaubt die Simulation von tiefunelastischer ep -Streuung mit elektroschwachen Strahlungseffekten, wobei QCD-Effekte mit einem Parton-Schauer-Modell [Be88, In91] in *Leading-Log*-Näherung auf einer Skala $W \cdot \sqrt{Q^2}$ berücksichtigt werden¹. Diese Skala bestimmt die maximal erlaubte Virtualität zu Beginn der Parton-Kaskade. Mit HERACLES werden die Ereignisse auf Partonebene generiert, wobei auch die Strahlungskorrekturen durchgeführt werden. Für die Fragmentation nach dem Lund-String-Modell werden Programmteile von LEPTO und JETSET benutzt. Die Generatoren erzeugen für jedes Ereignis einen Satz von Teilchenvektoren, die am Wechselwirkungspunkt „entstanden“ sind.

Die Detektorsimulation (H1SIM) hat die Aufgabe, diese Teilchen zu verfolgen, Zerfälle und Reaktionen am Detektormaterial nachzubilden und so die Signale, die in den Komponenten entstehen, zu simulieren (siehe auch A.2). Die Teilchenverfolgung und Berücksichtigung der Materialien und Geometrien der Detektoren basiert auf dem Programmpaket GEANT [Br87], welches die Beschreibung des kompletten H 1-Detektors erlaubt. Die zeitaufwendige Spurverfolgung kann mit parametrisierten Schauermodellen [Ru92, Pe92] verkürzt werden, so daß Simulationsrechnungen mit genügend hoher Statistik und doch ausreichender Genauigkeit möglich sind.

¹Mit W als die invariante Masse des hadronischen Endzustandes, Q^2 als den positiven quadratischen Impulsübertrag.

Die so simulierten Ereignisse werden anschließend in genau der gleichen Weise rekonstruiert wie die gemessenen Daten.

Kapitel 4

Ereignisselektion

Aus der Fülle von aufgezeichneten Daten müssen für die Auswertung des gewünschten physikalischen Prozesses die entsprechenden Ereignisse selektiert werden. Dabei ist einerseits unerwünschter Untergrund (z. B. durch kosmische Myonen oder durch Strahl-Restgas-Ereignisse induzierte Reaktionen), andererseits die Menge der Ereignisse anderer physikalischer Klassen abzutrennen. Eine ideale Ereignisselektion besitzt folgende Eigenschaften:

- Aus den vorhandenen Daten werden *alle* Ereignisse des verlangten Typs gefunden
- Alle gefundenen Ereignisse bestehen *nur* aus dem verlangten Typ

In der Praxis sind beide Anforderungen kaum gleichzeitig zu erfüllen. Es hängt zudem von der physikalischen Fragestellung ab, ob eher Wert auf eine vollständige oder auf eine reine Selektion gelegt wird. Eine reine Selektion kann man mit harten Schnitten auf verschiedene Ereignisgrößen erreichen. Dabei ist mit Verlusten durch Fluktuationen der Meßgrößen oder auch durch oft unvermeidliche Überlappungen der Spektren von Größen gewünschter und unerwünschter Ereignisse zu rechnen. Diese Verluste können bei Prozessen mit kleinem Wirkungsquerschnitt zu einem Problem werden. Sind die Schnitte dagegen loser, erhält man einen vollständigeren Datensatz, der aber mit Untergrundeignissen vermischt ist. Bei kleiner Datenmenge besteht die Möglichkeit mit Hilfe der graphischen Darstellung von Ereignissen die Untergrunddaten manuell auszufiltern.

4.1 Ereignisklassen

Bei der Rekonstruktion der Daten (siehe Kapitel 3) werden die Ereignisse in verschiedene physikalische Klassen eingeteilt. Dabei kann ein Ereignis mehreren Klassen zugeordnet werden, da in diesem Stadium der Analyse lediglich die Zuordnung zu möglichen Kandidaten eines physikalischen Prozesses erwünscht ist. Für die Klassifikation werden möglichst weiche, bzw. einfache Kriterien angewendet, um sicher zu sein, daß die Art der Selektion verstanden ist und keine unnötigen Verluste auftreten. Die Klassifikation dient auch einer ersten Datenreduktion und wird in zwei Schritten vollzogen:

1. Die Erstellung von sogenannten *Physics Output Tapes* (POT) basiert auf der Ereignisklassifikation einer ersten Stufe, wobei unklassifizierte Ereignisse als solche gekennzeichnet werden.
2. In einer zweiten Stufe wird eine Datenreduktion durch härtere Anforderungen an die Ereignisstrukturen erreicht. Dabei werden nur noch Daten berücksichtigt, die unter hinreichend guten Bedingungen genommen wurden (siehe Kapitel 3). Die verbleibenden Daten werden weiter komprimiert durch Löschung von reproduzierbaren Daten und können zumindest teilweise auf Plattenspeicher geschrieben werden (DST-Datensätze, *Data Summary Tapes*).

Einige wichtige physikalische Klassen, die bei H 1 selektiert werden, sind folgende:

- Tiefunelastische Streuung (neutraler Strom) mit großem e^- -Streuwinkel
- Tiefunelastische Streuung (neutraler Strom) mit kleinem e^- -Streuwinkel
- Tiefunelastische Streuung (geladener Strom)
- Jet-Jet-Ereignisse mit hoher Transversalenergie
- Exotische Ereignisse (mit und ohne Myonen)
- Ereignisse mit kleinem Transversalimpuls
- Ereignisse mit hoher Transversalenergie
- J/Ψ -Kandidaten
- Zerfälle schwerer Quarks

Auf der Basis der DST-Datensätze arbeitet die für eine bestimmte Analyse spezialisierte und endgültige Selektion. In dieser Arbeit werden die Daten aus der Ereignisklasse *Tiefunelastische Streuung mit großem e^- -Streuwinkel* als Ausgangsbasis benutzt und einer weiter unten beschriebenen Auswahlprozedur unterworfen (Abschnitt 4.5).

4.2 Klassifikation von Ereignissen mit hohem Q^2

Prinzipiell zeichnen sich Ereignisse des neutralen Stroms durch ein gestreutes Elektron im Endzustand aus. Gewöhnlich sind zusätzlich ein oder mehrere hadronische Jets zu beobachten. Je größer der Elektron-Streuwinkel, desto höher kann der Impulsübertrag (Q^2) werden. Bei H 1 werden die Elektronen mit kleinem Streuwinkel in das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) gestreut, ab etwa $\theta_s(e^-) = 25^\circ$ (oder $\vartheta(e^-) = 180^\circ - \theta_s(e^-) = 155^\circ$ in den hier verwendeten H 1-Koordinaten) erreichen sie stattdessen das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Der Wirkungsquerschnitt nimmt dabei mit größer werdendem Streuwinkel stark ab (vgl. Gleichung 1.7).

In dieser Arbeit werden Ereignisse untersucht, bei denen der Streuwinkel des Elektrons groß genug ist, um das Flüssig-Argon-Kalorimeter zu erreichen. Diese Ereignisklasse ist durch ein vom gestreuten Elektron verursachten elektromagnetischen Schauer im Flüssig-Argon-Kalorimeter charakterisiert, sowie durch eine zum Schauer zeigende Spur in den Spurkammern, wobei die Spurkrümmung auf ein negativ geladenes Teilchen hinweist. Ist durch *final state* Strahlung ein hochenergetisches Photon abgestrahlt worden, kann ein zusätzlicher elektromagnetischer Schauer ohne passende Teilchenspur vorkommen. Im Allgemeinen sind aber die Emissionswinkel gegen die Elektronen klein, so daß sich die Schauer der Elektronen mit denen der Photonen überlagern. Der gesamte im Detektor meßbare Transversalimpuls verschwindet im Idealfall.

Die Ereignisklassifikation, die nach der Datenrekonstruktion vorgenommen wird, basiert auf folgenden Merkmalen:

- Die Transversalkomponente der vektoriellen Summe des in den Kalorimetern gemessenen Impulses muß weniger als 40 GeV betragen. Dieser Wert berücksichtigt die begrenzte Auflösung des Detektors und enthält Spielraum für systematische Unsicherheiten der Energie-Kalibration oder denkbare, lokal begrenzte Hardware-Probleme, die zu falschen Signalen führen.
- Im Kalorimeter (bis $\vartheta = 160^\circ$) muß ein Cluster C existieren mit den Eigenschaften
 1. Der Cluster liegt im LAr- oder BEMC-Kalorimeter mit $E_{C,trans} \geq 8$ GeV, falls $\vartheta_C \leq 45^\circ$ bzw. $E_{C,trans} \geq 5$ GeV, falls $45^\circ < \vartheta_C \leq 160^\circ$
 2. Mindestens 50% der Clusterenergie muß im elektromagnetischen Kalorimeter liegen. Diese Forderung wird aufgehoben, falls der Clusterschwerpunkt näher als 5° an einer Φ -Lücke liegt (bei $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, 225^\circ, 270^\circ$ und 315°).

Damit wird ausgenutzt, daß Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter aufschauern (in den Φ -Lücken können sie manchmal das hadronische Kalorimeter erreichen). Die Forderung nach einer minimalen transversalen Energie dient der Unterdrückung von Ereignissen aus der Photoproduktion (siehe hierzu die Impulsspektren in Abb. 4.1) und teilweise von Untergrund aus Myonen. Der Cluster mit der größten transversalen Energie, der diesen Forderungen genügt, wird dem vorläufigen Kandidaten für das gestreute Elektron zugeordnet.

- Es muß mindestens eine gute Spur in den Vorwärts- oder den zentralen Spurkammern existieren. Eine gute Spur in den zentralen Kammern erfüllt folgende Anforderungen:
 1. Der Transversalimpuls p_t ist größer als 0.2 GeV/c
 2. Die Zahl der angesprochenen Drähte (Hits) in der Jetkammer beträgt mindestens 10
 3. Der Abstand der extrapolierten Spur zur z -Achse ist höchstens 2 cm (xy -Vertex)

4. Die gemessene Spur beginnt in einem Abstand von maximal 30 cm von der z -Achse
5. Die z -Koordinate der Spurvertices liegt innerhalb von ± 100 cm

Spuren in den Vorwärtskammern werden als gut deklariert, wenn sie in mindestens einem planaren Segment rekonstruiert sind. Die Forderung nach einer guten Spur unterdrückt Strahl-Halo-Myonen, da diese gewöhnlich keine vom Wechselwirkungspunkt kommenden Spuren erzeugen können. Da das Elektron meistens schon eine gute Spur hinterläßt, ist diese Forderung leicht zu erfüllen. Es wird aber nicht explizit verlangt, daß eine gute Spur zum Elektron gehört.

- In der DST-Selektion wird zusätzlich geprüft, ob vom rekonstruierten Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter dem vermuteten Elektroncluster eine Spur in den Myonkammern existiert. Haben mindestens drei Myonkammern angesprochen und liegen die Signale nicht weiter als 7° in θ bzw. 10° in ϕ vom Cluster entfernt¹, wird das Ereignis als Myonereignis verworfen. Weiterhin wird geprüft, ob in der zentralen Spurkammer zwei rekonstruierte Spuren existieren, deren Parameter so zueinander passen, als ob sie von einem einzigen die Kammern durchquerenden Myon erzeugt wurden. Wenn nicht insgesamt mehr als sechs Spuren vorhanden sind und der gemeinsame Parameterfit zweier Spuren mit nur kleinen Fehlern gelingt, wird das Ereignis ebenfalls als Myonereignis abgelehnt. Der Verlust an guten Ereignissen durch die Myon-Erkennungsalgorithmen beträgt nach Simulationsstudien etwa 0.3% und ist somit vernachlässigbar.

Es kam kurzzeitig vor, daß die CJC2 für die Spuraufzeichnung nicht betriebsbereit war. Das härteste Qualitätsmerkmal einer guten Spur dürfte in diesem Fall die Forderung nach mindestens 10 Hits darstellen. In Abbildung 4.2 sind für jedes Ereignis die Zahl der Hits derjenigen Spur mit den meisten Hits eingetragen und zwar mit und ohne CJC2. Man sieht, daß die Mindestzahl 10 immer erreicht wird, d. h. die Selektion ist davon unabhängig, ob die CJC2 arbeitet oder nicht.

Aus den 1992 genommenen Daten (integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} dt \simeq 23.8 \text{ nb}^{-1}$) erhält man mit allen oben genannten Auswahlkriterien 468 Ereignisse. Diese werden für die später beschriebene Analyse einer weiteren Auswahlprozedur unterworfen

4.3 Unerwünschte Ereignisse

Ein großer Teil der erwähnten 468 Ereignisse sind für die Analyse nicht erwünscht und bilden den sogenannten Untergrund. Mit ep -Generatoren kann man die Zahl der prinzipiell zu erwartenden Ereignisse mit einem ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreuten Elektron mit der o. g. integrierten Luminosität auf rund 150 abschätzen. Die visuelle Betrachtung der rekonstruierten Daten zeigt, daß viele der klassifizierten Ereignisse von Myonen aus der kosmischen Strahlung ausgelöst wurden. Ein Teil enthält jeweils ein Elektron, das ins BEMC gestreut wurde, da die o. g. Selektion einen Schnitt auf

¹Wird mangels rekonstruiertem Vertex ein Vertexpunkt mit den Koordinaten (0,0,0) angenommen, beträgt der Winkel einheitlich 20°

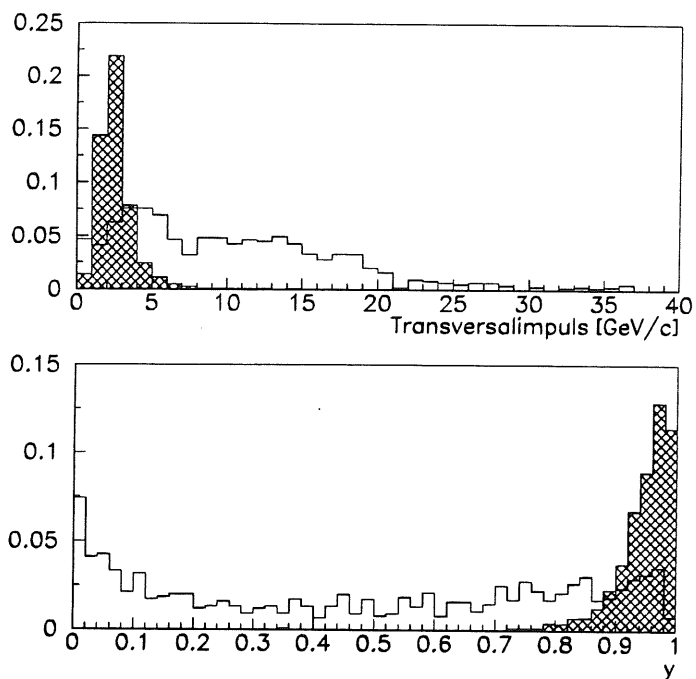


Abbildung 4.1: Vergleich zwischen Spektren von tiefunelastischen Ereignissen (mit ins Argon-Kalorimeter gestreuten Elektronen) und Photoproduktionsereignissen (schraffiert), bei denen Elektronkandidaten gefunden wurden (kein y -Schnitt). Gezeigt sind simulierte Daten; die γp -Verteilung ist um den Faktor 5 reduziert dargestellt.

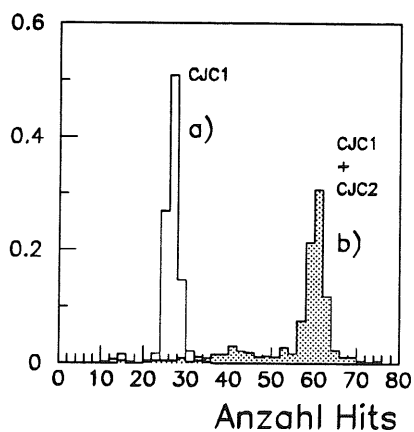


Abbildung 4.2: Die Anzahl der Hits in der CJC pro Ereignis von derjenigen Spur, die die meisten Hits enthält (simulierte Daten).

den Streuwinkel enthält, der einen Teil des BEMC beinhaltet. Beide Ereignisklassen tragen etwa zu je 25% zu den Daten bei. Denkbar sind auch Wechselwirkungen der Protonen oder Elektronen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand. Ereignisse weiterer physikalischer Prozesse (vor allem γp -Wechselwirkung) bilden im Zusammenhang mit der Analyse von tiefunelastischer ep -Streuung ebenfalls eine Klasse von Untergrund. Diese ergeben etwa 20% der selektierten Daten. Myonen aus dem Proton-Halo kommen dagegen nur mit 4% vor.

4.3.1 Kosmische Myonen

Außer den Streuprodukten aus dem Wechselwirkungspunkt durchqueren auch Myonen aus der kosmischen Strahlung den H1-Detektor. Neben den Myon-Triggern in den Myonkammern können energiereiche Myonen auch die Spurkammer-Trigger auslösen, falls diese oder Sekundärteilchen genügend nahe an den Strahlrohrbereich kommen.

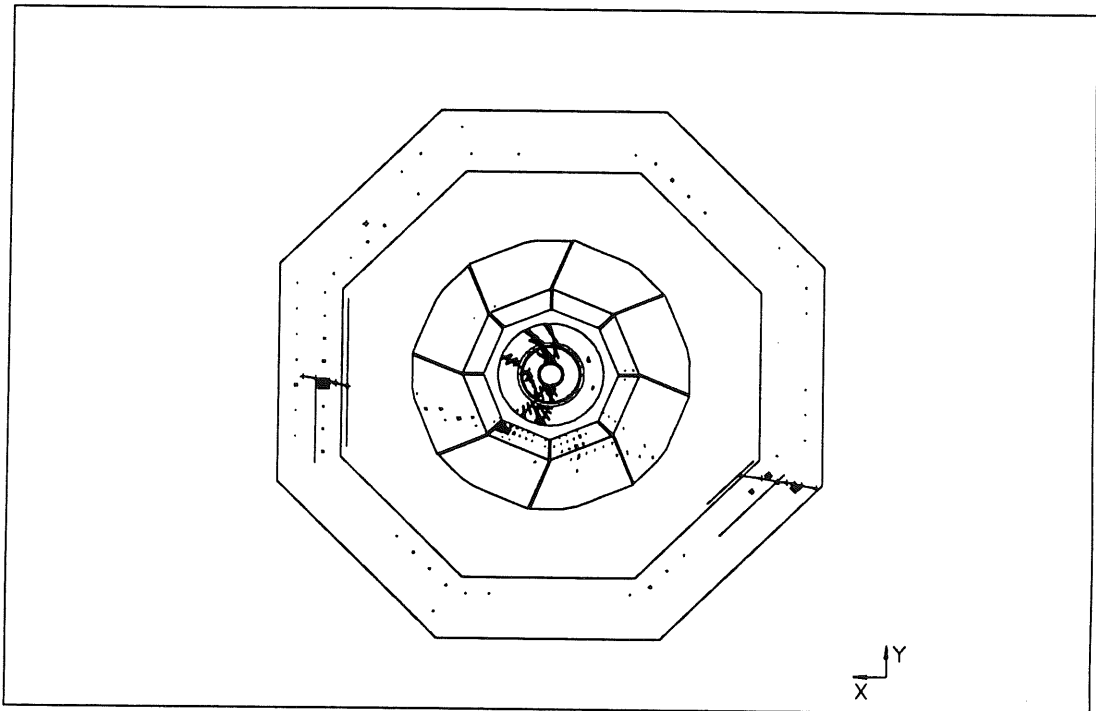


Abbildung 4.3: Dieses Ereignis wurde von einem kosmischen Myon ausgelöst, welches einen Schauer erzeugt hat. Die dort produzierten Sekundärteilchen durchquerten die Spurkammern. Mit dem Auge erkennt man hier sofort ein myonisches Untergrundeignis.

Die meisten getriggerten kosmischen Myonen verhalten sich im H1-Detektor wie minimal ionisierende Teilchen, deponieren also nur wenig Energie im Kalorimeter und hinterlassen eine durch die Spurkammern verlaufende Spur. Darüberhinaus durchlaufen Myonen die Myon-Kammern im instrumentierten Eisen und erzeugen dort Signale, die zur Spurrekonstruktion im Eisen herangezogen werden.

Ein kleiner Teil der kosmischen Myonen induziert elektromagnetische Schauer im Kalorimeter durch Produktion von δ -Elektronen. Liegen diese Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter, sind sie von Schauern eines (gestreuten) Elektrons nicht immer leicht zu unterscheiden (ein Myonereignis ist in Abbildung 4.3 zu sehen). Solche Konstellationen können nur durch geeignete Auswertungen weiterer Merkmale erkannt werden (z. B. Spur im Myonsystem oder fehlende Balance des Transversalimpulses zwischen dem Elektronkandidaten und dem Rest der Teilchen).

4.3.2 Strahl-Halo-Myonen

Durch unvermeidliche Verluste von Protonen im Speicherring werden ständig hadronische Schauer z. B. an der Strahlrohrwand ausgelöst. Die erzeugten Schauerteilchen können unter anderem in Myonen zerfallen, die in Richtung des Protonstrahls weiterfliegen und diesen wie ein Halo umgeben. Wegen ihrer relativ hohen Lebensdauer erreichen diese den Detektor. Von diesen Myonen im Kalorimeter induzierte Schauer bilden dort elektromagnetische Cluster, die gewöhnlich relativ kleine Energien enthalten. Sie können aber auch Energien erreichen, die für gestreute Elektronen kinematisch möglich sind (Siehe Abbildung 4.4).

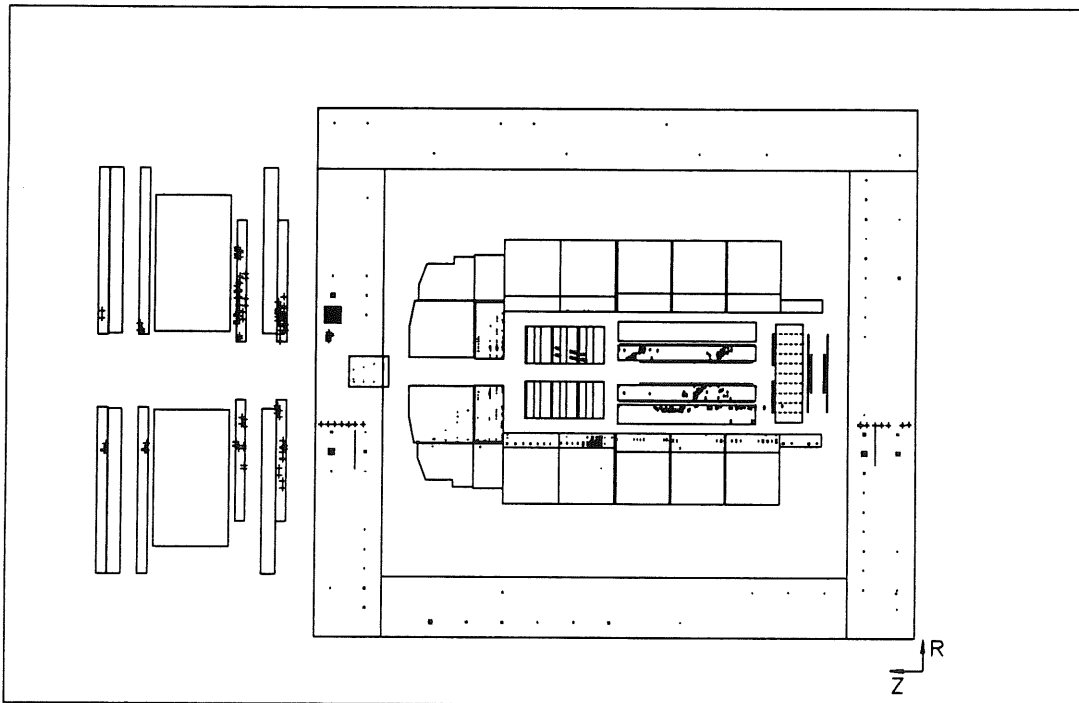


Abbildung 4.4: Dieses Ereignis wurde von einem Myon ausgelöst, welches aus dem Halo des Protonstrahls stammte.

4.3.3 Photoproduktion

Der γp -Streuprozess (Photoproduktion) mit quasireellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) kann in den selektierten NC-Ereignissen vorkommen, falls ein Hadron im Kalorimeter fälschlicherweise als gestreutes Elektron interpretiert wird. Die meisten Photoproduktionsereignisse haben kein im Detektor sichtbares Elektron im Endzustand. Im Elektron-Tagger können allerdings gestreute Elektronen von γp -Ereignissen im Bereich $3 \cdot 10^{-8} \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2} \text{ GeV}^2$ registriert werden (siehe Abbildung 4.5). Eine gute Elektronidentifikation ist daher für die Selektion wichtig.

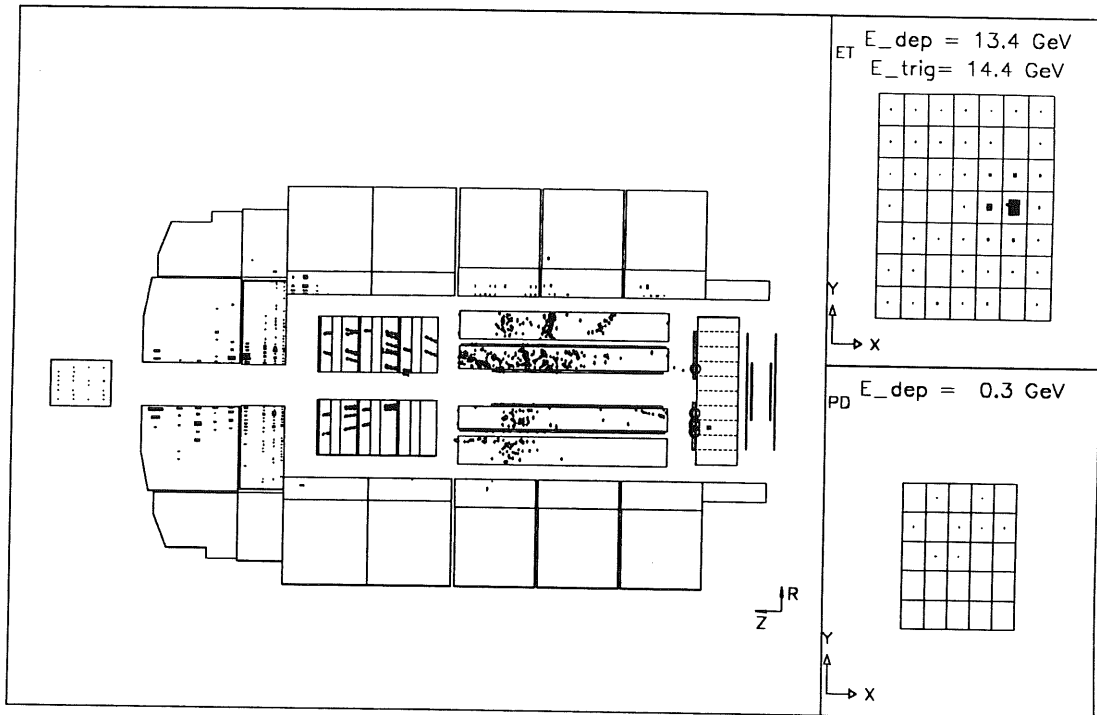


Abbildung 4.5: Ein Kandidat für ein Photoproduktionsereignis. Das gestreute Elektron wurde im *Elektron-Tagger* (ET) registriert. Der Photon-Detektor (PD) lieferte kein Signal.

4.3.4 Strahl-Restgas- und Strahlrohrwand-Ereignisse

Ereignisse, bei denen ein Kollisionspartner ein Atomkern des Restgases in der evakuierten Strahlröhre (Stickstoff, Sauerstoff, ...) oder der Strahlröhre selbst ist, bilden einen Untergrund, der durch seine spezielle Signatur erkannt werden muß, wenn die Wechselwirkung im Bereich des nominalen Vertex stattfindet.

Elektron-Restgas-Ereignisse: In diesem Fall tritt ein hochenergetisches Elektron mit einem Nukleon eines ruhenden Kernes in Wechselwirkung, wobei mit der HERA-Kinematik ($E_{e^-} = 26.7 \text{ GeV}$) ein so gestreutes Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter höchstens einen Transversalimpuls von etwa $3.5 \text{ GeV}/c$ bei $\vartheta = 155^\circ$ erreichen kann. Diese Art von Ereignissen bildet keinen Untergrund, wenn in

der Selektion für das Elektron ein minimaler, entsprechender Transversalimpuls gefordert wird.

Proton-Restgas-Ereignisse: Dieser Prozeß enthält kein gestreutes Elektron im Endzustand, aber liefert oft viele Spuren, die wegen des hohen Protonimpulses in Vorwärtsrichtung gebündelt sind. Wie bei der Photoproduktion ist eine gute Elektronidentifikation für die Selektion notwendig.

Strahlrohrwand-Ereignisse: Diese Ereignisse können durch ihren Offset des Vertex in der $x - y$ -Ebene erkannt werden. Sie haben ähnliche Ereignissignaturen wie die Strahl-Restgas-Wechselwirkungen.

4.3.5 Hochenergetische Photonen

Wenn in der Selektion von den Spurinformatoren kein Gebrauch gemacht wird oder Ineffizienzen der Spurdetektoren auftreten, können Ereignisse eine Rolle spielen, in denen ein hochenergetisches Photon im Endzustand auftritt. Dieses kann dann fälschlicherweise für das gestreute Elektron gehalten werden. Zu diesen Ereignissen gehört der Compton-Prozeß $\gamma q \rightarrow \gamma q$. Photonen können auch durch *initial state* und *final state* QED-Strahlung auftreten. Der Compton-Wirkungsquerschnitt ist klein und liegt für Photonen ab einem Transversalimpuls von $5 \text{ GeV}/c$ bei etwa 0.2 nb [Ba90, Co93].

Im Falle der QED-Bremsstrahlung ist zu überlegen, in welchen Richtungen die Photonen auftreten können. In der *initial state* Strahlung nimmt die Häufigkeit der abgestrahlten Photonen mit dem Winkel stark ab. Etwa 1% aller Photonen ($E_\gamma > 0.5 \text{ GeV}$) wird in Richtung Flüssig-Argon-Kalorimeter abgestrahlt [Sc93]. Im *final state* wird sich ein Strahlungsphoton überwiegend kollinear zum Elektron bewegen, so daß sich im Detektor sein Schauer mit dem Elektronschauer überlagert. Das Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen fällt zu hohen Energien mit etwa $1/E$ ab. Die Bremsstrahlung spielt daher bei der Selektion keine Rolle.

4.4 Messung des gestreuten Elektrons

Für die Ereignisselektion und für die Berechnung der Kinematik (insbesondere des quadratischen Impulsübertrages Q^2 , siehe auch Kapitel 5) ist die Rekonstruktion der Energie und des Streuwinkels des Elektrons notwendig. Die Berechnung des hadronischen Energieflusses hängt ebenfalls von der Elektronmessung ab, da dieser durch die Gesamtenergie abzüglich der Elektronenergie gegeben ist.

4.4.1 Nutzung der Kalorimeterzellen

Die Energie des Elektron-Kandidaten wird aus der Summe der Energien in den Kalorimeterzellen bestimmt, die sich innerhalb eines Zylinders ($Z1$) mit einem Radius von 15 cm befinden. Die Achse ist durch den Vertex und den Schauerschwerpunkt des Clusters gegeben. Die Nutzung von Zellen anstelle von Clustern bietet eine Reihe von Vorteilen. Man kann gewisse Energieverluste durch mögliche Bildung von Nebenclustern

ausschalten, falls ein Schauer Bereichsgrenzen oder Inhomogenitäten im Kalorimeter berührt. Zum anderen kann man mit der elektromagnetischen Energieskala die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation von hadronischer Energie reduzieren. Schließlich können auch negative Zellenenergien, die durch das elektronische Rauschen entstehen und beim Clustern ignoriert werden, Berücksichtigung finden und zu einer Kompensation der positiven Rauschsignale führen. Der Zylinder $Z1$ erstreckt sich auf das elektromagnetische Kalorimeter und auf die erste Lage des hadronischen Kalorimeters (siehe Abbildung 4.6). Die erste hadronische Lage kann besonders in der zentralen Kalorimeter-Region noch einige Prozent der Elektronenergie enthalten, welche so berücksichtigt wird.

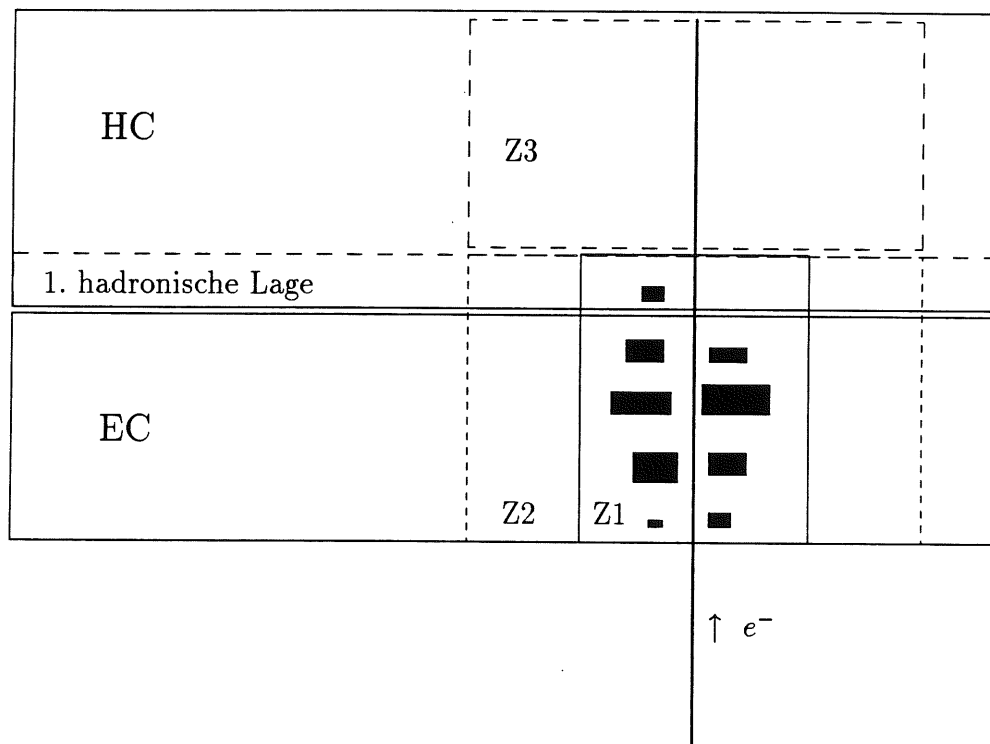


Abbildung 4.6: Skizze zur Messung der Elektronenergie. Der Elektronschauer erstreckt sich innerhalb des Zylinders $Z1$ im elektromagnetischen Kalorimeter (EC) und löst Signale in den einzelnen Zellen (■) aus; Im Zylinder $Z2$ wird die deponierte Energie in der Umgebung, in $Z3$ die Energie hinter dem Elektron im hadronischen Kalorimeter (HC) bestimmt.

Zu Identifikationszwecken wird die Energie in der Umgebung des Elektrons benutzt. Ein Zylinder $Z2$, der wie $Z1$ definiert ist, aber einen Radius von 30 cm hat, enthält die in unmittelbarer Nachbarschaft des Elektrons deponierte Energie. Damit lassen sich die hadronischen Schauer erkennen, die – im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern – eine größere transversale Ausdehnung besitzen. Hinter $Z1$ und $Z2$ befindet sich

ein dritter Zylinder $Z3$ mit einem Radius von 30 cm im HC, der im Falle von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen keine Energie enthalten sollte. Abbildung 4.7 zeigt die gemessenen Energien in $Z2$ und $Z3$ für Elektronen und Pionen bei Energien von 10 GeV bzw. 27 GeV. Verlangt man obere Grenzen für die gemessenen Energien in $Z2$ (1.2 GeV) und $Z3$ (0.5 GeV), reduziert man die Wahrscheinlichkeit, daß Pionen für Elektronen gehalten werden. Die Zahl der noch verbleibenden Pionen kann durch Nutzung weiterer Parameter verringert werden (siehe Abschnitt 4.5.1).

Alle im Zylinder $Z1$ gefundenen Kalorimeterzellen ergeben die Elektronenergie. Die übrigen Zellen einschließlich der Energien im instrumentierten Eisen ($\vartheta > 140^\circ$) und im rückwärtigen Kalorimeter BEMC werden zur Bestimmung des hadronischen Vektors benutzt (siehe Abschnitt 5.1 und 5.2).

4.4.2 Energieverluste

Fehler in der Energiemessung haben vor allem zwei Ursachen. Zunächst gibt es im Kalorimeter Inhomogenitäten an den Modulgrenzen sowohl in z - als auch in Φ -Richtung. An den Oktandengrenzen im elektromagnetischen Kalorimeter sind die größten Energie- und Akzeptanzverluste zu erwarten. Elektronenschauer, die über die z -Lücken hinweg verlaufen, erzeugen ebenfalls weniger Signale als im homogenen Teil des Detektors. In Abbildung 4.8 sind die Einflüsse der Φ -Lücken zu beobachten. Man sieht in der Nähe der Oktandengrenzen weniger Energie und vor allem weniger Elektronen insgesamt, da die schlechte Energiedefinition sich direkt auf die Selektion auswirkt (Abb. 4.8a). In z -Richtung ist vor allem der Übergangsbereich zwischen dem BBE und dem BEMC problematisch. Zwischen diesen beiden Detektoren klafft ein inaktiver Bereich, der hauptsächlich von Signalkabeln ausgefüllt wird. In den anderen Übergangsbereichen (BBE-CB1, CB1-CB2, usw.) ist ebenfalls ein Energieverlust zu beobachten. Abbildung 4.9 verdeutlicht die Güte der Energiemessung in Abhängigkeit von z . Das rechte Diagramm enthält keine Ereignisse, bei denen das Elektron näher als 2° an einer Φ -Lücke liegt oder bei denen die gerade Verbindung zwischen dem Vertex und dem Schwerschwerpunkt des Clusters das BEMC erreicht.

Zusätzlich entstehen Energieverluste durch die Unterdrückung des elektronischen Rauschens. Alle Zellen, die weniger Energie als den entsprechenden Wert von 2σ ihres Rauschsignals enthalten, werden nicht ausgewertet (vgl. Kapitel 3). Somit ist die meßbare Energie des Elektrons reduziert, abhängig von der Granularität des Subdetektors. Die mit der oben erwähnten Zylindermethode erreichte Energieauflösung kann in Abbildung 4.10 abgelesen werden. Es sind nur Elektronen berücksichtigt, die keine z -Lücke getroffen haben. Die Auflösungen liegen zwischen $12\%/\sqrt{E}$ und $13\%/\sqrt{E}$, die Energie ist jedoch unterbestimmt. In Abbildung 4.11 ist das Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Elektronenergie gezeigt. Korrigiert man die ausgelesene Energie mit dem Kehrwert des Mittelwertes (BBE: 1.034, CB1: 1.015), erhält man die Verteilungen in Abbildung 4.12.

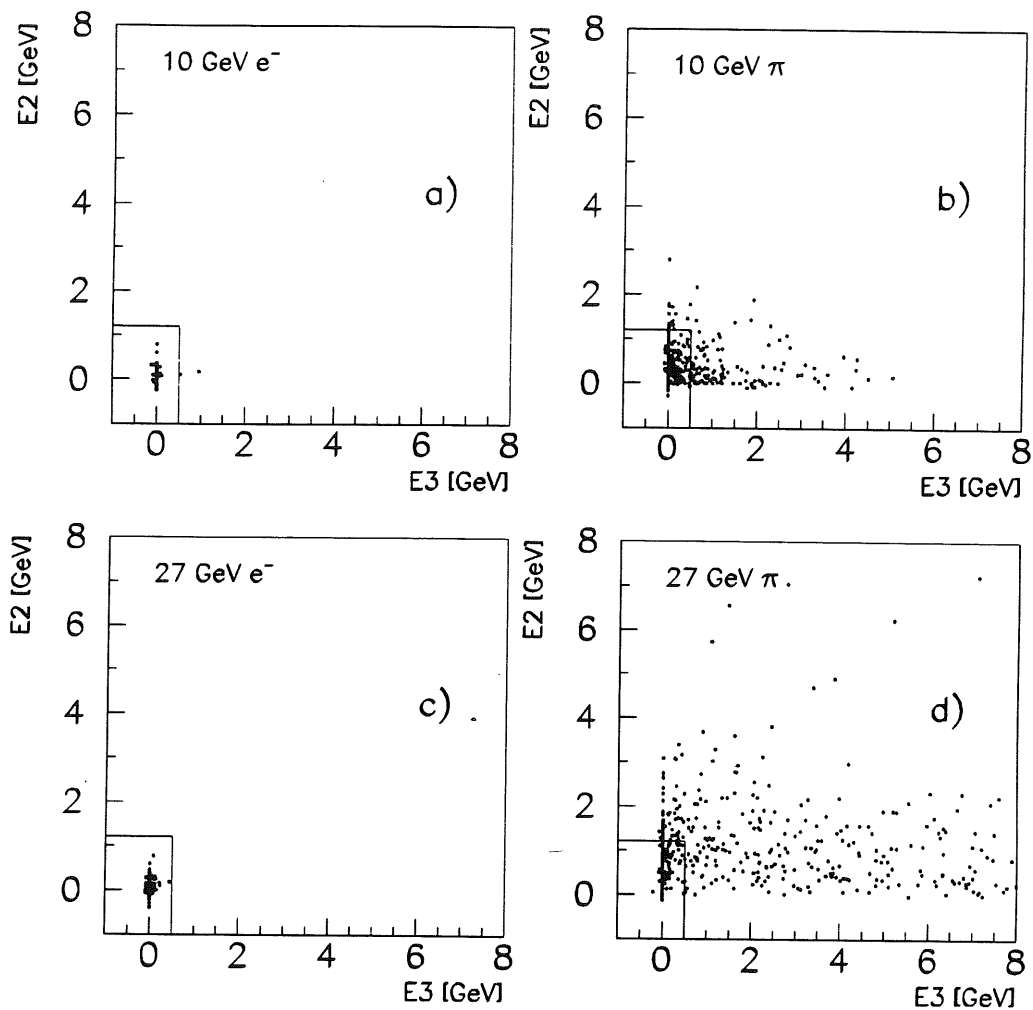


Abbildung 4.7: Energie in der Nachbarschaft des Elektron-Kandidaten. Für simulierte Einzelteilchen (Elektronen **a**) und **c**) und geladene Pionen **b**) und **d**) bei Energien von 10 GeV bzw. 27 GeV sind die gemessenen Energien im Zylinder Z2 (E_2) gegen die Energien im hadronischen Kalorimeter im Zylinder Z3 (E_3) aufgetragen. Die Teilchen wurden im BBE, CB1 und CB2 simuliert. Das eingezeichnete Rechteck umschließt den Akzeptanzbereich für einen Elektron-Kandidaten ($E_2 < 1.2$ GeV, $E_3 < 0.5$ GeV). Durch diesen Schnitt verliert man weniger als 0.2% an Elektronen (**a**) und **c**), reduziert aber den Pionanteil um 28% (**b**) bzw. 68% (**d**)).

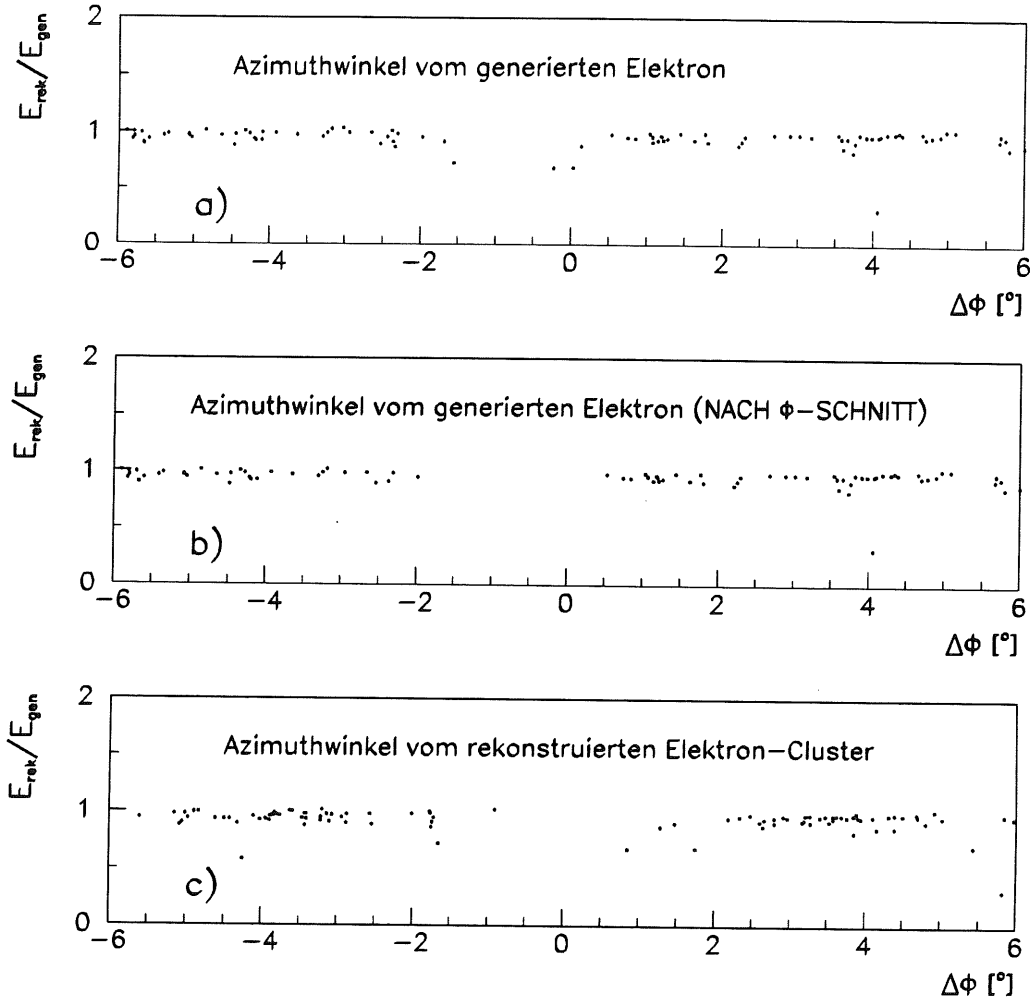


Abbildung 4.8: Simulierte Elektronen in der Nähe der Φ -Lücken aus den selektierten Ereignissen. Es ist das Verhältnis der rekonstruierten zur generierten Energie gegen den Abstand des Elektrons zur Φ -Lücke im Kalorimeter aufgetragen. In a) ist Φ der generierte Winkel am Vertex, das Magnetfeld bewirkt einen Offset; Bild b) entspricht a), nur daß in der Selektion ein $\Delta\Phi$ -Schnitt im Kalorimeter von 2° angewendet ist; in c) ergibt sich Φ aus den Clusterschwerpunkten.

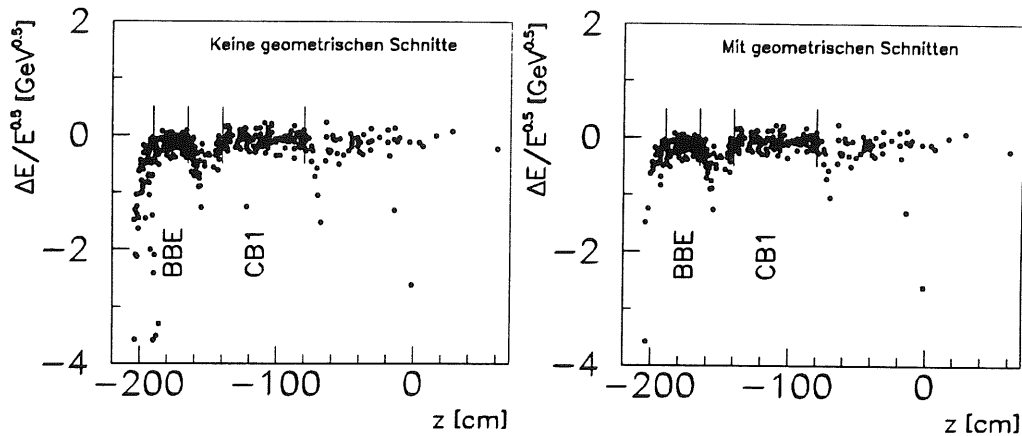


Abbildung 4.9: Energieauflösung des Kalorimeters normiert auf \sqrt{E} gegen die z -Position im Kalorimeter. Die Bereiche, in denen die Elektronen vollständig im BBE oder CB1 aufgeschauert haben, sind durch senkrechte Striche angezeigt. Im rechten Diagramm sind Ereignisse, bei denen das Elektron im Φ -Lückenbereich gefunden oder das BEMC vom Elektron getroffen wurde, nicht berücksichtigt (siehe Text).

4.4.3 Messung des Streuwinkels

Der Streuwinkel kann einerseits aus dem Vertex und dem Clusterschwerpunkt bestimmt werden, andererseits kann die Information der Spurrekammern zur Winkelbestimmung verwendet werden. In Abbildung 4.13b sieht man die erreichbare Auflösung unter Verwendung der Clusterschwerpunkte von $\sigma = 6.4$ mrad. Nimmt man die Spurrekonstruktion ohne Nutzung der z -Proportionalkammern (CIZ, COZ) ergibt sich eine schlechtere Auflösung von $\sigma = 8.4$ mrad (Abbildung 4.13c). Mit Nutzung der z -Kammern, die die Auflösung des Polarwinkels verbessern sollen, erhält man $\sigma = 4.7$ mrad. Da jedoch die Effizienz der z -Kammern für die Daten geringer ist als in der Simulation beschrieben, werden die Spuren in dieser Analyse nicht zur Winkelbestimmung herangezogen. Diese Entscheidung lässt sich weiter bekräftigen, studiert man den Abstand zwischen der extrapolierten Spur und dem Schwerpunkt des Clusters (Abbildung 4.14). Zwar kann die Simulation bei kleinen Abständen das Verhalten in den gemessenen Daten nachbilden, jedoch enthalten diese größere Ausläufer. Durch Ineffizienzen der CJC wegen defekter Signaldrähte war zudem in 17% der Ereignisse die Spur des Elektrons nicht verwertbar (im Gegensatz zur Simulation mit 1.5%).

4.5 Endgültige Auswahl

Auf dem im Abschnitt 4.4 erläuterten Werkzeug zur Messung der Elektronendaten kann die weitere Selektion der Ereignisse aufgebaut werden. Die Reduktion von Untergrund ist die Aufgabe der endgültigen Selektion.

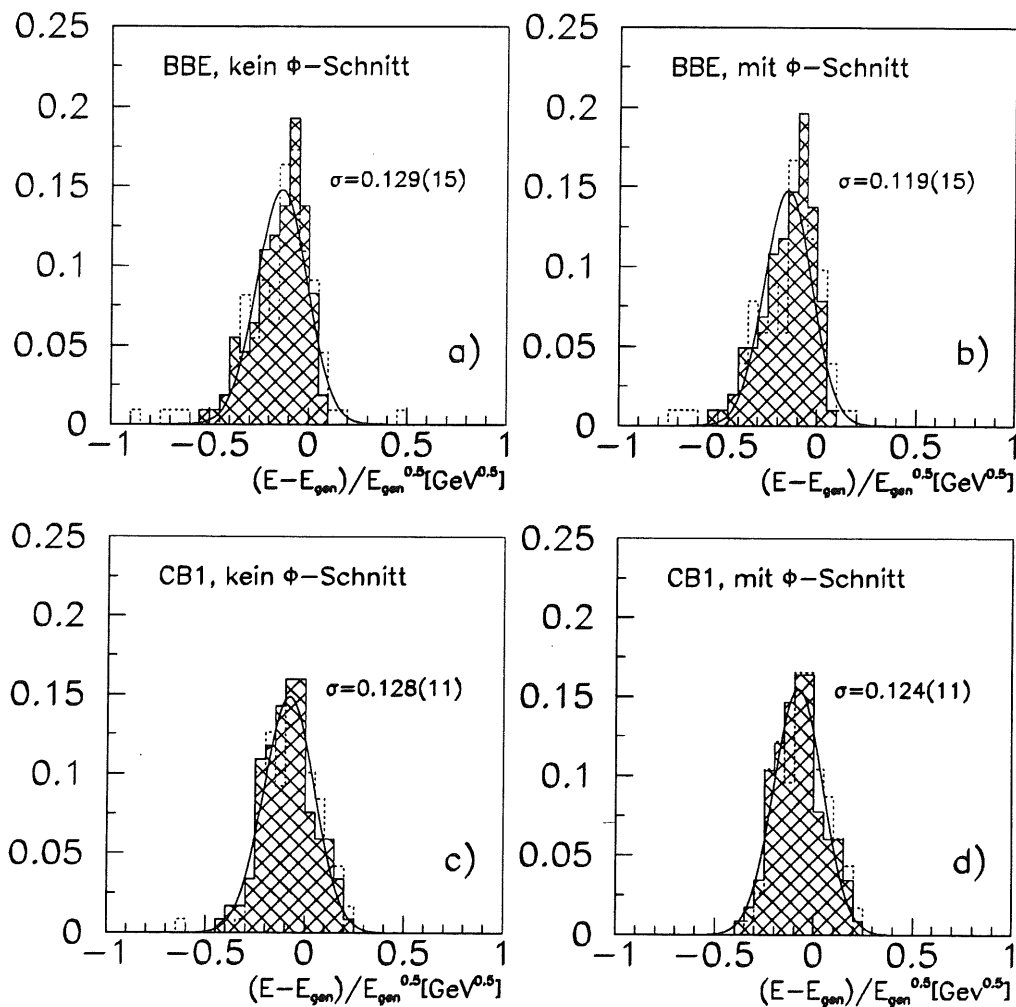


Abbildung 4.10: Die Energieauflösung des Kalorimeters im BBE (oben) und im CB1 (unten). Das schraffierte Histogramm mit Gaußfit beschreibt die Resultate mit der Zylindermethode. Das gepunktete Histogramm erhält man, wenn die Clusterenergie benutzt wird. Unter der Annahme, daß $dE/E = \text{const}/\sqrt{E}$, ist die gezeigte Auflösung energieunabhängig. a) und c) enthalten auch die nach der Selektion verbliebenen Elektronen in den Φ -Lücken; in b) und d) sind diese entfernt. Die in den Klammern angegebenen Zahlenwerte bezeichnen den statistischen Fehler.

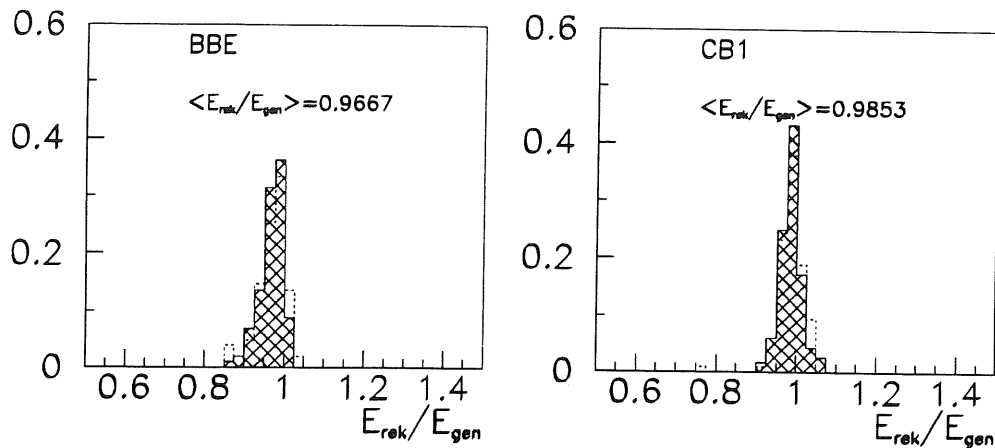


Abbildung 4.11: Verhältnis der gemessenen zu den generierten Elektronenergien. Nur Schauer mit Schwerpunkt $-190 \text{ cm} < z < -165 \text{ cm}$ (BBE), bzw. $-140 \text{ cm} < z < -80 \text{ cm}$ (CB1) sind berücksichtigt. Elektronen in den Φ -Lücken sind nicht enthalten. Die gepunkteten Histogramme ergeben sich, wenn die Clusterenergie benutzt wird.

4.5.1 Selektionskriterien

Für die Elektronidentifikation werden im Clusteralgorithmus verschiedene einen Cluster beschreibende Größen ermittelt. Die einfachsten Parameter sind:

EM: Der Energieanteil des Clusters, der nur im elektromagnetischen Kalorimeter EC deponiert wurde. Elektronen bilden im elektromagnetischen Kalorimeter Schauer, Hadronen können auch im hadronischen Teil nennenswert Energie deponieren.

H4: Der Energieanteil in den vier energiereichsten Zellen des Clusters verglichen mit der gesamten Clusterenergie. Elektromagnetische Schauer sind kompakter als hadronische, daher erwartet man bei Elektronschauern große Werte für *H4*.

K0: Der Energieanteil in zum Cluster gehörenden Zellen der ersten elektromagnetischen Lage verglichen mit der gesamten Clusterenergie. Elektromagnetische Schauer starten früher als hadronische, deswegen sollte *K0* im Mittel für Elektronen höher sein.

Die Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen die Spektren der Größen *EM*, *H4* und *K0* für Elektronen und geladene Pionen bei zwei verschiedenen Teilchenenergien. *EM* kann demnach als Lokalisierungsparameter benutzt werden, denn nur selten werden hadronische Cluster zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter verbunden. Der Parameter *H4* hat für Elektronen große Werte, und kann daher den Pionenanteil etwas reduzieren. *K0* hingegen ist nicht sonderlich diskriminierend und wird im Folgenden nicht weiter benutzt².

²Dieser Parameter kann evtl. zur Unterdrückung von Halo-Myonen herangezogen werden, da diese gewöhnlich nur eine Kalorimeterlage streifen, d. h. $K0 \simeq 0$ oder $K0 \simeq 1$. In den Daten von 1992 ist

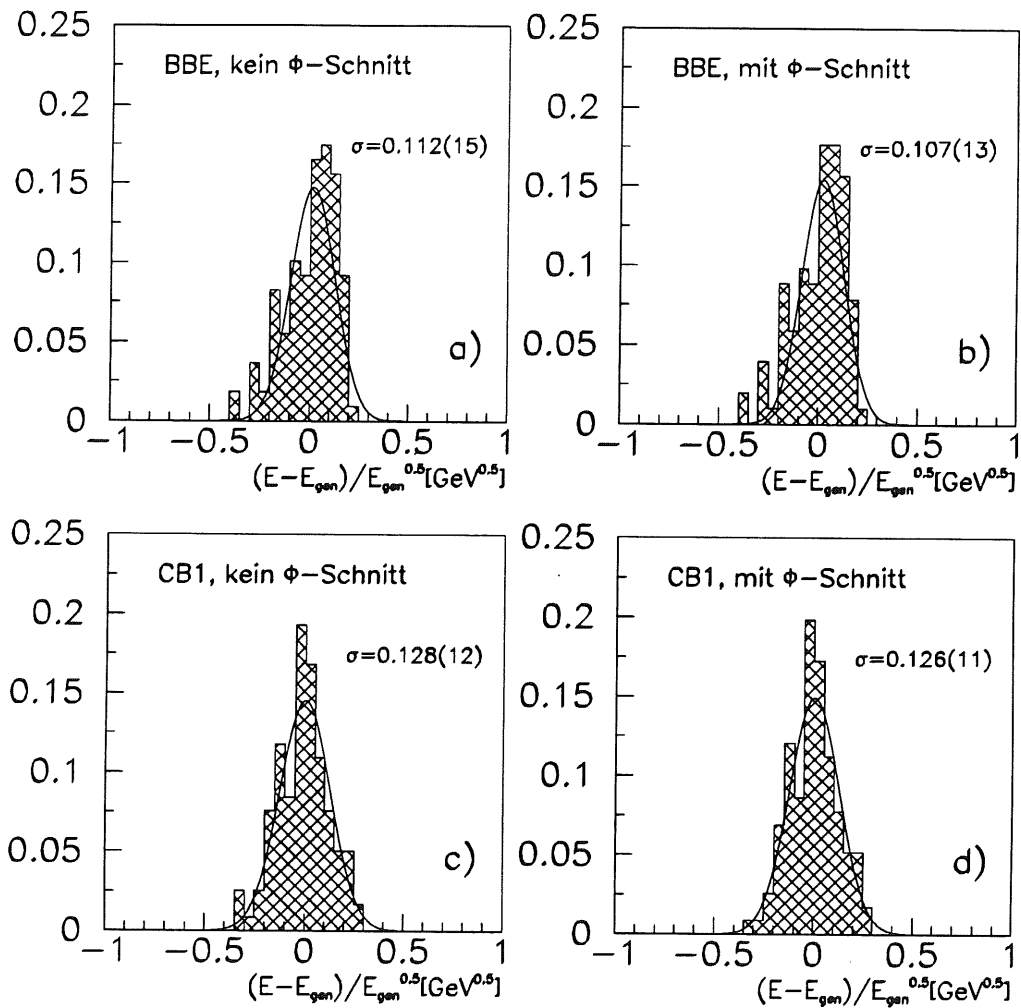


Abbildung 4.12: Energieauflösung normiert auf \sqrt{E} im BBE und CB1, die man erhält, wenn die gemessene Energie mit einem Faktor von 1.034 (BBE) bzw. 1.015 (CB1) korrigiert wird (siehe Text). Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf den Gaußfit.

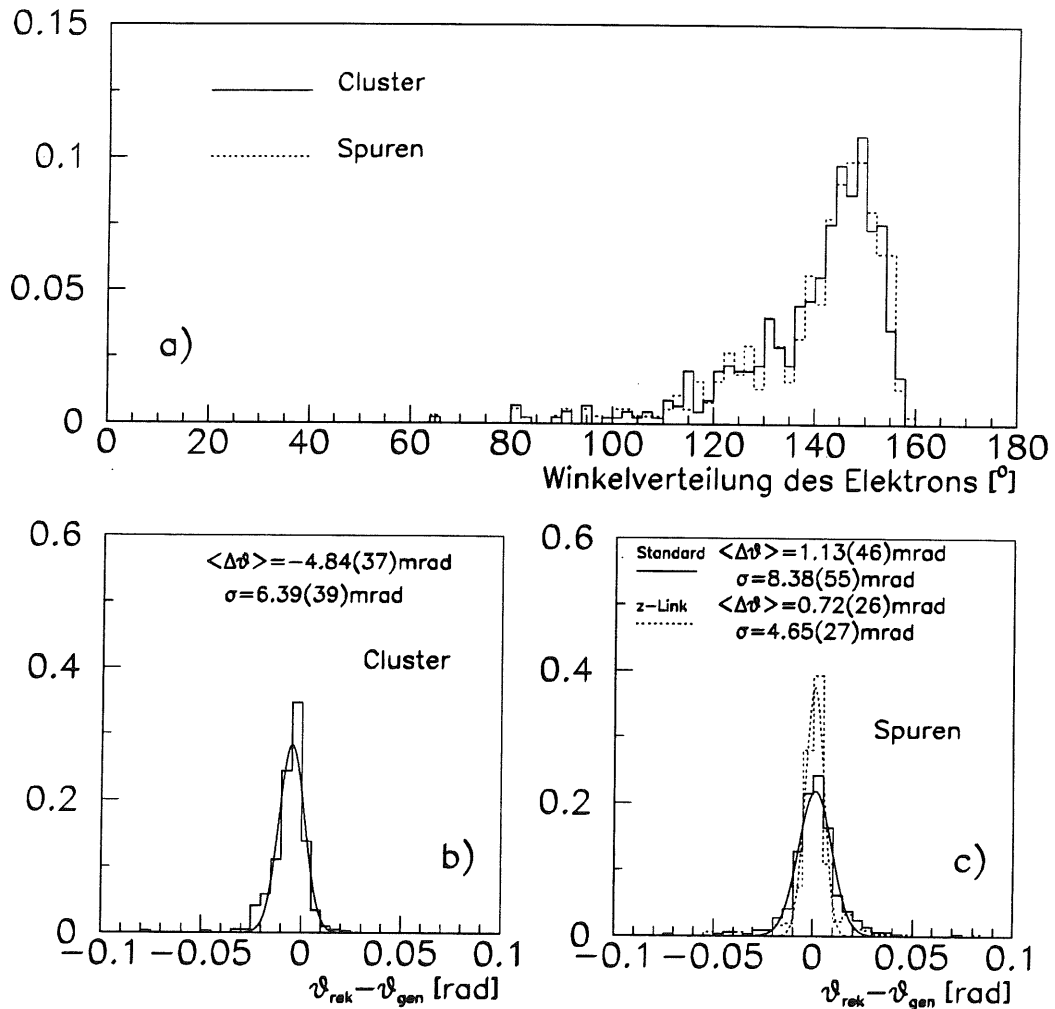


Abbildung 4.13: Winkel und Winkelauflösung mit simulierten Daten. a) Winkelverteilung des gestreuten Elektrons mit Cluster- und mit Spurauswertung gewonnen; b) und c) Winkelauflösung $\Delta\vartheta$ in [rad]. In b) ist ausschließlich der Clusterschwerpunkt für die Winkelmessung herangezogen worden, in c) ist stattdessen der rekonstruierte Polarwinkel der Spur eingesetzt worden. Die Spuren sind ohne (Standard) und mit der Information aus den z-Proportionalkammern (z-Link) rekonstruiert worden (siehe Text).

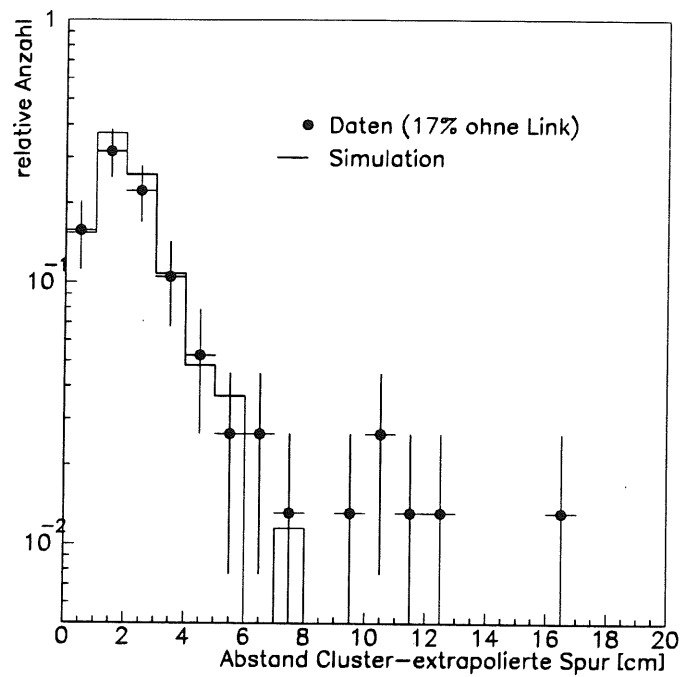


Abbildung 4.14: Vergleich des räumlichen Abstandes zwischen der extrapolierten Spur des Elektrons und dessen Cluster im Kalorimeter mit gemessenen und simulierten Daten. In der Simulation sind 1.5% der Elektronen ohne zugeordnete Spur, in den Daten 17% (siehe Text).

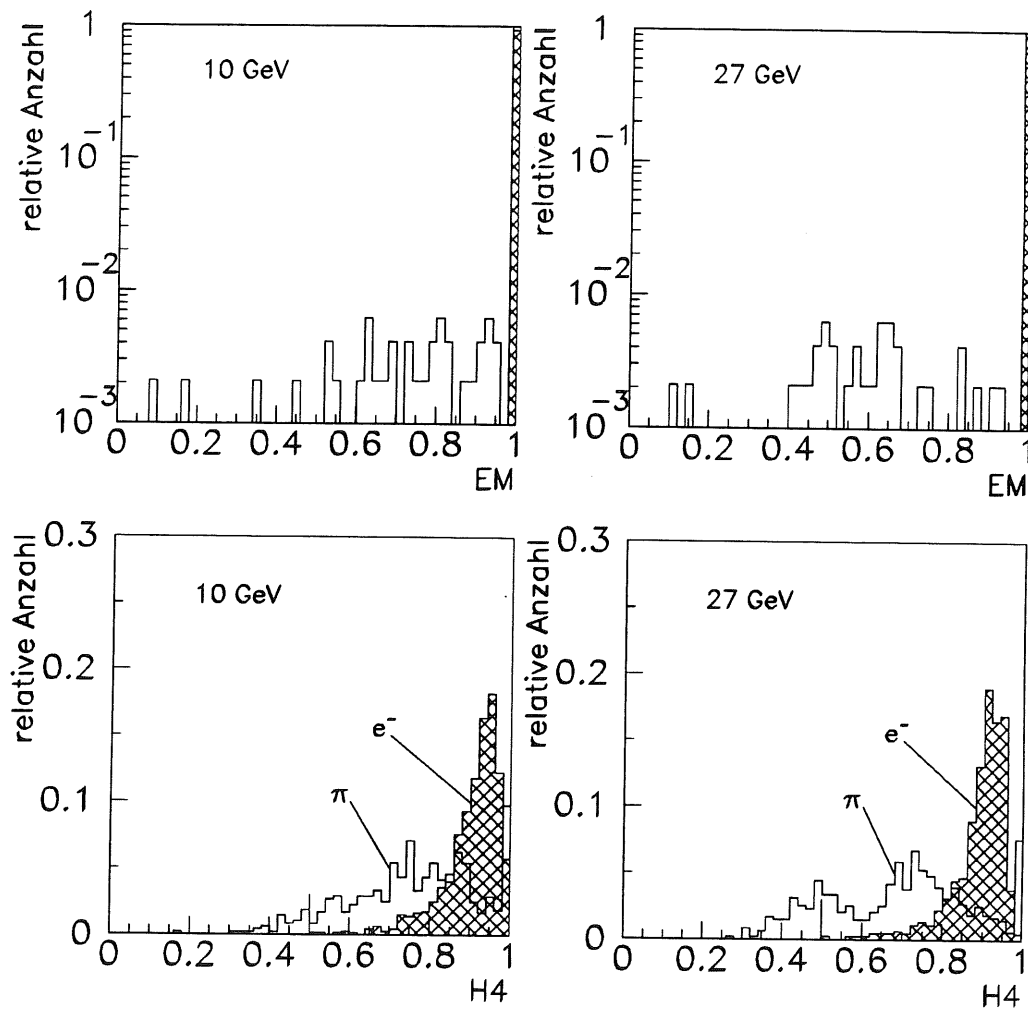


Abbildung 4.15: Die Cluster-Parameter EM und $H4$ (siehe Text) für Elektronen und geladene Pionen bei 10 GeV bzw. 27 GeV im BBE und CB1/2. Während EM praktisch immer 100% ist, ist das $H4$ -Spektrum für Pionen und Elektronen unterschiedlich. Für die Selektion von Elektron-Kandidaten wird $EM > 0.8$ und $H4 > 0.5$ gefordert.

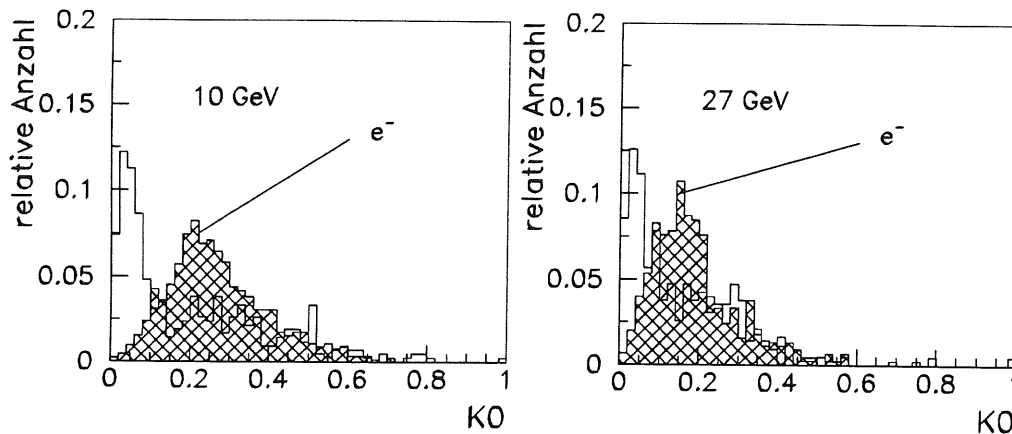


Abbildung 4.16: Der Cluster-Parameter $K0$ (siehe Text) für Elektronen und geladene Pionen bei 10 GeV bzw. 27 GeV im BBE und CB1/2. Im Mittel ist $K0$ für Elektronen größer als für Pionen.

Die endgültige Datenauswahl basiert auf einer einfachen Elektronidentifikation und wurde durch folgende Selektionskriterien erreicht:

1. Für das jeweils vorliegende Ereignis wird ein Elektron-Kandidat gesucht (oder mehrere), der folgende Kriterien erfüllen muß:
 - Er besitzt eine bestimmte Mindestenergie, so daß $y < 0.7$ ist (Glg. 5.3);
 - mindestens 80% seiner Cluster-Energie ist im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert ($EM > 0.8$);
 - mindestens 50% seiner Cluster-Energie kann er auf die vier energiereichsten Kalorimeterzellen konzentrieren (Kompaktheit elektromagnetischer Schauer, $H4 > 0.5$);
 - die Energie der Zellen außerhalb von $Z1$ aber innerhalb von $Z2$ ist kleiner als 1.2 GeV (Isolationskriterium);
 - die Summe der Energien von Zellen hinter $Z1$ und $Z2$ im Zylinder $Z3$ ist nicht höher als 0.5 GeV.

Derjenige Kandidat mit der größten Transversalenergie wird als das gestreute Elektron akzeptiert. Falls keine Kandidaten gefunden wurden, wird das Ereignis verworfen. Es werden weiterhin nur Ereignisse akzeptiert, deren gestreute Elektronen mindestens 2° von einer Φ -Lücke Abstand haben (Schauerschwerpunkt). Auch Ereignisse, deren Elektronen das BEMC durchquert haben, werden verworfen.

aber der Untergrund durch Halo-Myonen nicht groß.

2. Die verbleibenden 115 Ereignisse wurden im *event display* betrachtet. Eindeutige Ereignisse von kosmischen Myonen wurden aussortiert. Es bleiben danach 103 Ereignisse übrig.

4.5.2 Leistungsfähigkeit der Selektion

Mit simulierten Ereignissen läßt sich prüfen, wie groß die Verluste durch die verschiedenen Schnitte sind. Durch Anwendung der Selektion auf andere physikalische Ereignisklassen kann man abschätzen, ob mit Untergrundereignissen im endgültigen Datensatz zu rechnen ist.

Verluste an Ereignissen

Der Selektionsalgorithmus nutzt die oben erläuterte Methode zur Bestimmung der Energie und des Streuwinkels des Elektrons. Die Energieverluste, die durch die z -Lücken entstehen, werden nicht kompensiert.

Die Ereignisverluste entstehen durch die schon oben erwähnten Schnitte auf verschiedene Größen, die mit simulierten Daten abgeschätzt werden können. Es wurde DJANGO 1.0, H1SIM 2.12, H1REC 3.09 (Kapitel 3) benutzt. Zur Berechnung der Partondichten wurde die Parametrisierung MRS D– [Ma93] angewendet. Der Datensatz enthält 756 Ereignisse mit Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter, davon 490 Ereignisse, bei denen der generierte Wert von $y_{gen}^{e^-} < 0.7$ ist. Die Verluste durch verschiedene Schnitte sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Man erkennt, daß die meisten Verluste durch den y -Schnitt entstehen; der Schnitt auf die Φ -Lücken ergibt rein geometrisch einen Verlust von 8.9%. Die anderen Größen haben nur einen kleinen Einfluß. Am Ende der Auswahlprozedur bleiben 57% der theoretisch zugänglichen Ereignisse übrig, sowie 88% der Ereignisse mit $y_{gen} < 0.7$. Keine Verluste, sondern Fehlbestimmungen der Kinematik wegen falscher Elektronidentifikation, treten in etwa 2.1% der Fälle auf.

Selektionsgüte				
Schnitt	gefundene Ereignisse		Elektron korrekt gefunden	falsch [%]
keiner	756			
$y_{gen}^{e^-} < 0.7$	490	($\equiv 100\%$)		
$y_{rec}^{e^-} < 0.7$ und Φ -Lücke	436	(-11%)	425	2.5
+ $EM > 0.8$	436	(-0%)	425	2.5
+ $H4 > 0.5$	433	(-0.7%)	424	2.1
+ $E3 < 0.5$ GeV	433	(-0%)	424	2.1
+ $E2 < 1.2$ GeV	430	(-0.7%)	421	2.1

Tabelle 4.1: Verluste von Ereignissen durch die Selektion. Dabei bedeutet EM : Energieanteil im elektromagnetischen Kalorimeter; $H4$: Energieanteil in den vier energiereichsten Zellen des Clusters; $E3$: Energie im Zylinder $Z3$; $E2$: Energie im Bereich $Z2$. Die Zahlen basieren auf simulierten Ereignissen mit QED-Strahlung (DJANGO1.0)

Untergrund

Die Anwendung der endgültigen Selektion auf simulierte Photoproduktionsereignisse, die in ihrer Zahl der zweifachen integrierten Luminosität der 1992er Daten entsprechen, ergab ein akzeptiertes Ereignis. Im Datensatz ist somit mit weniger als einem Photoproduktionsereignis zu rechnen. Eine Untersuchung der gemessenen Daten mit dem *event display* ergab keinen Hinweis auf ein solches Ereignis. Ebenso konnte kein Ereignis mit einem Photon aus dem oben erwähnten QED-Compton-Prozeß ausgemacht werden. Es gibt im endgültigen Datensatz keine Ereignisse, deren Signatur auf Strahl-Gas-Wechselwirkungen hinweist (vgl. Abschnitt 4.3.4).

4.5.3 Kinematischer Bereich nach der Selektion

Durch den geometrischen Schnitt am BBE/BEMC-Bereich ergeben sich maximale Elektronwinkel von $\vartheta \simeq 155^\circ$. Durch die Vertex-Fluktuation sinkt die Akzeptanz dort aber nicht schlagartig auf Null (siehe auch Seite 49, Abbildung 4.13a). In der endgültigen Selektion haben die meisten Ereignisse einen quadratischen Impulsübertrag (Q^2) von mehr als 100 GeV^2 . Abbildung 4.17 zeigt die selektierten Ereignisse von 1992 in der $x - Q^2$ Ebene. Der dort mit einem Quadrat gekennzeichnete Eintrag stellt ein Ereignis dar, das in Abbildung 4.18 zu sehen ist.

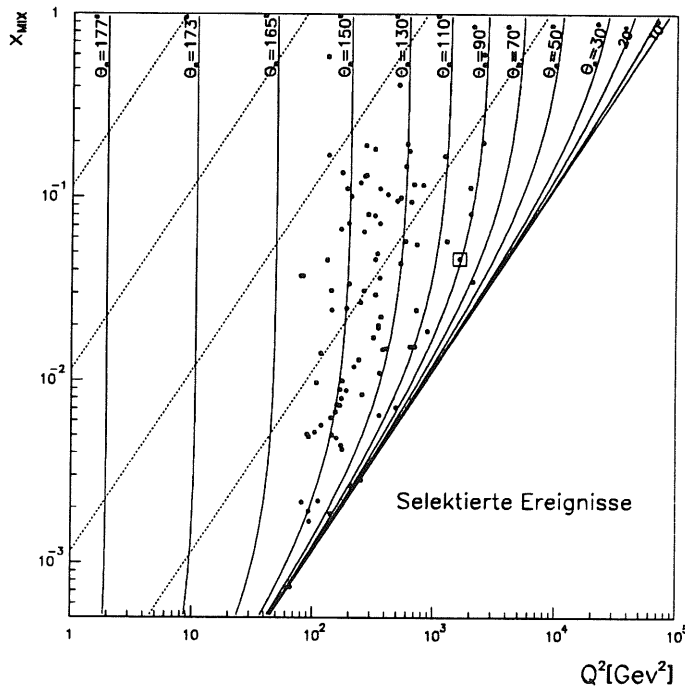


Abbildung 4.17: Der kinematische Bereich x gegen Q^2 der selektierten Ereignisse. Der quadratische Impulsübertrag beginnt bei etwa 100 GeV^2 . Hier verläuft die Akzeptanzgrenze durch den BBE/BEMC-Übergang. Der markierte Punkt entspricht dem Ereignis in Abbildung 4.18.

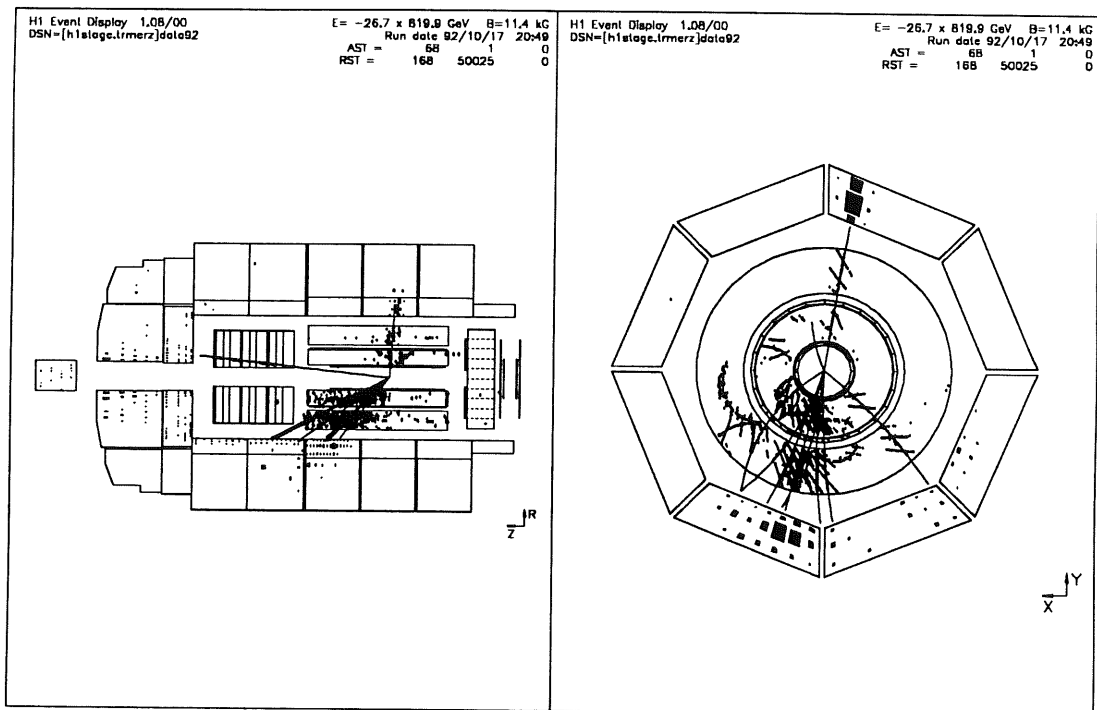


Abbildung 4.18: Ein Ereignis des neutralen Stroms (Run 33641, Ereignis 18433) mit $Q^2 = 1600 \text{ GeV}^2$ und $x_{MIX} = 0.046$.

Kapitel 5

Ereigniskinematik

Ein tiefunelastisches Ereignis kann durch verschiedene Größen beschrieben werden. Direkt zugänglich sind die Energie und der Winkel des gestreuten Elektrons bzw. die Energien und Winkel der durch Fragmentation entstandenen Hadronen. Außerdem lassen sich weitere Größen, wie Transversalimpuls des Elektrons bzw. der Hadronen oder die Azimutwinkel von Teilchenjets bezüglich des Elektrons, gewinnen. Vorteilhaft sind Lorentz-invariante Größen, nämlich die kinematischen Variablen (x, Q^2, y) ; mit diesen werden beispielsweise Gleichungen für Strukturfunktionen formuliert. In diesem Kapitel werden kurz die Möglichkeiten und Grenzen der zahlreichen Rekonstruktionsmethoden vorgestellt, wobei stets Ereignisse mit großem Elektron-Streuwinkel herangezogen werden. Dabei werden simulierte mit gemessenen Ereignissen verglichen.

Die wichtigsten Detektorkomponenten zur Messung der Ereigniskinematik von tiefunelastischen Ereignissen sind die Kalorimeter und die inneren Spurenkammern (Vorwärts- und Zentralkammern). Mit den Spurenkammern lassen sich die Impulse von geladenen Teilchen um so besser messen, je niedriger diese sind. Die Kalorimeter können auch die neutralen Teilchen registrieren, haben aber bei kleinen Energien eine relativ schlechte Auflösung (siehe auch Kapitel 2). Prinzipiell reicht die kalorimetrische Messung bei der Bestimmung von kinematischen Variablen aus, da (bis auf Neutrinos) alle Teilchen registriert werden können. Theoretisch läßt sich aber die so erreichte Genauigkeit signifikant steigern, wenn die Spureninformation zusätzlich herangezogen wird, da die Hadronen überwiegend kleine Energien besitzen (siehe Abbildung 5.1). Zur Vermeidung von Doppelzählung der Energie muß der im Kalorimeter entstandene Schauer hinter einer berücksichtigten Spur ausmaskiert werden. Die Energie- und Winkelmessung des Elektrons sowie dessen Identifikation sind in Kapitel 4 beschrieben worden.

5.1 Kalorimetrische Messung der Hadronen

Der hadronische Energiefluß wird mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, dem BEMC und dem instrumentierten Eisen gemessen. Während Hadronen im Vorwärts- und Zentralbereich (bis $\vartheta \simeq 140^\circ$) zufriedenstellend registriert werden können, gibt es im Rückwärtsbereich eine reduzierte Akzeptanz durch die geringe hadronische Tiefe des BBE und des BEMC. Ein Teil der hadronischen Energie kann zwar noch im dahinter liegenden Eisen registriert werden, jedoch ist wegen des vielen inaktiven Materials

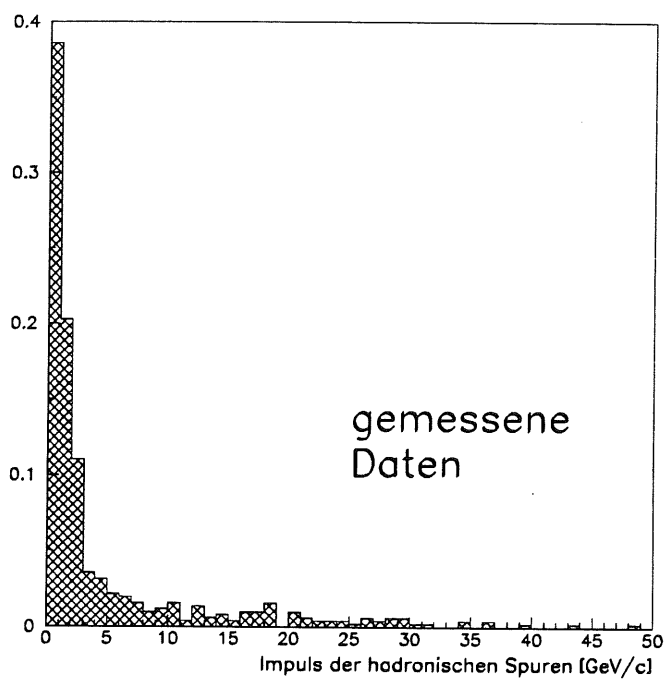


Abbildung 5.1: Gemessenes Impulsspektrum der Hadronen in den zentralen Spurkammern. Die Daten wurden wie in Kapitel 4 beschrieben selektiert. Die meisten Teilchen besitzen einen Impuls von weniger als 2 GeV/c.

zwischen den Detektoren keine hohe Genauigkeit zu erwarten. Das PLUG im äußersten Vorwärtsbereich wird hier nicht benutzt. Dieses Kalorimeter war 1992 noch nicht vollständig bestückt, so daß keine verlässliche Energiemessung möglich war.

Die Messung des hadronischen Vektors basiert auf den Energien der einzelnen Zellen im jeweiligen Kalorimeter. Die Zellen, die dem gestreuten Elektron zugeordnet sind, bleiben dabei unberücksichtigt.

BEMC: Nur Zellen (*stacks*) mit einer Energie über 500 MeV werden benutzt, um den Einfluß des Rauschens zu unterdrücken. Die Energien der verbleibenden Zellen werden mit 1.6 multipliziert, um die gegenüber Elektronen gleicher Energie niedrigeren Signale der Hadronen zu gewichten.

Argon: Durch das *Weighting* (vgl. Abschnitt 2.2.1) ist das hadronische Signal in den Zellen schon korrigiert. Die Behandlung des elektronischen Rauschens erfolgt bereits bei der Rekonstruktion.

Eisen: Es werden Signale im Rückwärtsbereich $\vartheta > 140^\circ$ berücksichtigt, um die hadronischen Schauer hinter den elektromagnetischen Kalorimetern BBE und BEMC zu erfassen¹. Die Rauschschwelle ist bei 200 MeV festgelegt; die Energien werden mit einem Faktor 1.6 multipliziert, um die Energieverluste zwischen den Kalorimetern grob zu kompensieren.

Als räumliche Koordinate wird in jedem Kalorimetertyp der geometrische Schwerpunkt der jeweiligen Zelle angenommen, wobei der Ort des Ereignisursprungs berücksichtigt wird. So läßt sich jeder Zelle ein Impulsvektor zuordnen. Die Summe über alle Zellvektoren bildet den hadronischen Vektor. Dieses Verfahren wird im folgenden „kalorimetrische Methode“ genannt.

5.2 Kombination von Kalorimetern und Spurkammern

Der Impuls von Teilchen niedriger Energie – sofern sie geladen sind – kann mit den Spurkammern besser als mit einem Kalorimeter gemessen werden. Es bietet sich deshalb an, die Spurinformaton für den hadronischen Vektor mitzunutzen. Diese Methode setzt voraus, daß die Hadronen nicht zu stark lokal konzentriert sind. Sonst wäre eine Maskierung nicht sehr sinnvoll, da eventuell in einem Teilchenjet vorhandene neutrale Teilchen (vornehmlich Photonen) überdeckt und verloren gehen können. Eine Beschränkung auf die zentralen Spuren im CTD ist unter diesem Aspekt sinnvoll, weil hohe Teilchendichten überwiegend in Vorwärtsrichtung vorkommen.

Zur Auswertung werden nur Spuren herangezogen, die bestimmte Mindestanforderungen erfüllen. Diese sind:

- Der Winkel ϑ der Spur erfüllt $22^\circ < \vartheta < 160^\circ$

¹Die zusätzlich meßbare Energie hadronischer Schauer im Zentral- und Vorwärtsbereich im instrumentierten Eisen ist so marginal, daß bei einer einfachen Rauschbehandlung, wie hier angewendet, kein Gewinn an Energieauflösung erzielt werden kann.

- Der Vertex-Fit liefert $\chi^2 < 20$
- Die extrapolierte Spur erreicht einen kleinsten Abstand zur z -Achse von weniger als 2 cm
- Die Differenz der z -Koordinate der Spur und des rekonstruierten Vertex – geteilt durch den z -Meßfehler – ist kleiner als 5
- Die gemessene Spur beginnt nicht weiter als 30 cm von der z -Achse entfernt
- Der Fehler des gemessenen Impulses geteilt durch den Impuls der Spur ist kleiner als 0.5
- Es werden mindestens 0.1 GeV/c Transversalimpuls verlangt
- Mindestens 10 Drähte der zentralen Jetkammer müssen angesprochen haben
- Die Spur muß mindestens 10 cm Länge aufweisen (projiziert in die xy -Ebene)

Die akzeptierten Spuren werden in das Kalorimeter extrapoliert. Zur Vermeidung von Doppelzählung der Energie werden die Kalorimeterzellen um die Spur ausmaskiert und zwar in einem Zylinder von

- 15 cm im elektromagnetischen Argon-Kalorimeter
- 25 cm im hadronischen Argon-Kalorimeter
- 15 cm im BEMC
- 50 cm im instrumentierten Eisen

Der hadronische Vektor wird dann aus den akzeptierten Spuren und den nicht ausmaskierten Zellen (ohne Elektron-Spur oder -Zellen) gebildet. Diese Methode wird im folgenden „kombinierte Methode“ genannt.

5.3 Transversalimpuls des Elektrons und der Hadronen

In einem Ereignis des neutralen Stroms soll der gesamte Transversalimpuls verschwinden, d. h. es soll der Transversalimpuls des Elektrons vom Transversalimpuls der Hadronen neutralisiert werden. Ein Test für die Güte des Detektors und für die Kalibration der Kalorimeter ist der Vergleich der Transversalimpulskomponenten von Elektron und Hadronen.

Sei

- $p_T^{e^-}$: Betrag des Transversalimpulses \vec{p}_T des Elektrons,
- $p_{T,\parallel}$: Summe der Transversalimpulskomponenten der Hadronen parallel zu \vec{p}_T ,
- $p_{T,\perp}$: Summe der Transversalimpulskomponenten der Hadronen senkrecht zu \vec{p}_T ,
- p_T^h : Betrag des vektoriell summierten Transversalimpulses der Hadronen,

dann gilt für einen idealen Detektor $p_T^{e^-} = -p_{T,\parallel}$, $p_{T,\perp} = 0$ und $p_T^{e^-} = p_T^h$. Tatsächlich spielen Verluste im Strahlrohr, Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld, begrenzte Auflösung und die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit von Teilchen sehr kleiner Energie im Kalorimeter eine Rolle, so daß diese Gleichungen nur annähernd gelten können. In den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist der Verlauf der oben erwähnten p_T -Komponenten für die kalorimetrische und für die kombinierte Messung dargestellt.

Wie erwartet, ist der hadronische Transversalimpuls kleiner als der des Elektrons, weil einerseits die Energie im Strahlrohrbereich nicht gemessen werden kann und andererseits das Magnetfeld die geladenen Teilchen ablenkt und damit die vektorielle Summe der Transversalimpulse reduziert. Immerhin kann der Mittelwert von $p_T^h/p_T^{e^-}$ mit der kombinierten Methode angehoben werden; die Auflösung verbessert sich jedoch nicht. Die Abbildungen 5.2d und 5.3d zeigen, daß die senkrechte Komponente des hadronischen Transversalimpulses $p_{T,\perp}$ klein ist und mit der Simulation gut beschrieben wird.

Die Entscheidung für die kalorimetrische oder kombinierte Methode hängt vor allem davon ab, ob die Balancierung der Transversalimpulse in der Simulation hinreichend gut beschrieben wird. Zu diesem Zweck wird das Verhältnis der Transversalimpulse mit beiden Methoden sowohl mit gemessenen als auch mit simulierten Daten untersucht. In Abbildung 5.4 sind die Verteilungen gegenübergestellt. Man sieht im Rahmen der statistischen Fehler eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Daten für die kalorimetrische Methode. Bei der kombinierten Methode wird das p_T -Verhältnis in der Simulation mit einer im Vergleich mit den Daten zu guten Auflösung wiedergegeben. Da die vorliegende Analyse weitgehend davon abhängt, daß die detektorspezifischen Eigenschaften gut mit den Simulationsprogrammen beschrieben werden, wird im Folgenden nur die kalorimetrische Methode der Rekonstruktion des hadronischen Energieflusses verwendet.

5.4 Bestimmung der kinematischen Variablen

Die Datenanalyse basiert auf der Zuordnung kinematischer Variablen zu jedem Ereignis. Es existieren jeweils mehrere Verfahren zur Berechnung einer Variablen, die unterschiedlich komplex, unterschiedlich genau und unterschiedlich empfindlich auf QED-Strahlung sind. In diesem Abschnitt werden die einzelnen Methoden vorgestellt und die getroffene Auswahl für die vorliegende Analyse diskutiert.

5.4.1 Verschiedene Berechnungsmethoden

In Abschnitt 1.2.1 wurden die kinematischen Variablen eingeführt. Hier sollen der quadratische Impulsübertrag Q^2 und die beiden Variablen x und y bestimmt werden. Unter der Voraussetzung, daß die Schwerpunktenergie bekannt ist oder als konstant angenommen wird, sind nur zwei der drei Variablen voneinander unabhängig. Die HERA-Kinematik erlaubt gleichzeitig die Messung des gestreuten Elektrons und des hadronischen Energieflusses, so daß prinzipiell die Variablen überbestimmt sind. Mit

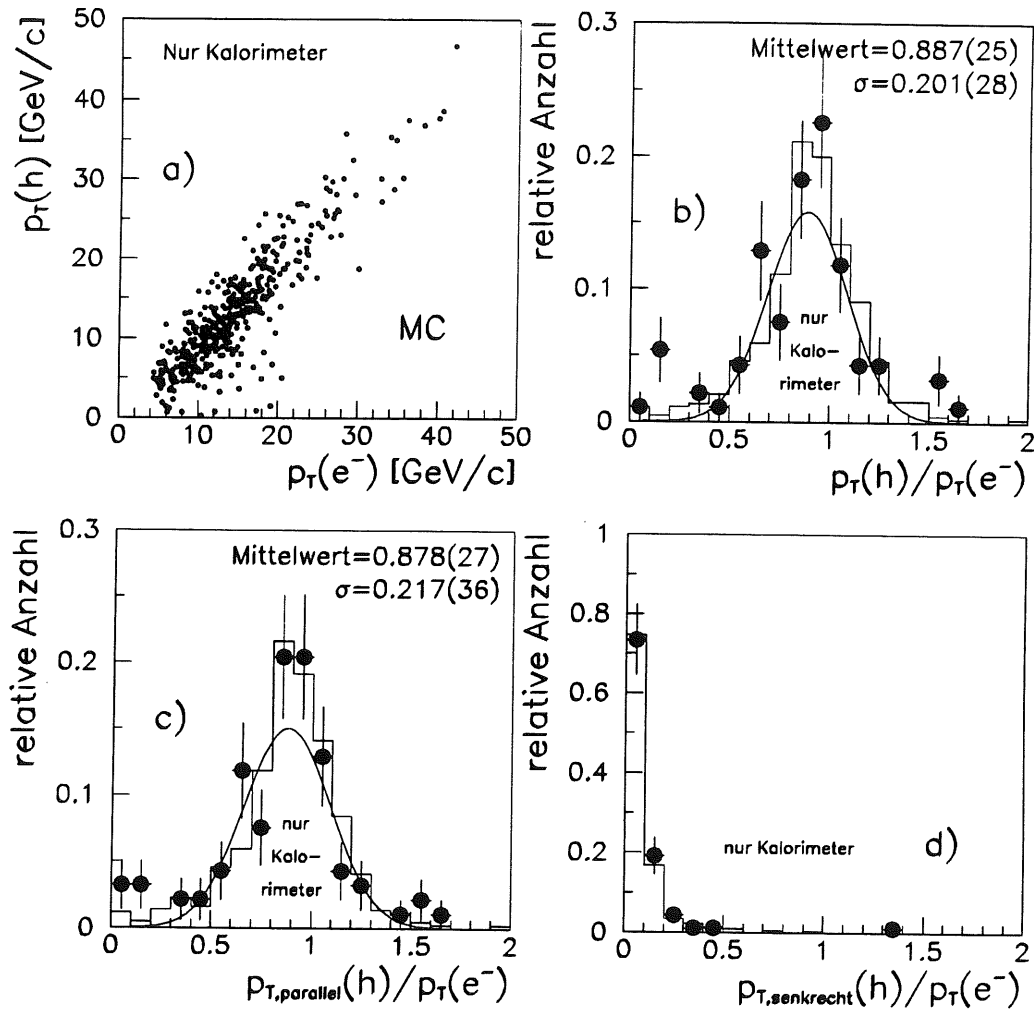


Abbildung 5.2: Vergleich der Transversalimpulse von Elektron und Hadronen gemessen mit der *kalorimetrischen* Methode. In **a)** ist die Korrelation dargestellt, in **b)** das Verhältnis der Transversalimpulse. **c)** stellt das Verhältnis der parallelen Komponente des Hadron-Vektors und des Elektron-Vektors dar, **d)** zeigt Entsprechendes mit der senkrechten Komponente des Hadron-Vektors (siehe Text). Die Punkte beschreiben die gemessenen, die Histogramme die simulierten Ereignisse. Die angegebenen Ergebnisse des Gaußfits beziehen sich auf die Meßdaten.

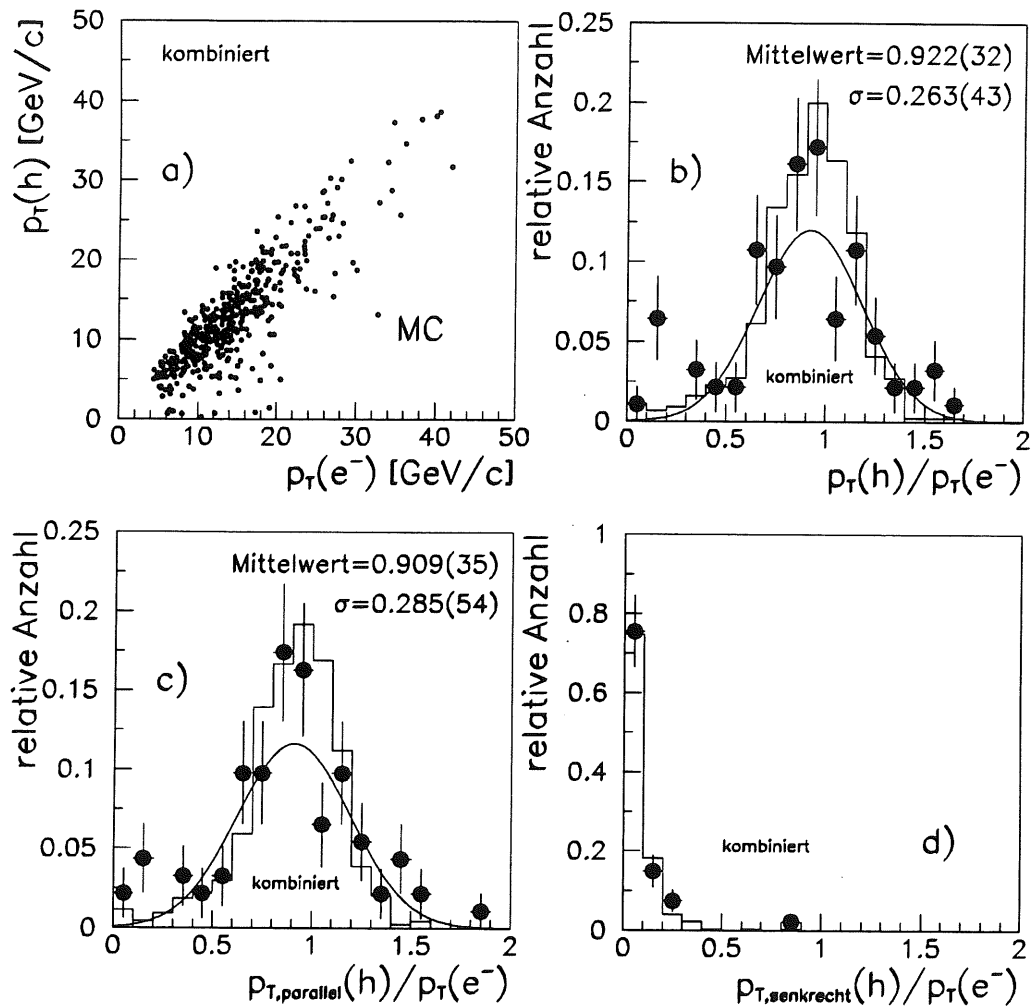


Abbildung 5.3: Vergleich der Transversalimpulse von Elektron und Hadronen gemessen mit der *kombinierten* Methode. In **a)** ist die Korrelation dargestellt, in **b)** das Verhältnis der Transversalimpulse. **c)** stellt das Verhältnis der parallelen Komponente des Hadron-Vektors und des Elektron-Vektors dar, **d)** zeigt Entsprechendes mit der senkrechten Komponente des Hadron-Vektors (siehe Text). Die Punkte beschreiben die gemessenen, die Histogramme die simulierten Ereignisse. Die angegebenen Ergebnisse des Gaußfits beziehen sich auf die Meßdaten.

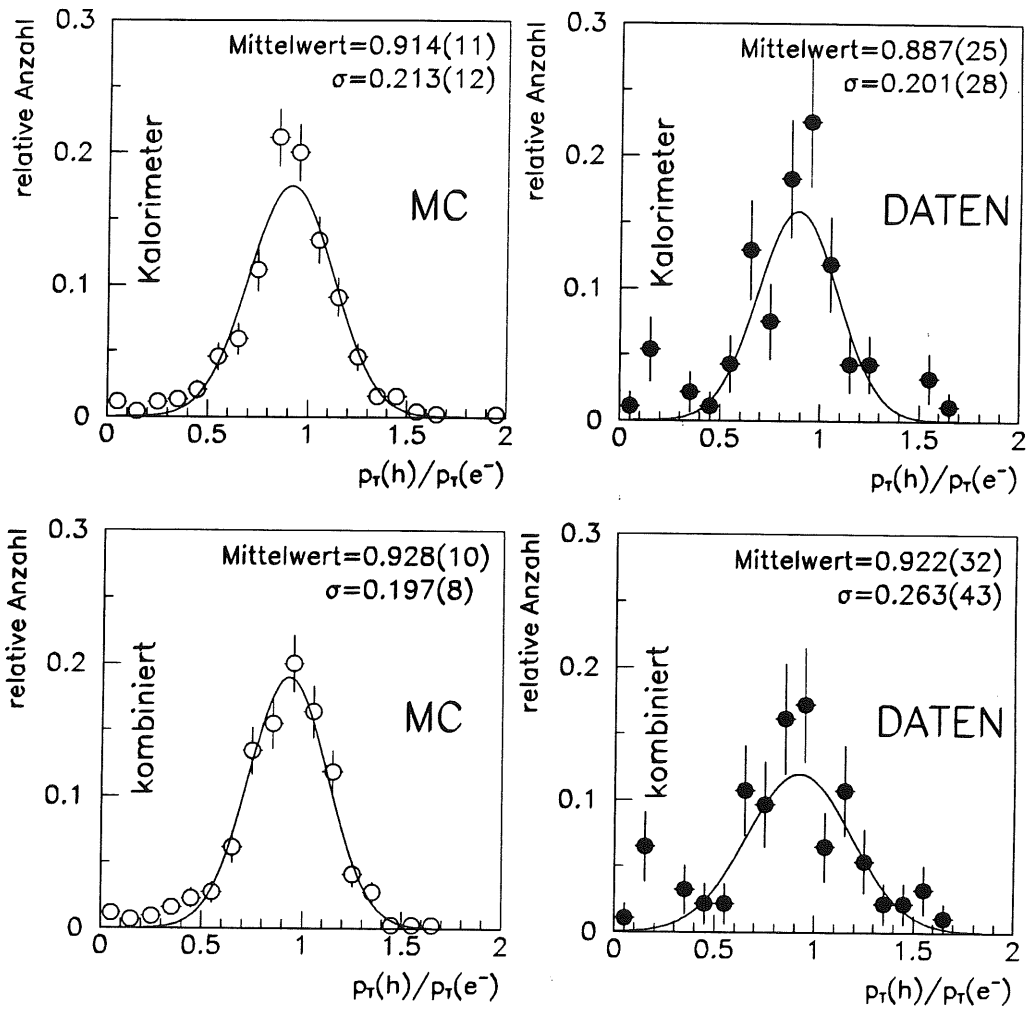


Abbildung 5.4: Gegenüberstellung der Transversalimpulsverhältnisse in der Simulation und in den Meßdaten mit der kalorimetrischen und der kombinierten Methode. Die angegebene Zahlenwerte ergeben sich aus dem jeweiligen Gaußfit.

- E Energie des gestreuten Elektrons
 ϑ Polarwinkel des gestreuten Elektrons
 F Energie des gestreuten Quarks (hadronische Energie)
 γ Winkel des gestreuten Quarks (des hadronischen Vektors)
 A Energie des einlaufenden Elektrons (z. B. 26.7 GeV)
 P Energie des einlaufenden Protons (z. B. 820 GeV)

stehen folgende analytische Verfahren zur Auswahl [Be91], wobei zuerst nur jeweils zwei Eingangsgrößen verwendet werden:

1. $Q^2 = Q^2(E, \vartheta)$ $x = x(E, \vartheta)$ $y = y(E, \vartheta)$
2. $Q^2 = Q^2(E, \gamma)$ $x = x(E, \gamma)$ $y = y(E, \gamma)$
3. $Q^2 = Q^2(\vartheta, \gamma)$ $x = x(\vartheta, \gamma)$ $y = y(\vartheta, \gamma)$
4. $Q^2 = Q^2(E, F)$ $x = x(E, F)$ $y = y(E, F)$
5. $Q^2 = Q^2(F, \vartheta)$ $x = x(F, \vartheta)$ $y = y(F, \vartheta)$
6. $Q^2 = Q^2(F, \gamma)$ $x = x(F, \gamma)$ $y = y(F, \gamma)$

Über die Abhängigkeit einer Variablen von beiden anderen ist eine beliebige Mischung der Methoden denkbar. Frühere Untersuchungen [Be91, Ho91] zeigen, daß vier Verfahren in Frage kommen, die eine zufriedenstellende Genauigkeit bieten können:

- Die Elektron Messung (Verfahren 1) als Funktion von E, ϑ :

$$Q_{e^-}^2 = 2AE(1 + \cos \vartheta) \quad (5.1)$$

$$x_{e^-} = \frac{A}{P} \frac{E(1 + \cos \vartheta)}{2A - E(1 - \cos \vartheta)} \quad (5.2)$$

$$y_{e^-} = 1 - \frac{E}{2A}(1 - \cos \vartheta) \quad (5.3)$$

- Die *Jacquet-Blondel*-Methode [Ja79] (Verfahren 6), welche den hadronischen Energiefluß (F, γ) nutzt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - p_{zi})}{2A} \quad (5.4)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_i p_{xi})^2 + (\sum_i p_{yi})^2}{1 - y_{JB}} \quad (5.5)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{4APy_{JB}} \quad (5.6)$$

Die Summe läuft über alle hadronischen Signale.

- Die gemischte Methode (Verfahren 1 für Q^2 , Verfahren 6 für y):

$$y_{MIX} = y_{JB} \quad (5.7)$$

$$Q_{MIX}^2 = Q_{e^-}^2 \quad (5.8)$$

$$x_{MIX} = \frac{Q_{e^-}^2}{4APy_{JB}} \quad (5.9)$$

- Die Doppel-Winkel-Methode (Verfahren 3), die nur die Winkel (ϑ, γ) voraussetzt:

$$y_{DW} = \frac{\sin \vartheta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)} \quad (5.10)$$

$$Q_{DW}^2 = 4A^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \vartheta)}{\sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)} \quad (5.11)$$

$$x_{DW} = \frac{A \sin \gamma + \sin \vartheta + \sin(\vartheta + \gamma)}{P \sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)} \quad (5.12)$$

Der Winkel γ kann aus dem energiegewichteten Mittel der Cosinus der hadronischen Teilchen berechnet werden [Be91]

$$\cos \gamma = \frac{\sum_i E_i \cos \gamma_i}{\sum_i E_i} \quad (5.13)$$

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der y -Rekonstruktion ist vorgeschlagen worden [Ba93]. Formt man Gleichung 5.4 unter Nutzung von $2A = \sum_{\text{alle Teilchen}} (E - p_z)$ um, erhält man

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{2A} = \frac{\sum_h (E_h - p_{z,h})}{E - p_z^{e^-} + \sum_h (E_h - p_{z,h})} = y_{\Sigma} \quad (5.14)$$

Die Ersetzung der einlaufenden Leptonenergie durch die Summe der oben bezeichneten Energie- und Impulskomponenten bewirkt bei großen y kleine systematische Unsicherheiten durch Fehler in der hadronischen Kalibration, da die Summen sich weitgehend aufheben (Σ -Methode).

Anhand von Korrelationsdiagrammen läßt sich abschätzen, wie gut eine bestimmte Methode arbeitet. Der Vergleich zwischen generierten und rekonstruierten Werten basiert auf mit DJANGO1.0 simulierten Ereignissen, mit MRS D- [Ma93] als Parametrisierung der Strukturfunktionen. Dieses Monte-Carlo-Programm erlaubt die Simulation von QED-Strahlung und gestattet daher die Untersuchung der Strahlungseinflüsse auf die Rekonstruktion der Kinematik. Die generierten Werte beschreiben die Kinematik des reinen ep -Prozesses, d. h. *nach* der *initial state* Strahlung und *vor* der *final state* Strahlung. Der Index h in den Abbildungen 5.5 bis 5.8 zeigt an, daß es sich um die generierte Kinematik handelt, die am hadronischen Vertex, frei von QED Strahlungseffekten, zur Wirkung kommt. In den Abbildungen werden Ereignisse als radiativ bezeichnet, wenn das Strahlungsphoton eine bestimmte Schwellenenergie überschreitet, die von der Kinematik des Ereignisses abhängt.

Quadratischer Impulsübertrag Q^2

Abbildung 5.5 zeigt die Korrelation des quadratischen Impulsübertrages nach dem Elektronverfahren (a), der Doppel-Winkel-Methode (b) und der *Jacquet-Blondel*-Methode mit der kalorimetrischen (c) und der kombinierten (d) Detektorauslese.

Die beste Korrelation kann mit der Elektron-Methode erreicht werden. Die Doppel-Winkel-Methode kann ebenfalls noch eine gute Auflösung bieten, besonders wenn die

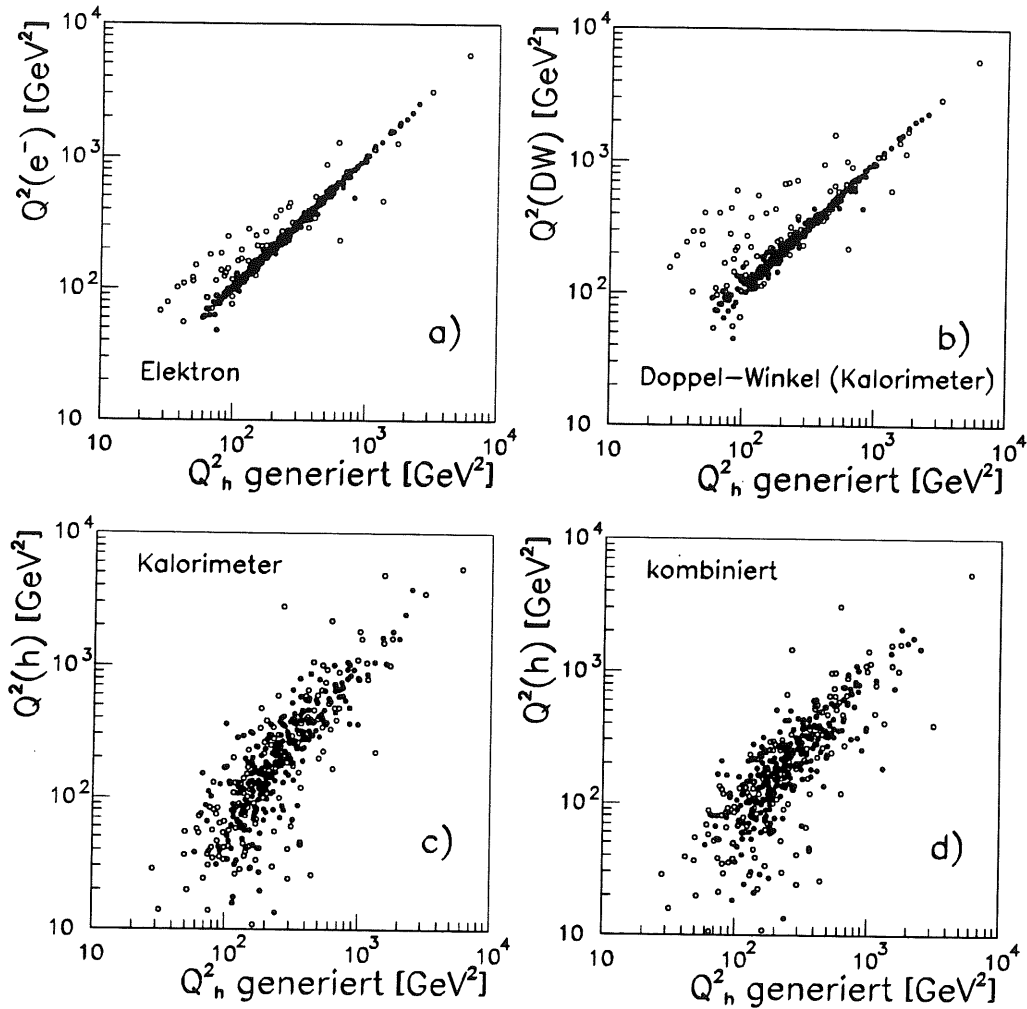


Abbildung 5.5: Korrelation zwischen rekonstruierten und generierten quadratischen Impulsüberträgen (Q^2). Die offenen Kreise (o) kennzeichnen radiative Ereignisse. Die generierten Werte beschreiben die tatsächliche Kinematik am Vertex (siehe Text). In a) ist das Elektron zur Rekonstruktion verwendet, in b) die Doppel-Winkel-Methode benutzt. c) und d) zeigen die Rekonstruktionsmöglichkeiten mit dem *Jacquet-Blondel*-Verfahren nach der kalorimetrischen bzw. kombinierten Methode.

Energiekalibration nicht genau bekannt ist. In beiden Fällen erhalten radiative Ereignisse im Mittel einen zu hohen Impulsübertrag zugeordnet. Die hadronischen Verfahren können die Güte der letztgenannten nicht erreichen und spielen nur eine Rolle, falls das gestreute Lepton – wie in Ereignissen des geladenen Stroms (CC) – nicht nachgewiesen werden kann.

Björken x

Vier Rekonstruktionsmethoden sind in Abbildung 5.6 gezeigt. Die Elektron-Methode (a) erscheint überzeugend für kleine x -Werte, während große x (etwa $x > 0.1$) völlig unzureichend bestimmt werden. Radiative Ereignisse erhalten im Mittel ein zu kleines x . Die Doppel-Winkel-Methode zeigt über weite Bereiche ein gleichmäßigeres Verhalten, jedoch ist auch hier bei großen x eine schlechtere Auflösung besonders für radiative Ereignisse zu sehen. Besonders homogen (in logarithmischer Skala) verläuft die gemischte Rekonstruktion (c), die auch für radiative Ereignisse gut geeignet ist. Die rein hadronische Methode nach *Jacquet* und *Blondel* liefert wiederum bei sehr kleinen und bei hohen x -Werten schlechtere Ergebnisse.

Variable y

Für y werden vier Verfahren in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Elektron-Methode (a) liefert gute Ergebnisse bei großen y ($y > 0.2$), doch radiative Ereignisse bekommen zu große Werte zugeordnet. Die anderen Methoden zeigen jeweils ähnliche Korrelationen, radiative Ereignisse werden in der Doppel-Winkel-Methode (b) bei kleinen y schlecht rekonstruiert. In der Σ -Methode (c) und der *Jacquet-Blondel*-Methode (d) sind die Einflüsse der QED-Strahlung gering, wobei die Auflösung generell in der Σ -Methode etwas besser zu sein scheint.

Weitergehende Verfahren

Den bisher erwähnten Methoden ist gemeinsam, daß sie QED-Strahlung (radiative Ereignisse) ignorieren. In der Analyse muß der dadurch entstehende Fehler korrigiert werden. Wie schon in Abschnitt 4.3.5 erläutert, ist die *final state* Strahlung unproblematisch, weil ein abgestrahltes Photon gewöhnlich dem Elektronschauer überlagert ist und somit die Kinematik richtig gemessen wird. Deswegen muß nur der *initial state* Strahlung Aufmerksamkeit geschenkt werden, weil da das entstehende Photon meist unbeobachtbar im Strahlrohr verschwindet. Da jedoch jeweils nur zwei der meßbaren Größen bisher in die Berechnungen eingingen, kann eine Kombination dreier Eingangswerte über Energie- und Impulserhaltung diesbezüglich zu einer Verbesserung führen, indem die wirkliche Eingangsenergie A_r des Elektrons berechnet wird. Mit [Be91]

$$A_r = E \frac{\sin \vartheta + \sin \gamma - \sin(\vartheta + \gamma)}{2 \sin \gamma} \quad (5.15)$$

erhält man die modifizierte Doppel-Winkel-Methode, so daß

$$y_r = \frac{\sin \vartheta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)} = y_{DW} \quad (5.16)$$

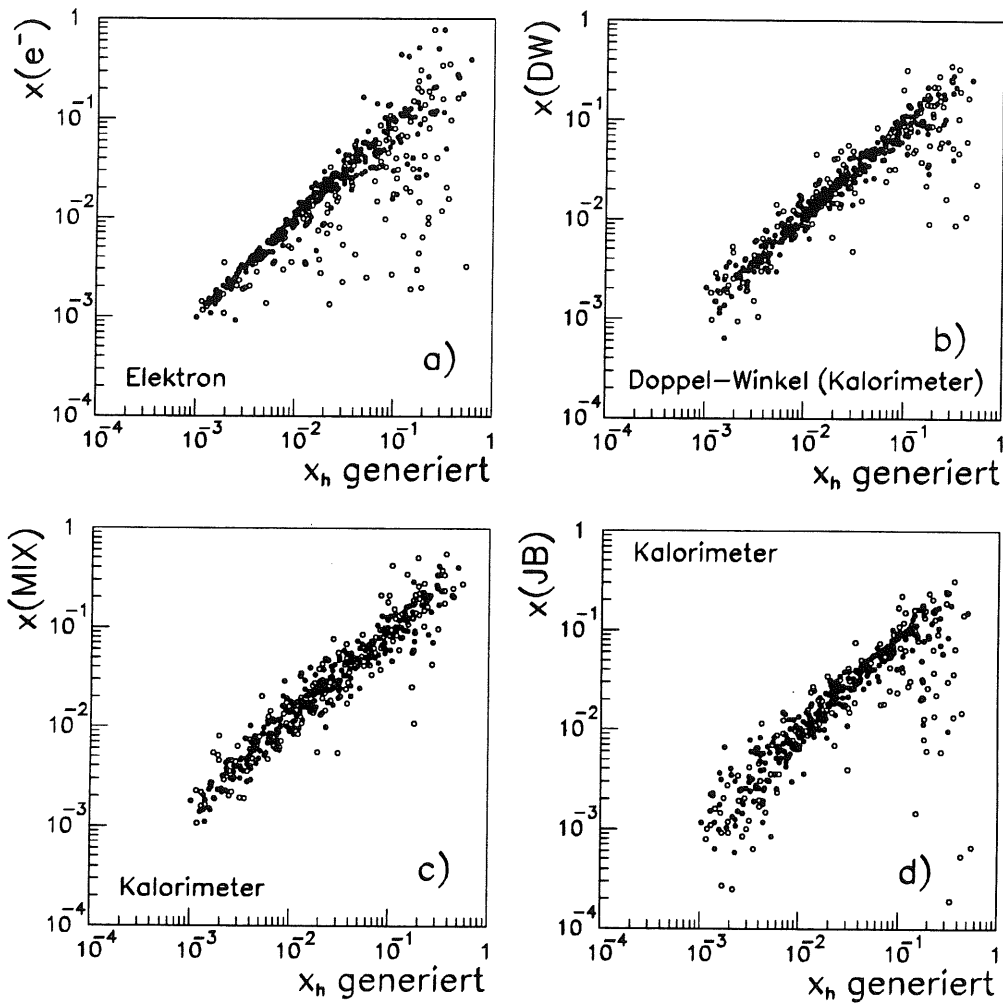


Abbildung 5.6: Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem Björken- x . Die offenen Kreise (\circ) kennzeichnen radiative Ereignisse. Die generierten Werte beschreiben die tatsächliche Kinematik am Vertex (siehe Text). In **a**) ist das Elektron zur Rekonstruktion verwendet, in **b**) die Doppel-Winkel-Methode benutzt. **c**) zeigt die Korrelation mit der gemischten x -Berechnung, in **d**) kommt das *Jacquet-Blondel*-Verfahren zur Anwendung. Der hadronische Fluß wird in allen Fällen nach der kalorimetrischen Methode bestimmt.

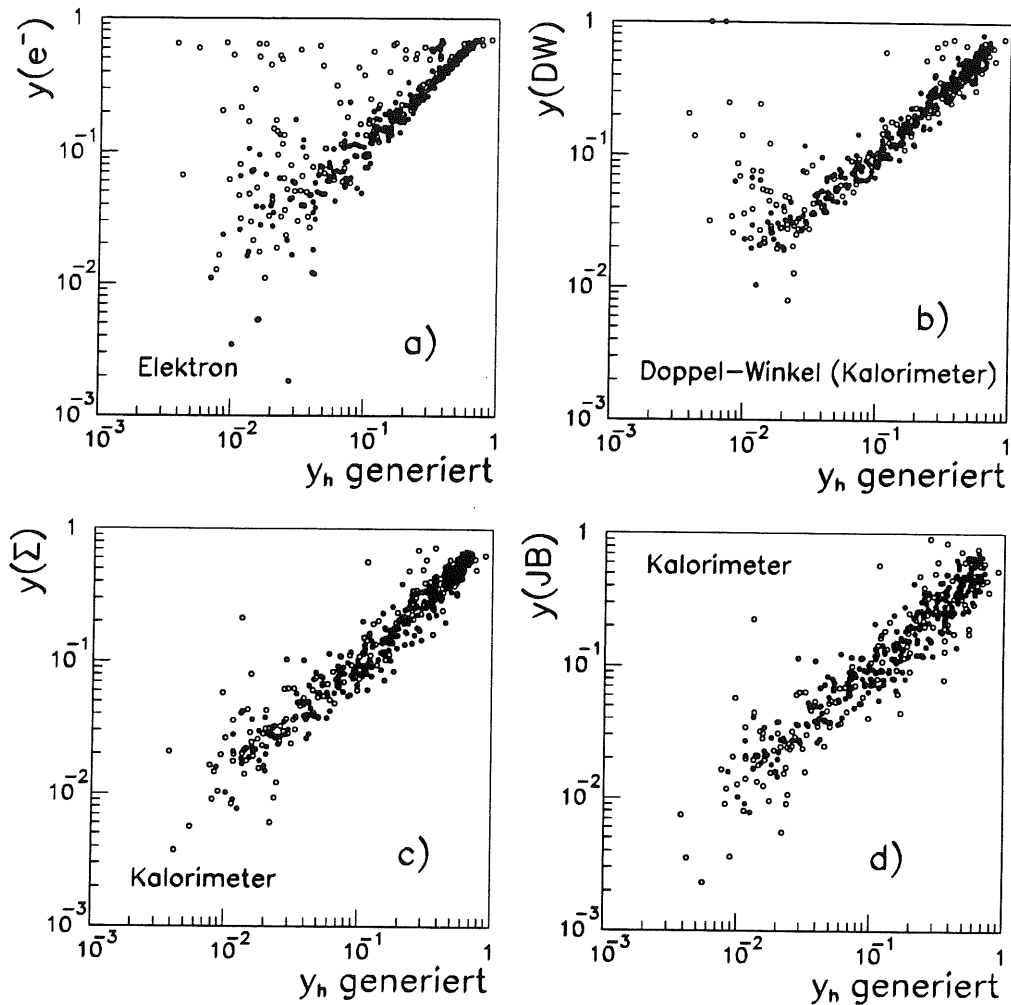


Abbildung 5.7: Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem y . Die offenen Kreise (o) kennzeichnen radiative Ereignisse. Die generierten Werte beschreiben die tatsächliche Kinematik am Vertex (siehe Text). In a) ist das Elektron zur Rekonstruktion verwendet, in b) die Doppel-Winkel-Methode benutzt. c) zeigt die Korrelation mit der Σ -Methode, in d) kommt das *Jacquet-Blondel*-Verfahren zur Anwendung. Der hadronische Fluß wird in allen Fällen nach der kalorimetrischen Methode bestimmt.

$$x_r = \frac{E \sin \gamma + \sin \vartheta + \sin(\vartheta + \gamma)}{P 2 \sin \gamma} \quad (5.17)$$

$$Q_r^2 = E^2 \frac{(\sin \vartheta + \sin \gamma - \sin(\vartheta + \gamma))(1 + \cos \vartheta)}{\sin \gamma} \quad (5.18)$$

Abbildung 5.8 zeigt die Korrelation des quadratischen Impulsübertrags (a) und des Björken- x . Die modifizierte Doppel-Winkel-Methode ändert nichts an der y -Rekonstruktion. Im Falle von Q^2 verbessert sich die Korrelation für die radiativen Ereignisse, zeigt aber für alle Ereignisse eine schlechtere Auflösung. Auch x wird besser rekonstruiert als in der einfachen Doppel-Winkel-Methode, nur im Bereich großer x bleibt dieses Verfahren prinzipiell schwach, da solche Ereignisse häufig stark gebündelte Jets in Vorwärtsrichtung aufweisen, die wegen der fehlenden Meßmöglichkeiten bei kleinen Winkeln unvollständig erfaßt sein können. Dadurch wird γ für solche Ereignisse tendenziell zu groß ausgerechnet und x im Mittel zu klein.

Ebenfalls bessere Ergebnisse als mit den analytischen Verfahren verspricht man sich durch *Fit*methoden. Obwohl diese im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht oder verwendet werden, sollen sie nachfolgend erwähnt werden.

In [Ho91] ist ein Verfahren vorgestellt worden, in dem die Variablen x und y an die gemessenen leptonischen und hadronischen Impulse und Energien angepaßt werden. Basis sind folgende Gleichungen:

$$E - p_z^{lep} = 2(1 - y)A \quad (5.19)$$

$$p_{\perp}^{lep} = 2\sqrt{xy(1 - y)AP} \quad (5.20)$$

$$E - p_z^{had} = 2yA \quad (5.21)$$

$$p_{\perp}^{had} = 2\sqrt{xy(1 - y)AP} \quad (5.22)$$

x und y in den rechten Termen ($t_i(x, y)$) werden an die gemessenen linken Terme (m_i) angepaßt, so daß

$$\sum_{i,j} [(m_i^{lep} - t_i^{lep}(x, y))U_{ij}^{lep}(m_j^{lep} - t_j^{lep}(x, y)) + (m_i^{had} - t_i^{had}(x, y))U_{ij}^{had}(m_j^{had} - t_j^{had}(x, y))] = \min(x, y) \quad (5.23)$$

mit U_{ij} als den Inversen der Kovarianzmatrizen zwischen $E - p_z$ und p_{\perp} .

Ein ähnlicher Ansatz, der zusätzlich die wegen des Strahlrohrs unsichtbaren hadronischen Energien und Impulse berücksichtigt, wird in [Ch91] beschrieben.

5.4.2 In dieser Arbeit verwendete Bestimmungsverfahren

Die Auswahl der in der Analyse benutzten Rekonstruktionsverfahren hängt von zahlreichen Aspekten ab, dessen Für und Wider nicht leicht einzuordnen sind. Folgende Kriterien sollten erfüllt werden:

- Die rekonstruierte Variable soll keine systematische Verschiebung gegenüber der generierten aufweisen
- Die erreichbare Auflösung soll so gut wie möglich sein, um Migrationen klein zu halten (siehe Abschnitt 6.5)

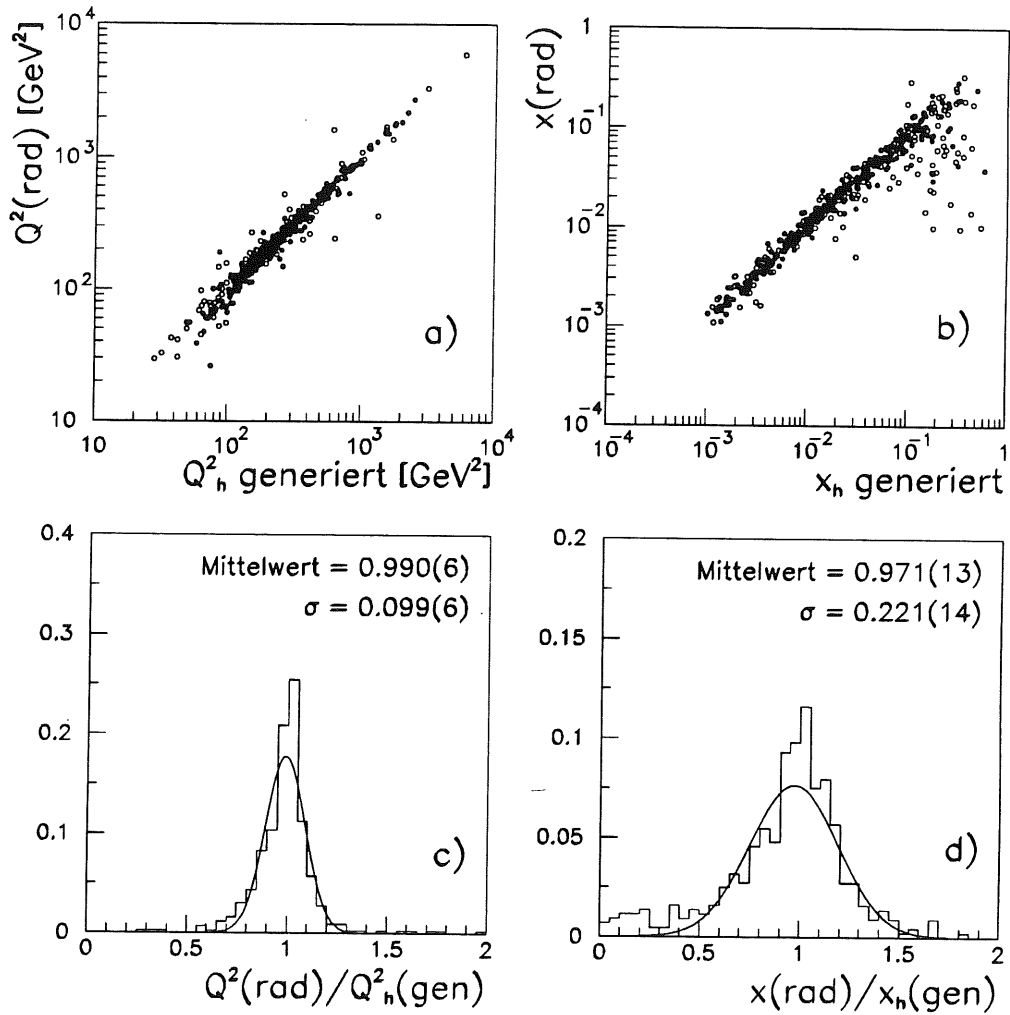


Abbildung 5.8: Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem Q^2 (a) und x (b). In der Rekonstruktion findet die modifizierte Doppel-Winkel-Methode Verwendung, die die QED-Strahlungseffekte korrigiert. Die offenen Kreise (\circ) kennzeichnen radiative Ereignisse. In c) und d) sind die Verhältnisse der rekonstruierten und der generierten Werte angegeben. Die Zahlenwerte erhält man mit dem Gaußfit.

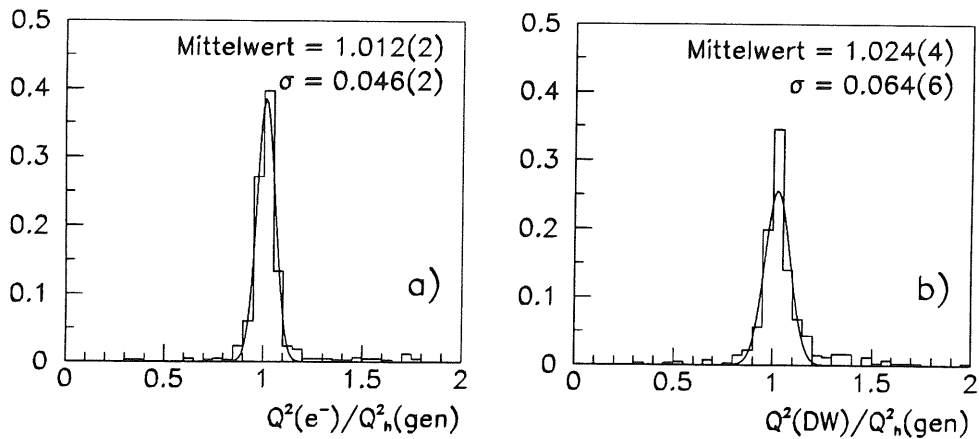


Abbildung 5.9: Verhältnis des quadratischen Impulsübertrags Q^2 vom Elektron (a)) und nach der Doppel-Winkel-Methode (b)) zum generierten Q^2 . Die angegebenen Werte erhält man aus dem Gaußfit.

- Radiative Ereignisse sollen nur kleine Einflüsse auf die Rekonstruktion ausüben, so daß eventuelle Korrekturen klein bleiben können
- Das Verfahren soll möglichst unempfindlich auf Fehler in der absoluten Energiekalibration oder der Winkelmessung sein
- Die Methode soll einfach nachvollziehbar sein, um systematische Fehler abschätzen zu können
- Zur besseren Kontrolle sollten für Strahlungskorrekturen neben den Monte-Carlo-Rechnungen auch analytische Korrekturmöglichkeiten existieren (siehe hierzu auch Abschnitt 6.6)

Für die vorliegende Arbeit sollte die erreichbare Auflösung mit einem bestimmten Verfahren nicht überbewertet werden, weil wegen der kleinen Statistik an gemessenen Ereignissen die gewählten *Bins* groß und somit die Fluktuationen auf Nachbarbins beschränkt bleiben (siehe Kapitel 6). Allgemein gilt, daß die Rekonstruktionsmethoden, die sich ausschließlich auf das Elektron bzw. die Hadronen stützen, hinsichtlich ihrer systematischen Unsicherheiten relativ einfach zu verstehen sind. Auf der anderen Seite ist die Doppel-Winkel-Methode in erster Näherung unabhängig von der globalen absoluten Energiekalibration im Kalorimeter. Die oben erwähnte modifizierte Doppel-Winkel-Methode erspart bei der Analyse die Strahlungskorrekturen.

Quadratischer Impulsübertrag Q^2

In Abbildung 5.9 erkennt man die beste Auflösung von 4.6% und einer geringen Abweichung von 1 in der Elektronen-Methode. Die Fehler durch einige radiative Ereignisse

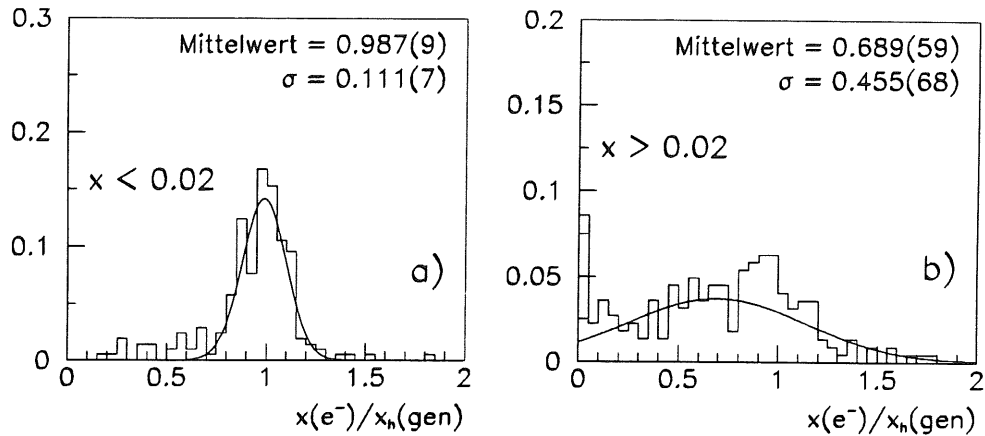


Abbildung 5.10: Verhältnis von x mit der Elektron-Methode zum generierten x . Die Verteilung a) erhält man für kleine generierte x , b) für große x . Die Werte folgen aus dem Gaußfit.

(Ausläufer zu hohen Werten) müssen in der Analyse korrigiert werden. Als ebenfalls zufriedenstellend erweist sich die Doppel-Winkel-Methode mit 6.4% und die modifizierte Doppel-Winkel-Methode mit 9.9% Auflösung (Abbildung 5.8).

Bjørken x

Für die x -Rekonstruktion stehen mehrere zufriedenstellende Verfahren zur Auswahl. Die Elektron-Methode ist bei kleinen x mit einer guten Auflösung von 11% hervorragend. Die Doppel-Winkel-Methode liefert zwar eine relativ gute Auflösung von 29% über den ganzen Bereich (Abbildung 5.11), jedoch verhält sich die gemischte Methode (MIX) bezüglich der radiativen Ereignisse unempfindlicher (Auflösung 37%, siehe auch Abbildung 5.6b und c). Das Verfahren nach *Jacquet* und *Blondel* arbeitet nur im mittleren x -Bereich zufriedenstellend (Abbildung 5.6d). Vielversprechend ist hingegen die modifizierte Doppel-Winkel-Methode mit einer guten Auflösung von 22%. Für $x > 0.1$ treten aber größere Fehler auf.

Variable y

Wenn Q^2 und x bekannt sind, ergibt sich y automatisch durch $y = Q^2/sx$ mit s , dem Quadrat der Schwerpunktennergie. Das bedeutet, daß im Falle der gemischten Methode für x die Methode nach *Jacquet* und *Blondel* für y resultiert. Wenn für die x -Rekonstruktion das Elektron-Verfahren zum Einsatz kommt, ergibt sich auch für y die Elektron-Methode. In beiden Fällen wird vorausgesetzt, daß Q^2 aus den Elektron-Daten rekonstruiert wird. In den Abbildungen 5.12 und 5.13 sind die Vergleiche der jeweiligen Verfahren zu sehen. Das Σ -Verfahren wirkt sehr vielversprechend, und man kann auch umgekehrt aus Q^2 und y_Σ die Variable x mit guter Genauigkeit berechnen

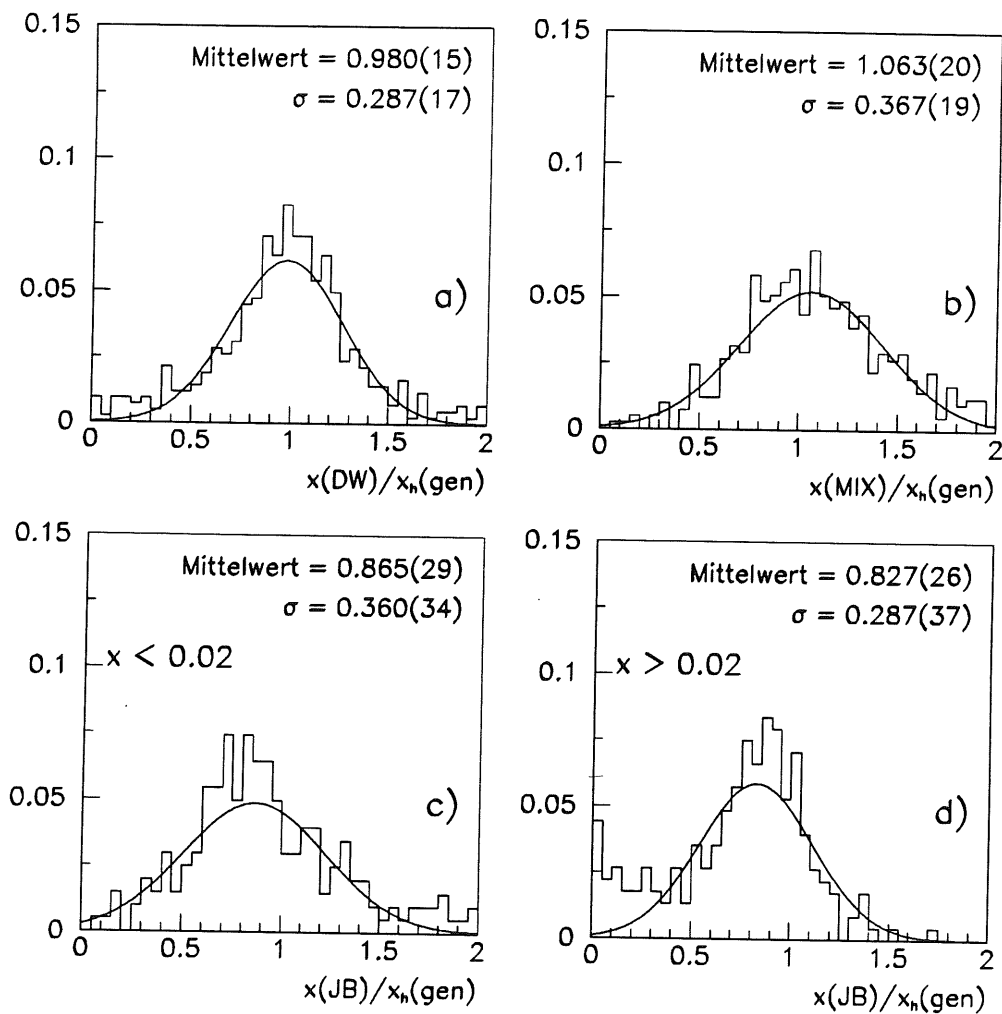


Abbildung 5.11: Verhältnis von x mit der Doppel-Winkel-Methode (a)), der gemischten Methode (b)) zum generierten x . Unten ist das Verhältnis nach der Methode von *Jacquet* und *Blondel* aufgetragen. Die Verteilung c) erhält man für kleine generierte x , d) für große x . Die Werte folgen aus dem Gaußfit.

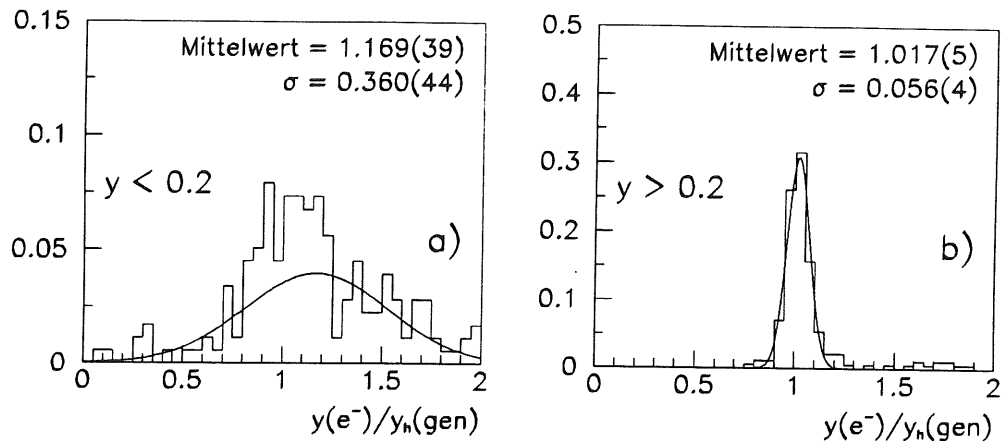


Abbildung 5.12: Verhältnis von y mit der Elektron-Methode zum generierten y . Die Verteilung a) erhält man für kleine generierte y , b) für große y . Die Werte folgen aus dem Gaußfit.

(siehe Abbildung 5.14).

Verfahren dieser Analyse

Nach Abwägen aller Gesichtspunkte bleiben im wesentlichen drei Rekonstruktionsmethoden zur engeren Auswahl.

- Gemischte Methode: Die Auflösung in Q^2 ist hervorragend, die x -Rekonstruktion mäßig, aber noch akzeptabel, da relativ unempfindlich auf radiative Ereignisse. Für die Strahlungskorrekturen existieren analytische Berechnungsmöglichkeiten.
- Elektron-Methode: Die Q^2 -Auflösung und die x -Auflösung für kleine x ist hervorragend. Mögliche Fehler in der Messung des hadronischen Flusses spielen keine Rolle. Auch hierfür existieren analytische Möglichkeiten zur Berechnung der Strahlungskorrekturen. Im Bereich großer x werden die Fehler sehr groß, was den Anwendungsbereich einschränkt.
- Modifizierte Doppel-Winkel-Methode: Die Auflösung ist in Q^2 zufriedenstellend, in x sehr gut ($x < 0.1$). Da in diesem Verfahren die QED-Strahlung explizit berücksichtigt ist, sind in erster Näherung keine Korrekturen notwendig. Weiterhin ist man von der Energiekalibration weitgehend unabhängig.

In dieser Arbeit wird die gemischte Methode verwendet. Die Elektron-Methode wird zur Kontrolle ebenfalls benutzt. Die modifizierte Doppel-Winkel-Methode, die wegen der verbleibenden kleinen Abweichungen bei radiativen Ereignissen in der y -Rekonstruktion (Gleichung 5.16, Abbildung 5.7b) nicht verwendet wurde, scheint für kleinere Bins (in x) sehr vielversprechend zu sein.

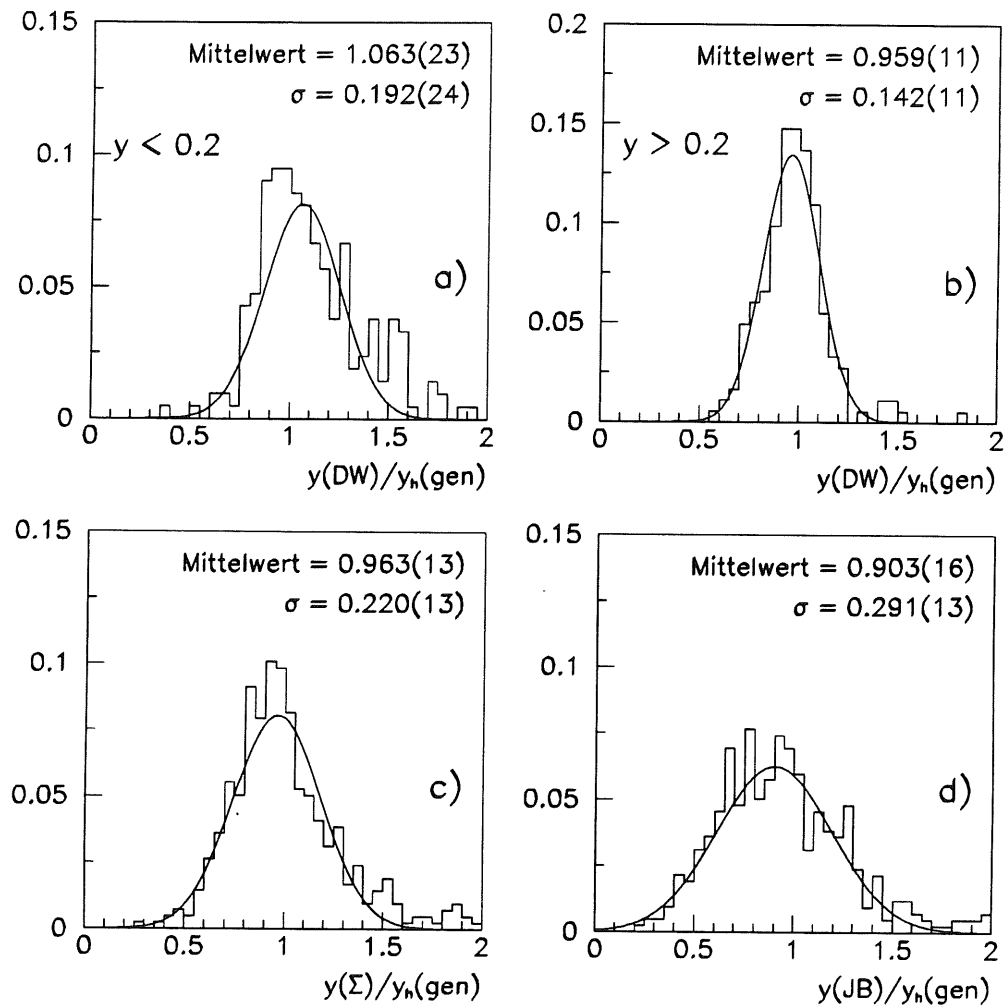


Abbildung 5.13: Verhältnis von y mit verschiedenen Methoden zum generierten y . Oben ist die Doppel-Winkel-Methode eingesetzt. Die Verteilung a) erhält man für kleine generierte y , b) für große y . In c) ist die Σ -Methode, in d) das Verfahren nach *Jacquet* und *Blondel* gezeigt. Die Werte folgen aus dem Gaußfit.

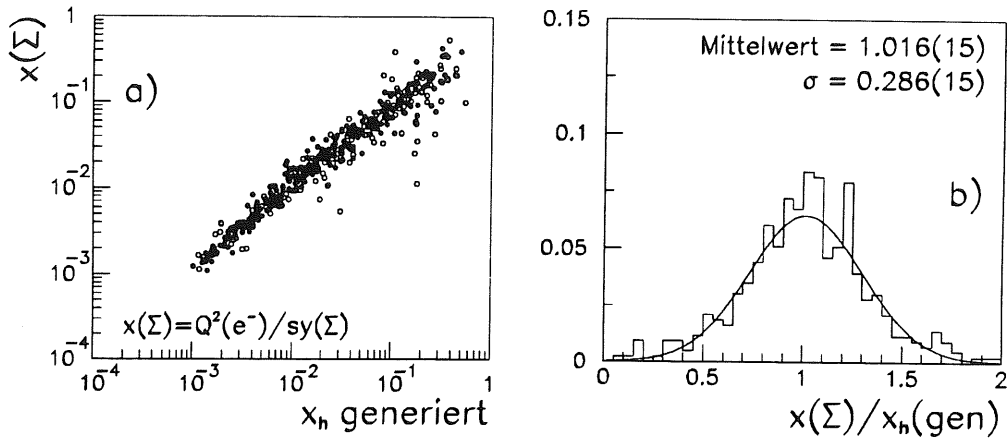


Abbildung 5.14: Vergleich der Variablen x nach der Σ -Methode mit generierten Werten. Die Korrelation (offene Kreise \circ bezeichnen radiative Ereignisse) ist in a), die entsprechende Projektion in b) aufgetragen. Die angegebenen Werte beziehen sich auf den Gaußfit.

Vergleich gemessener und simulierter Daten

Die Frage nach dem Verhalten der Rekonstruktionsmethoden an den Meßdaten kann durch den Vergleich einiger Methoden untereinander beantwortet werden. Es werden die schon in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen simulierten Ereignisse verwendet. Für $x < 0.02$ ist die Elektron-Methode optimal, in Abbildung 5.15 ist das Verhältnis von x_{DW} , x_{MIX} und x_{JB} zu x_{e^-} aufgetragen. Im Rahmen der Statistik beschreibt die Simulation die Daten gut. Gleiches gilt für y , wo die Elektron-Methode im Bereich $y > 0.2$ eine gute Auflösung bietet. Abbildung 5.16 zeigt den Vergleich der gemessenen mit den simulierten Daten mit der Doppel-Winkel-, Σ - und *Jacquet-Blondel*-Methode. Für den quadratischen Impulsübertrag kann in Abbildung 5.17 die gute Beschreibung der Meßdaten beim Verhältnis von Q_{JB}^2 und Q_{DW}^2 zu $Q_{e^-}^2$ abgelesen werden.

Die gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Daten stützt die Annahme, daß keine groben Ungenauigkeiten in der Detektorsimulation zu schwer abschätzbaren systematischen Fehlern in der Analyse führen. Die einzelnen Schritte zur Bestimmung von F_2 sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

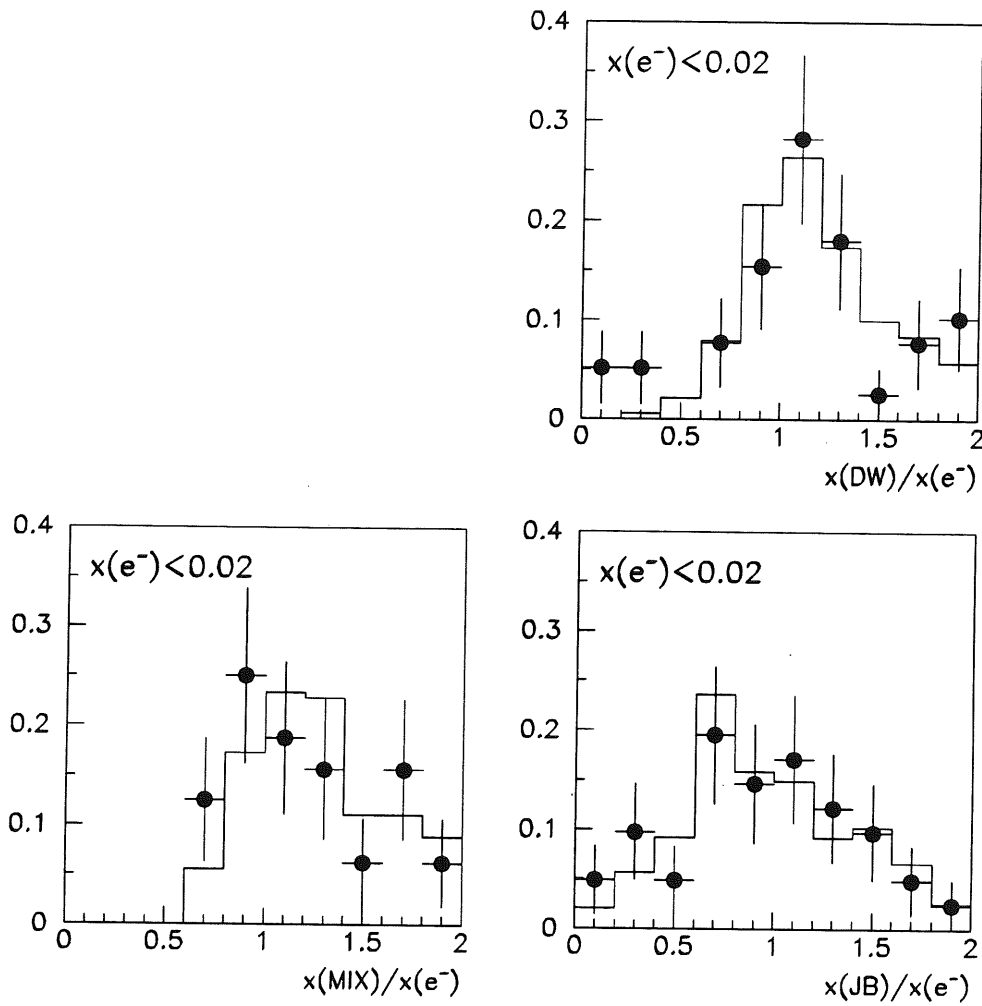


Abbildung 5.15: Vergleich zwischen simulierten (—) und gemessenen (•) Daten in der Rekonstruktion von x . Es ist jeweils das Verhältnis von x nach der Doppel-Winkel-Methode (DW), der gemischten Methode (MIX) und dem Verfahren von *Jacquet* und *Blondel* zu dem aus dem Elektron rekonstruierten $x_{e^-} < 0.02$ aufgetragen.

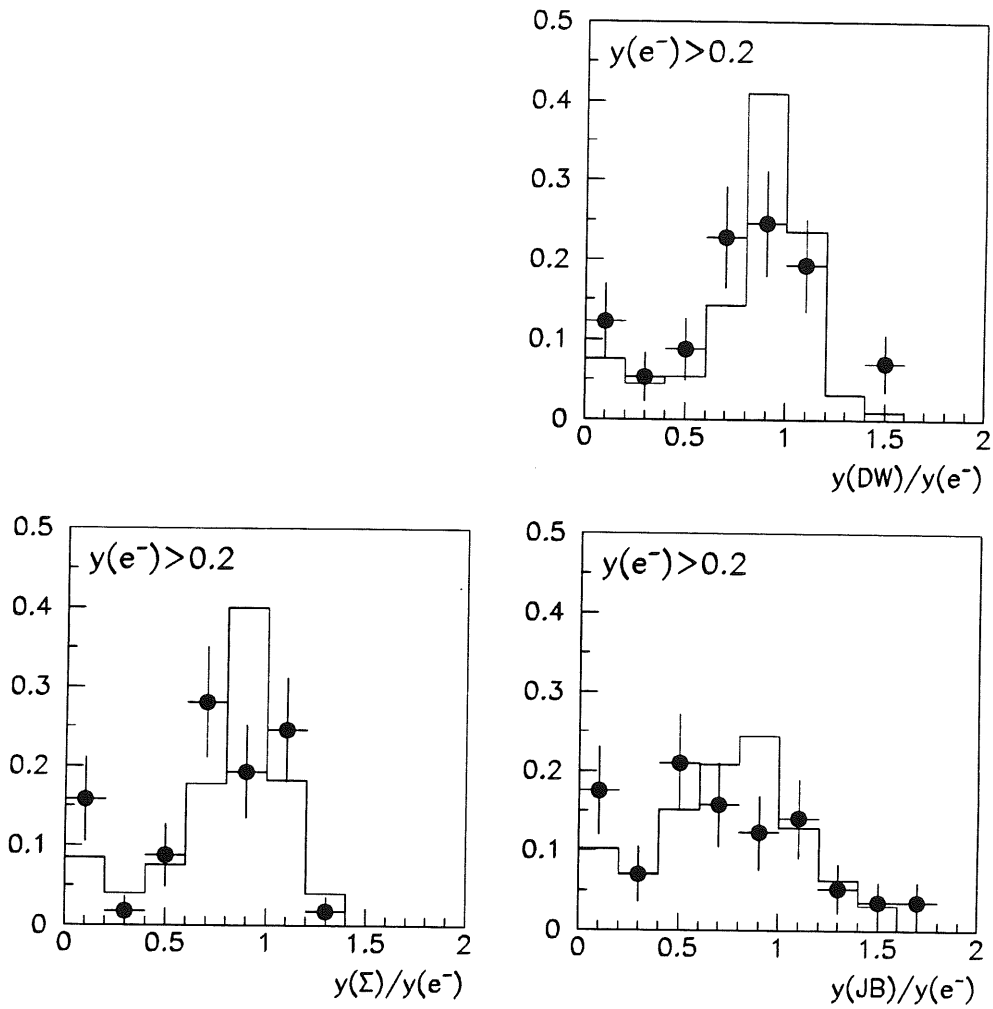


Abbildung 5.16: Vergleich zwischen simulierten (—) und gemessenen (●) Daten in der Rekonstruktion von y . Es ist jeweils das Verhältnis von y nach der Doppel-Winkel-Methode (DW), der Σ -Methode und dem Verfahren von *Jacquet* und *Blondel* zu dem aus dem Elektron rekonstruierten $y_{e^-} > 0.2$ aufgetragen.

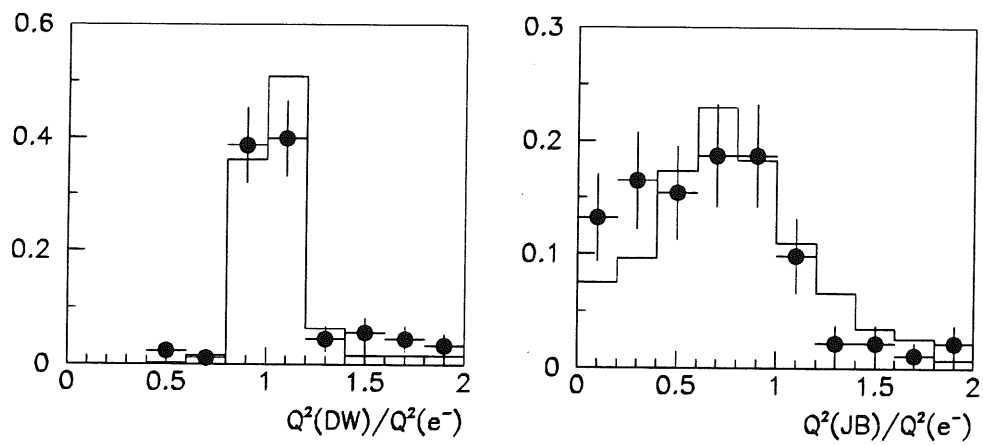


Abbildung 5.17: Vergleich zwischen simulierten (–) und gemessenen (•) Daten in der Rekonstruktion von Q^2 . Es ist jeweils das Verhältnis von Q^2 nach der Doppel-Winkel-Methode (DW) und dem Verfahren von *Jacquet* und *Blondel* zu dem aus dem Elektron rekonstruierten $Q^2_{e^-}$ aufgetragen.

Kapitel 6

Bestimmung von F_2

Die Berechnung der Strukturfunktionen erfordert zuerst die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dx dQ^2$. Bei diesem Schritt sind die Einflüsse des Detektors adäquat zu berücksichtigen. Dies sind die Meßfehler, die durch die endliche Energie- und Winkelauflösung der Detektoren neben den systematischen Fehlern Migrationen verursachen. Die Effizienz des Triggersystems und der Ereignisselektion muß ebenfalls ermittelt werden. Die Akzeptanz- und Migrationsstudien sind mit zwei Datensätzen simulierter Ereignisse durchgeführt worden, bei denen die Strukturfunktionen zum einen nach MRS D0 [Ma93] und zum anderen nach MRS D– parametrisiert sind. In Abbildung 6.1a und b sind die Ereignisse in der kinematischen $Q^2 - x$ Ebene nach den Selektionsschnitten dargestellt. Diese Selektionsschnitte sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Wie in Kapitel 5 erläutert, wird die gemischte (MIX) Rekonstruktionsmethode angewendet. Für die MIX-Methode wird ein zusätzlicher Schnitt von $y < 0.6$ eingesetzt, da bei großen y die Hadronen in den Rückwärtsbereich des Kalorimeters gestreut werden können. Die Meßgenauigkeit der Energie ist dort aber wegen der fehlenden hadronischen Komponenten herabgesetzt und würde zu großen Migrationen führen. Zur Kontrolle dient eine Auswertung mit der Elektron-Methode, die jedoch hier nicht wie das MIX-Verfahren im einzelnen dargestellt wird.

Vorher sind die Bins zu definieren, in deren kinematischen Bereichen die zur Mes-

Selektionskriterien	
1.	$p_{Trans}^{e^-}/ p_z^{e^-} > 81.5 \text{ cm}/(-144 \text{ cm} - z_{Vertex}) \vee p_z^{e^-} > 0$
2.	$p_{Trans}^{e^-} > 5 \text{ GeV}$
3.	$y^{e^-} < 0.7$
4.	$y^{Hadronen} < 0.6$ (nur gemischte Rekonstruktion)
5.	$ z_{Vertex} < 50 \text{ cm}$

Tabelle 6.1: Kinematische Selektionsschnitte für die Analyse. Vorausgesetzt wird ein gefundenes Elektron nach der Meßmethode in Kapitel 4. Der dort erwähnte Schnitt gegen die Φ -Lücken ist hier nicht aufgeführt. Schnitt 1. beschreibt den Schnitt gegen Elektronen, die das BEMC durchqueren (Strahlensatz).

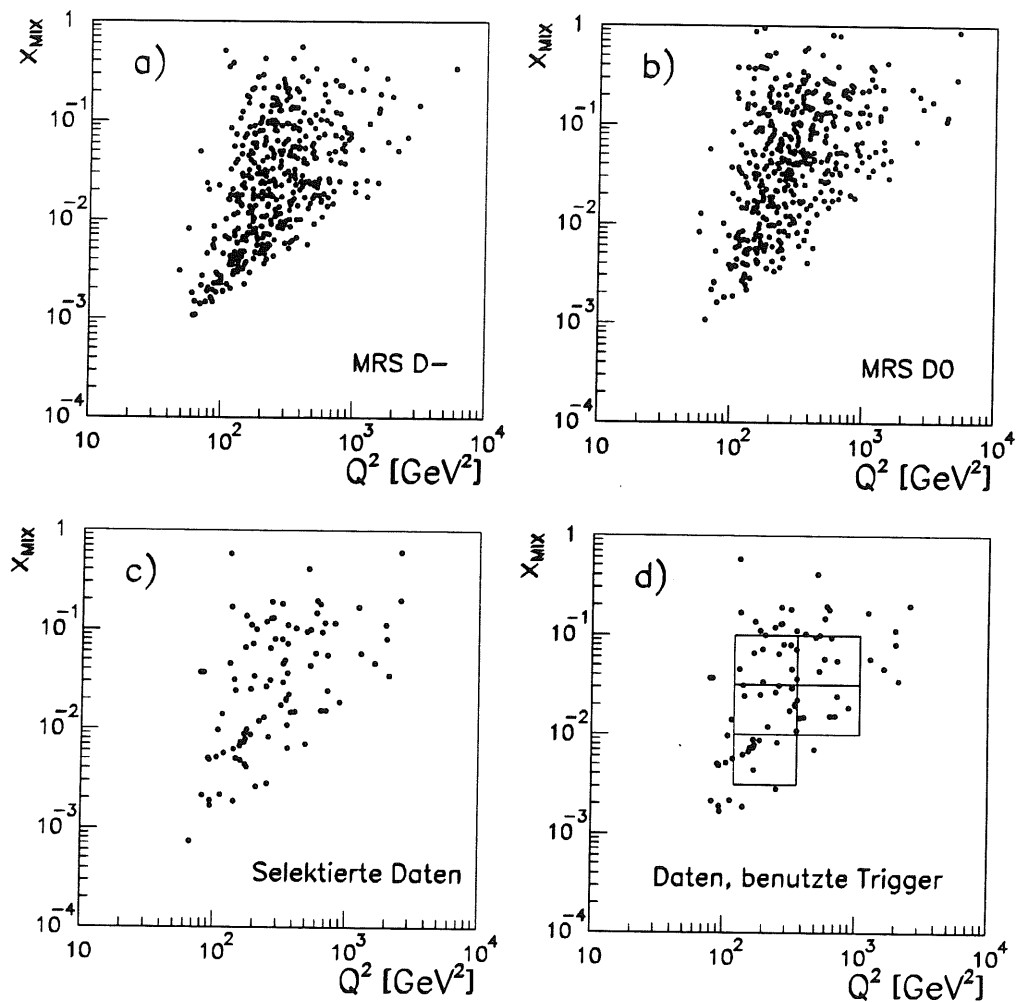


Abbildung 6.1: Die Ereignisse nach der Selektion in der kinematischen Ebene $Q^2 - x$. In a) sind simulierte Daten auf der Basis der MRS D-, in b) der MRS D0 Parametrisierung aufgezeichnet. Abbildung c) stellt alle selektierten gemessenen Ereignisse dar, in d) sind die Bingrenzen mit den getriggerten Daten eingezeichnet. Die ausgesuchten Trigger werden in Abschnitt 6.3 beschrieben.

sung herangezogenen Ereignisse liegen sollen. Die Größe der Bins wird maßgeblich durch die vorhandene Statistik bestimmt. Die Platzierung wird von der Detektorakzeptanz vorgegeben, die wegen der sonst großen Fehler nicht wesentlich unter 50% liegen sollte. Damit ergeben sich fünf Bins, dessen Parameter in Tabelle 6.2 zusammengefaßt sind. Abbildung 6.1c und d zeigen die gemessenen Ereignisse in der $Q^2 - x$ Ebene; die Bingenzen sind in Abbildung 6.1d eingezeichnet.

Bingenzen und Zahl der selektierten Ereignisse N_{SEL}			
	$0.00316 < x < 0.01$	$0.01 < x < 0.0316$	$0.0316 < x < 0.1$
120 GeV^2 $< Q^2 <$ 360 GeV^2	$N_{SEL} =$ 8 Bin 1	$N_{SEL} =$ 12 Bin 2	$N_{SEL} =$ 9 Bin 3
360 GeV^2 $< Q^2 <$ 1080 GeV^2		$N_{SEL} =$ 6 Bin 4	$N_{SEL} =$ 6 Bin 5

Tabelle 6.2: Die gewählte Bin-Numerierung und die Anzahl von Ereignissen pro Bin. Gefordert ist, daß einer der im Text erwähnten Trigger angesprochen hat. Es wurden nur Ereignisse mit einem Vertex innerhalb von $|z| < 50 \text{ cm}$ gezählt.

6.1 Entfaltung

Die begrenzte Auflösung und Akzeptanz des Detektors führt zu einem Entfaltungsproblem, wenn aus den gemessenen Werten die ursprünglichen, zu den Signalen führenden Größen, bestimmt werden sollen. Die Problematik der Entfaltung und Akzeptanzkorrektur wird in [B184] behandelt. Hier wird nur auf einige Aspekte, die diese Analyse betrifft, eingegangen. Im vorliegenden Fall ist die Zahl der Ereignisse in einem Bin mit der Akzeptanz zu korrigieren. Die endliche Auflösung vor allem in der Variablen x führt zu Migrationen in oder aus Nachbarbins, so daß man schreiben kann:

$$\hat{M}_i = \sum_{j=1}^m A_{ij} N_j + \epsilon_j \quad \text{oder kurz} \quad \hat{M} = AN + \epsilon \quad (6.1)$$

mit der gemessenen Zahl \hat{M} von Ereignissen pro Bin i , der $m \times m$ -Akzeptanzmatrix A , der tatsächlichen Zahl N und einem möglichen Offset ϵ . Die Akzeptanzmatrix kann mit einer guten Detektorsimulation ermittelt werden. Die Inversion der Matrix erlaubt die Lösung dieser Gleichung

$$\hat{N} = A^{-1} \hat{M}, \quad \text{falls } \epsilon = 0. \quad (6.2)$$

Wegen der diskreten Größen treten aber in der Praxis dabei unakzeptable Oszillationen auf. Ein komplizierteres Regularisierungsverfahren kann diesen Effekt vermeiden [B184]. Die geringe Datenstatistik und auch die begrenzte Zahl von simulierten

Ereignissen schränkt hier den praktischen Nutzen des Regularisierungsverfahrens ein. In dieser Arbeit wird die Entfaltung dadurch vereinfacht, daß für die Akzeptanzmatrix $A_{ij} = 0$, für $i \neq j$, angenommen wird. Die Rechnung reduziert sich so auf eine Multiplikation der gemessenen Rate pro Bin mit dem Kehrwert der entsprechenden totalen Akzeptanz im jeweiligen Bin. In der totalen Akzeptanz müssen die Migrationen enthalten sein, deren Bestimmung von der Simulationsbeschreibung abhängt. Dieses Vorgehen erfordert im Gegensatz zum Regularisierungsverfahren eine sehr gute Simulation der zu messenden Größen¹ oder ein Herantasten an die Realität durch Iteration. Die gefundenen Verteilungen werden dann schrittweise für die Verbesserung der Simulation eingesetzt. Das Verfahren kann abgebrochen werden, wenn die Simulation alle relevanten Größen in den Meßdaten korrekt beschreibt. Für die vorliegende Arbeit ist dies im Rahmen der Statistik von Anfang an der Fall, was im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

6.2 Vergleich gemessener und simulierter Daten

Voraussetzung für eine richtige Korrektur der Detektoreinflüsse auf die Meßdaten ist eine hinreichend genaue Beschreibung verschiedener Größen mit der Detektorsimulation nach Anwendung aller Selektionsschnitte. In Kapitel 5 sind schon mehrere Vergleiche zwischen gemessenen und simulierten Größen im Hinblick auf die Wahl der Kinematik-Rekonstruktion gezeigt worden. Die gemischte Rekonstruktionsmethode erfordert eine gute Beschreibung der Elektronmessung und der Messung des hadronischen Energieflusses. Zum besseren Vergleichen sind in allen Abbildungen die Simulationshistogramme auf die Ereigniszahlen der gemessenen Daten normiert.

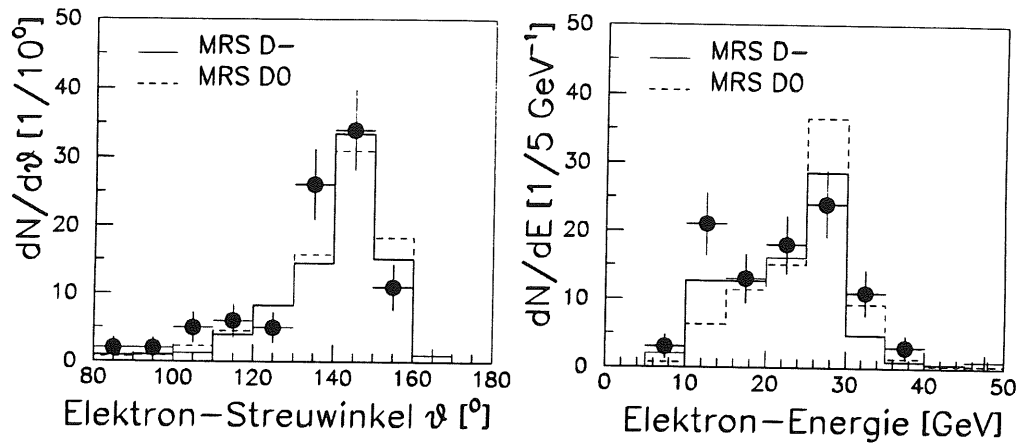
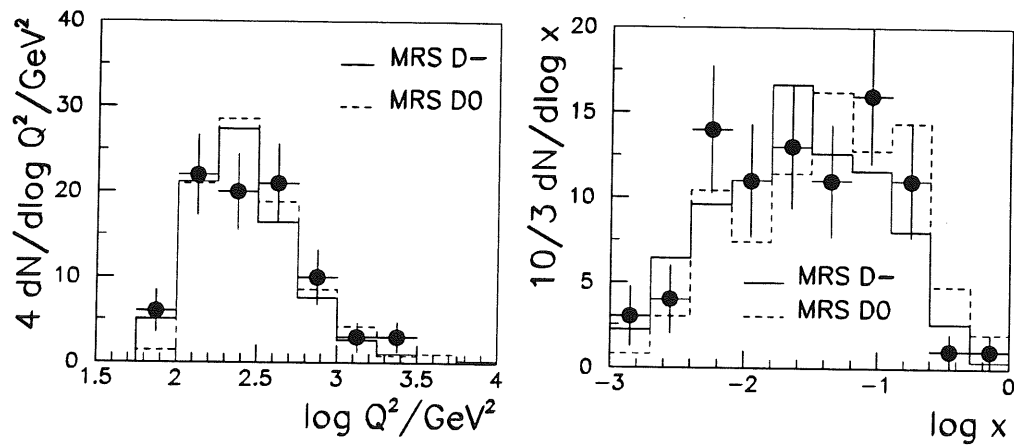
Die Winkel- und Energiespektren des Elektrons sind in Abbildung 6.2 aufgezeichnet. Im Rahmen der Statistik werden die Spektren von beiden Parametrisierungen MRS D0 und MRS D – gut beschrieben.

Die Spektren der kinematischen Ereignisvariablen Q^2 und x sind in Abbildung 6.3 abgebildet. Die Simulationsrechnungen können auch hier den Verlauf der Meßdaten gut nachbilden.

Summiert man die Differenz der Energie und der z -Komponente des Impulses aller Teilchen in einem Ereignis, erhält man die zweifache Strahlenergie des einlaufenden Elektrons ($\sum_i E_i - p_{z,i} = 53.4$ GeV, siehe auch Gleichungen 5.19 und 5.21). Fehlen Teilchen, z. B. das Elektron in Photoproduktionsereignissen, verschiebt sich die Summe zu kleineren Werten. Die endliche Auflösung der Detektoren führt zu einer Verbreiterung des Spektrums. In Abbildung 6.4 ist die gute Übereinstimmung der Meßdaten mit der Simulation abzulesen, woraus gefolgert werden kann, daß weder Untergrund noch eine signifikante Diskrepanz in der Simulation der Detektorauflösung vorhanden ist.

Die Selektionskriterien enthalten einen Schnitt gegen Ereignisse, deren gestreutes Elektron das BEMC streift oder durchdringt (Kapitel 4). Da in diesem Bereich der Wirkungsquerschnitt groß ist, können Fehler in der Beschreibung der z -Komponente der Vertex-Verteilung Auswirkungen auf die Akzeptanzbestimmung haben. Sowohl der Verlauf der Verteilung als auch die absolute Verschiebung zu positiven Werten wird

¹Damit wäre die Messung natürlich überflüssig!

Abbildung 6.2: Streuwinkel und Energie des Elektrons im Vergleich mit den Meßdaten (\bullet).Abbildung 6.3: Spektrum von Q^2 und x im Vergleich mit den Meßdaten (\bullet).

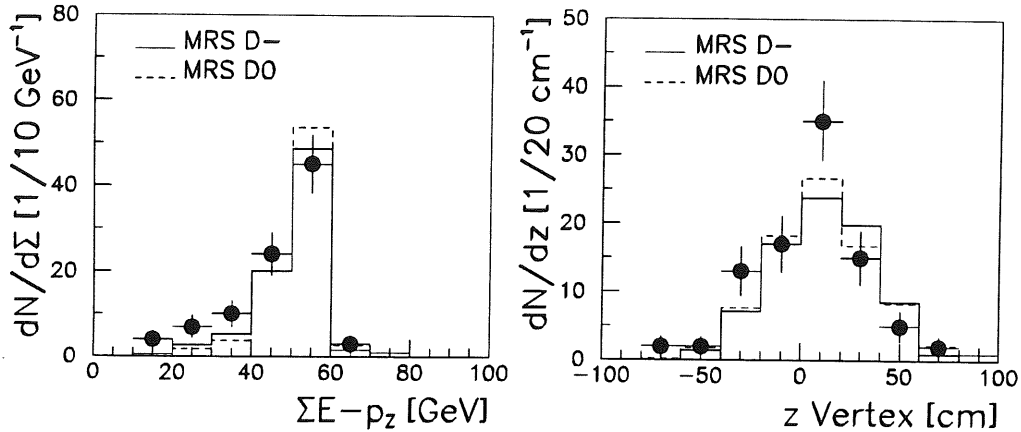


Abbildung 6.4: $\Sigma E - p_z$ und Vertexverteilung im Vergleich mit den Meßdaten (\bullet).

hinreichend gut von den Simulationen wiedergegeben (Abbildung 6.4). Die sichtbare Verschiebung ergibt sich durch den erwähnten Schnitt, der einem großen Streuwinkel bei kleinem z und einem kleinen Winkel bei großem z entspricht.

Der hadronische Energiefluß geht in das nach der gemischten Methode rekonstruierte Björken- x ein. Abbildung 6.5a beschreibt den aus dem gemessenen Elektron vorhergesagten hadronischen Energiefluß als Funktion der Pseudo-Rapidity η , Abbildung 6.5b den tatsächlich gemessenen Energiefluß. Die Simulationsrechnungen ergeben eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

Alle in diesem Abschnitt gezeigten Verteilungen können mit beiden Simulationsrechnungen nachvollzogen werden. Ergebnisse aus der F_2 -Analyse bei kleinen Impulsüberträgen und kleinen x [H193a] geben der MRS D- Parametrisierung den Vorzug. Für die Akzeptanzkorrektur wird im Folgenden ebenfalls MRS D- benutzt.

6.3 Trigger-Effizienz

Eine kurze Beschreibung des H1-Trigger-Systems steht in Abschnitt 3.1. Für Ereignisse des neutralen Stroms kommt in erster Linie der *LAC-Elektron-Trigger* in Frage, der dafür bestimmt ist, im Argon-Kalorimeter auf typische elektromagnetische Schauer anzusprechen. Dieser Subtrigger ist aktiv, wenn in einem Trigger-Turm im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters eine Signalschwelle überschritten wird und gleichzeitig im selben Trigger-Turm eine Schwelle im hadronischen Teil *nicht* überschritten wird. Ab einer Energie von etwa 10 GeV bis 15 GeV ist der Elektron-Trigger sehr effizient. In 1992 war er allerdings nicht immer aktiviert, so daß es wegen der insgesamt geringen Datenstatistik empfehlenswert ist, weitere Subtrigger heranzuziehen. In Frage kommt dafür noch der *LAC-Barrel-Energie-Trigger*, bei dem nicht zwischen hadronischem und elektromagnetischem Kalorimeter unterschieden wird, der aber ebenfalls

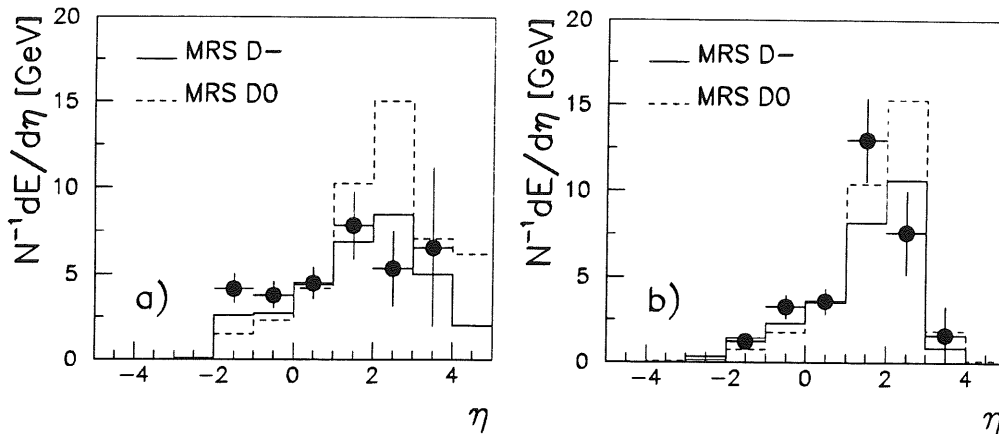


Abbildung 6.5: Hadronischer Energiefluß als Funktion der Pseudo-Rapidity η im Vergleich mit den Meßdaten (\bullet). In a) ist der mit dem rekonstruierten Elektron vorausgesagte Energiefluß aufgetragen, in b) der tatsächlich gemessene.

auf energiereiche Teilchen im BBE, CB und FB anspricht. Weiterhin können andere Subtrigger, die auf den Proportionalkammern basieren und auf vom nominellen Vertex kommende Spuren empfindlich sind, dazu beitragen, die Effizienz und damit die Statistik zu erhöhen. Folgende Subtrigger sind für die vorliegende Analyse verwendet worden:

- *LAC-Elektron* OR *LAC-Barrel-Energie*. Beide Trigger definieren über ihr Vorhandensein die zu berücksichtigenden Runs der Datennahme.
- *zVTX-sig2* OR *zVTX-sig1*DC-RPHI*. Diese Spurtrigger werden für die o. g. Runs zusätzlich herangezogen.

Die Effizienz der Subtrigger kann mit den gemessenen Daten selbst ausgerechnet werden, wenn von einem jeweiligen Subtrigger unabhängige andere Subtrigger oder Monitor-Trigger existieren. Die Spurtrigger sind in erster Näherung von den LAC-Trigger unabhängig, so daß die Effizienzberechnung der LAC-Trigger mit Hilfe der Spurtrigger und umgekehrt möglich ist. Es ist zwar denkbar, daß die Spurtrigger in bestimmten kinematischen Bereichen korreliert oder antikorreliert zu den LAC-Trigger ansprechen könnten. Damit würde die Messung verfälscht. Simulationsstudien ergeben aber keine Hinweise für ein solches Verhalten, was in Abbildung 6.6 abzulesen ist. Die Punkte stellen getriggerte, die Dreiecke nicht getriggerte Ereignisse dar. Für $x < 0.1$ ist die Effizienz des *zVTX*-Triggers in allen Bereichen der kinematischen Ebene ungefähr gleich groß. Eventuelle Fehler aus dieser Quelle können somit vernachlässigt werden. Die Akzeptanz berechnet sich nun nach

$$ACC(T) = \frac{N(T)}{M(T_{MON})}, \quad (6.3)$$

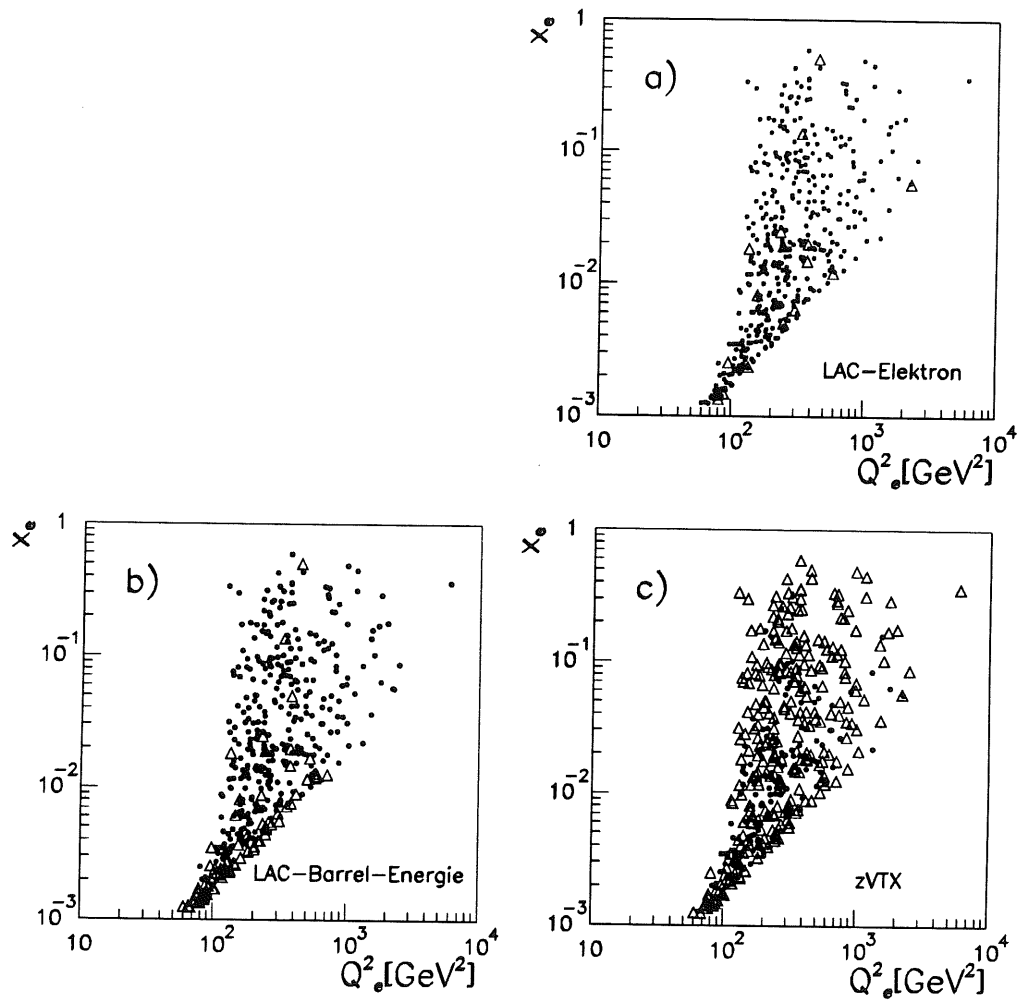


Abbildung 6.6: Simulation des *LAC-Elektron*-Triggers (a), des *LAC-Barrel-Energie*-Triggers (b) und des *zVTX*-Triggers (c). Die Punkte stellen akzeptierte Ereignisse dar, während die Dreiecke nicht getriggerte Ereignisse repräsentieren. Man sieht deutlich die sehr hohe Effizienz des Elektron-Triggers (a).

wobei T den zu testenden Trigger und T_{MON} den Monitortrigger beschreibt. Der Zähler M wird erhöht, wenn für das entsprechende Ereignis der Trigger T_{MON} angesprochen hat. N wird erhöht, wenn sowohl T als auch T_{MON} das Ereignis getriggert haben. Nur Ereignisse, für die der Trigger T einsatzbereit und nicht durch Skalierungsfaktoren unterdrückt war, werden ausgewertet.

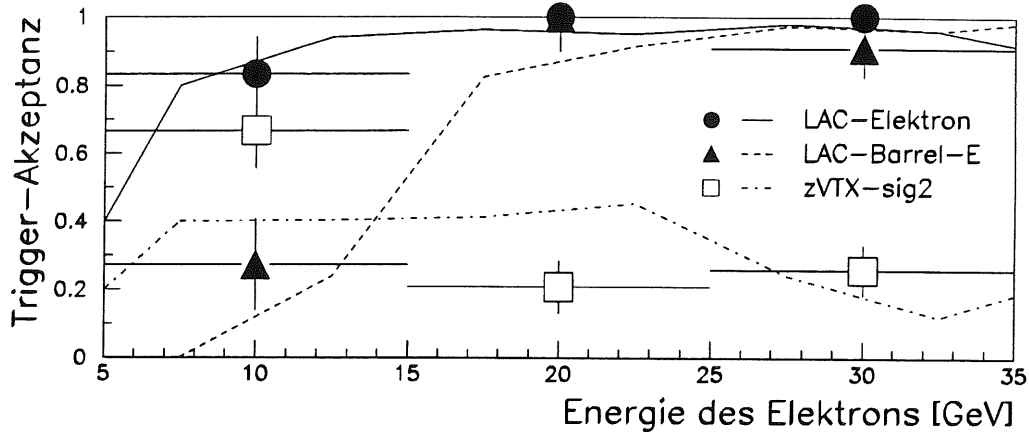


Abbildung 6.7: Triggerakzeptanz als Funktion der Elektron-Energie. Die Linien geben die simulierte, die Punkte die gemessene Akzeptanz an.

Abbildung 6.7 zeigt die Trigger-Effizienzen als Funktion der Elektron-Energie. Obwohl die nominellen Schwellenenergien für die LAC-Trigger verhältnismäßig niedrig liegen (5.3 GeV bzw. 12.6 GeV), führen Signalrauschen und Rauschunterdrückungsverfahren zu einer Verbreiterung und effektiven Erhöhung der Ansprechschwellen. Im Falle der LAC-Trigger, kann die Simulation den Verlauf in den gemessenen Daten annehmbar gut beschreiben, die Beschreibung des zVTX-Triggers hingegen gelingt in der Simulation nicht so gut. Ein Grund dafür kann die hohe Empfindlichkeit dieses Subtriggers auf kleine Schwankungen bei niedriger Multiplizität von Spuren sein. Da nun aber die LAC-Trigger eine sehr hohe Effizienz besitzen, können die Spurtrigger nur noch für kleine Verbesserungen sorgen, und deshalb wirken sich die systematischen Unsicherheiten praktisch nicht auf die Gesamtakzeptanz aus.

Für die Analyse sind die Ereignisse nach dem gemischten Rekonstruktionsverfahren in die Bins einsortiert worden. Die Akzeptanz wird nach Gleichung 6.3 berechnet. In Abbildung 6.8 sind die Ergebnisse aus den gemessenen und den simulierten Daten gegenübergestellt. In dieser Abbildung sind beide verwendete LAC-Trigger zusammengefaßt. Für Meßdaten wurden alle oben erwähnten Spurtrigger verwendet; simuliert wurde nur der zVTX-Trigger. Die niedriger liegenden Spurtrigger-Werte beschreiben dessen effektive Akzeptanz, wenn man alle Ereignisse zählt, bei denen die geforderten LAC-Trigger bereitgestellt waren, aber nicht prüft, ob die Spurtrigger eingeschaltet waren oder nicht. Mit Ausnahme des ersten Bins ist die gemessene Akzeptanz der LAC-Trigger 100%. Zwar sind die statistischen Fehler in den einzelnen Bins sehr groß,

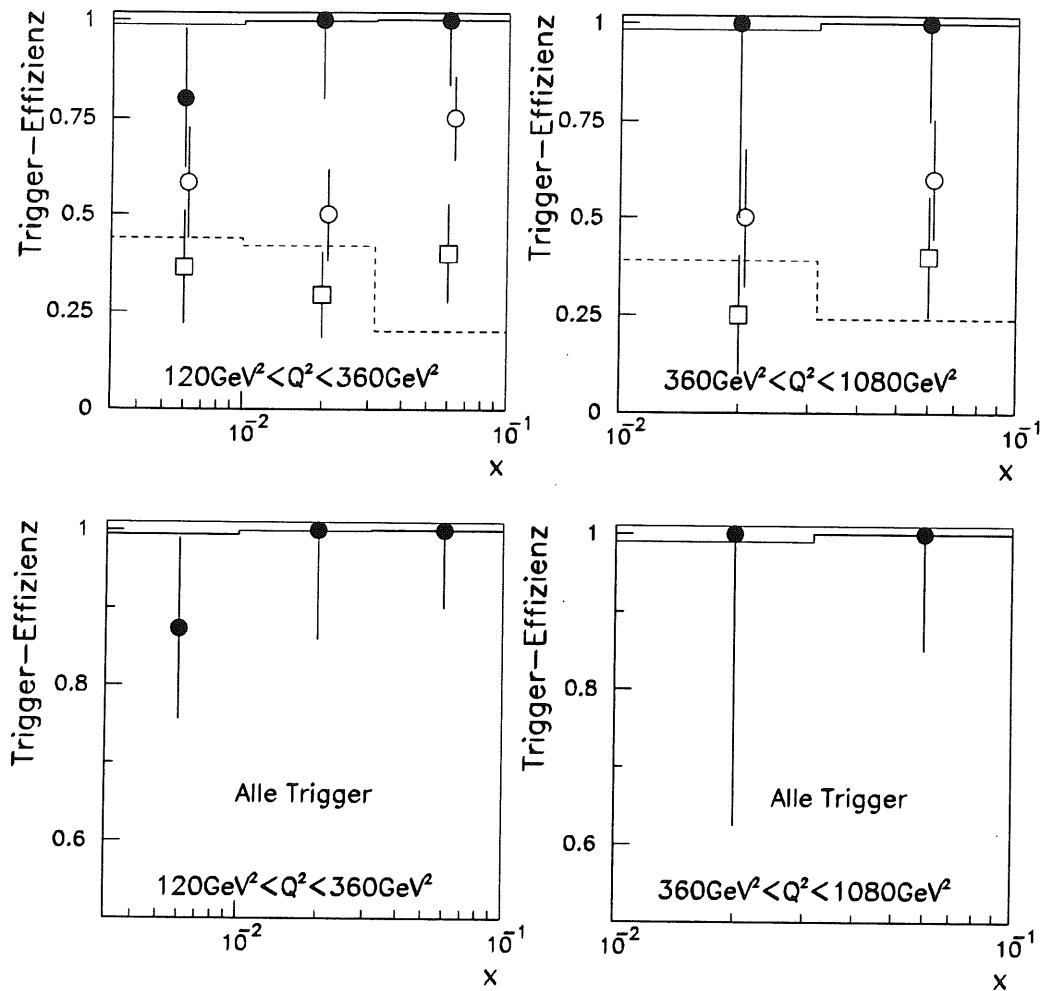


Abbildung 6.8: Triggerakzeptanz in den Bins. Oben sind die LAC-Trigger (\bullet) und die Spur-Trigger (\circ) getrennt eingezeichnet. Die offenen Kreise sind zur besseren Darstellung der Fehlerbalken etwas nach rechts versetzt. Mit \square ist die Effizienz der Spur-Trigger bezeichnet, wie sie effektiv im verwendeten Datensatz erscheint, d. h. die Zeiträume, in denen die Spurtrigger abgeschaltet waren, reduzieren die Effizienz. Simulierte Werte sind mit Linien gekennzeichnet.

doch wenn man alle zusammenfaßt, erhält man bei relativ kleinem Fehler ($< 2\%$) eine gute Übereinstimmung mit der Simulation. Im ersten Bin liegt die gemessene Akzeptanz bei 80% (LAC-Trigger) bzw. 87.3% (Alle Trigger), die simulierten Werte liegen höher, nämlich bei 98.9% bzw. 99.4%. Im Hinblick auf die Statistik und die Diskrepanz zwischen Meßdaten und Simulation kann der systematische Fehler auf 13% im ersten Bin abgeschätzt werden. In allen anderen Bins decken sich Meßdaten und Simulationsergebnisse hervorragend, sowohl insgesamt, als auch pro Bin betrachtet. Es ist somit nicht zu erwarten, daß in einem einzelnen Bin die Akzeptanz deutlich niedriger liegt als in den anderen. Der systematische Fehler braucht daher nicht höher als 3% angenommen zu werden, was dem statistischen Fehler in der Simulation und in der Messung, sowie der Restabweichung beider Ergebnisse Rechnung trägt. Zusammengefaßt ist die Triggerakzeptanz:

Triggerakzeptanz ACC		
Bin 1	$ACC = 0.873$	$\Delta ACC = 13\%$
Bin 2	$ACC = 1$	$\Delta ACC = 3\%$
Bin 3	$ACC = 1$	$\Delta ACC = 3\%$
Bin 4	$ACC = 1$	$\Delta ACC = 3\%$
Bin 5	$ACC = 1$	$\Delta ACC = 3\%$

6.4 Luminosität und Vertexverteilung

Im Herbst 1992 sind Daten mittlerer und guter Qualität (Kapitel 3) in einer Menge aufgezeichnet worden, die einer integrierten Luminosität von 23.81 nb^{-1} entspricht. Bei der Untersuchung dieser Daten wurde festgestellt, daß ein Teil aus verschiedenen Gründen nicht verwendbar ist. Es handelt sich um Runs, bei denen technische Defekte oder instabile Zustände von wichtigen Detektorkomponenten zu Ineffizienzen bei der Datennahme geführt haben könnten. Insgesamt verringert sich dadurch die nutzbare Luminosität um 2.3% auf nunmehr 23.26 nb^{-1} . Eine weitere Reduktion ergibt sich durch die notwendige Beschränkung auf die in dieser Arbeit verwendeten LAC-Trigger (LAC-Elektron und LAC-Barrel-Energie), von denen in einem Teil der Meßperiode keiner von beiden eingeschaltet war. Es bleibt eine verwertbare Luminosität von $\mathcal{L} = 20.41 \text{ nb}^{-1} \pm 7\%$ übrig [H193c].

Durch die Anwendung eines geometrischen Schnittes von $\pm 50 \text{ cm}$ in der Vertexverteilung ergibt sich ein Verlust von $(9 \pm 2)\%$ der Ereignisse. Ein großer Teil geht auf Teilchenpakete (*Bunche*) zurück, die etwa 4 ns nach den eigentlichen Bunchen auftreten. Diese „Satellitenbunche“ führen zu einem zweiten Vertex bei etwa $z = 120 \text{ cm}$ (siehe Abbildung 6.9). Näheres ist in [Ro93b] zu finden.

Für die Rekonstruktion eines Vertex wird mindestens eine Spur in der zentralen oder vorderen Spurkammer benötigt. Für Ereignisse, deren Ursprung im Bereich des nominellen Wechselwirkungspunktes liegt, liefert das gestreute Elektron eine hinreichende Spur, so daß die Bestimmung des Wechselwirkungspunktes gewährleistet ist, selbst wenn keine hadronische Aktivität in den Spurkammern gesehen wird.

Die effektive Luminosität inklusive des Vertexschnittes beträgt dann:

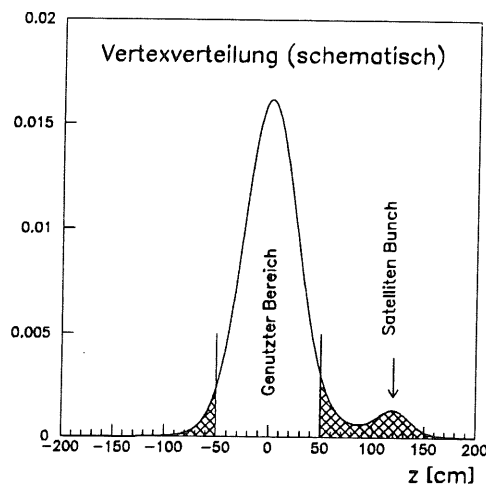


Abbildung 6.9: Vertexverteilung in 1992 (schematisch). Für die Analyse sind nur Ereignisse, die innerhalb von $|z| < 50$ cm ihren Ursprung haben, verwendet worden. Die „abgeschnittenen“ Ausläufer incl. Satellitenbunch (siehe Text) führen zu einem Luminositätsverlust von 9%.

Effektive Luminosität \mathcal{L}_{eff}

$$\text{Alle Bins } \mathcal{L}_{eff} = 18.57 \text{ nb}^{-1} \quad \Delta\mathcal{L}_{eff} = 7.3\%$$

6.5 Akzeptanz und Migrationen

Die totale Detektorakzeptanz ϵ wird durch die Zahl der Ereignisse bestimmt, die nach allen Selektionsschnitten im Detektor *rekonstruiert* werden, geteilt durch die Zahl der *generierten* Ereignisse ohne Akzeptanzschnitte im jeweiligen Bin:

$$\epsilon = \frac{N_{rek.,sel.}}{N_{gen.}} \quad (6.4)$$

Diese totale Akzeptanz ϵ ist das Produkt aus der Akzeptanz durch die Selektionsschnitte (*Cuts*) A_{Cuts} und der Migration $A_{Mig.}$. In ϵ sind auch die eigentlichen Detektorakzeptanzen $A_{Det.}$ enthalten, die hauptsächlich durch Unzulänglichkeiten des Kalorimeters in den Φ -Lücken (siehe Kapitel 4) gegeben sind. Im Folgenden werden die einzelnen Effekte diskutiert.

A_{Cuts}

Das Ausmaß der Verluste durch die wichtigsten Selektionsschnitte (y -Schnitte, BBE-BEMC-Schnitt²) erhält man mit generierten Ereignissen durch die Nachbildung der

²Der Φ -Lücken-Schnitt fehlt, da durch die impulsabhängige Spurkrümmung eine Nachbildung auf Generatorebene schwierig ist. Will man diesen Schnitt den Selektionskriterien zuordnen, muß man bedenken, daß dann in den Abbildungen A_{Cuts} zu groß und $A_{Mig.}$ zu klein dargestellt sind.

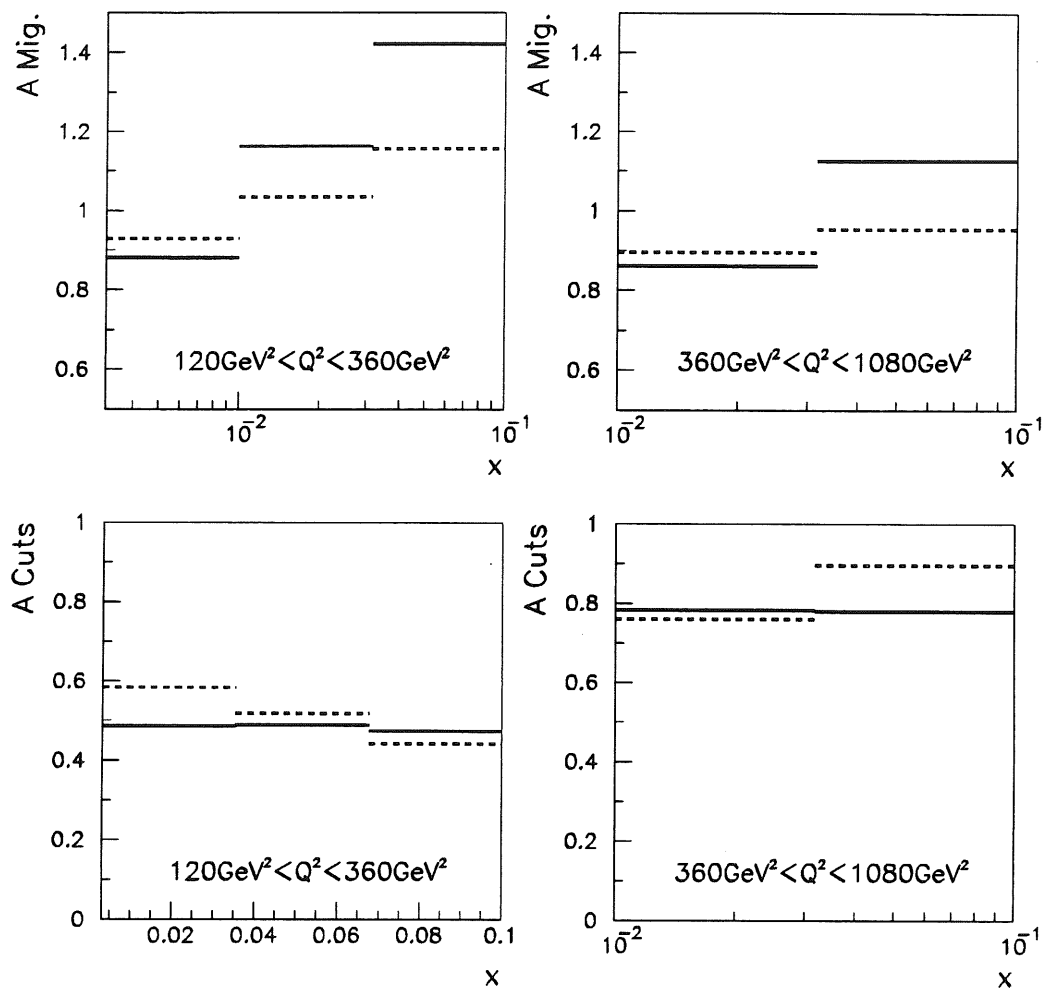


Abbildung 6.10: Netto-Migration (oben) und Akzeptanz nach den Selektionsschnitten (unten) in den verschiedenen Bins. Es wurden die Parametrisierungen MRS D- (durchgezogene Linie) und MRS D0 (gestrichelte Linie) eingesetzt.

Akzeptanz nach Selektionsschnitten A_{Cuts} [%]			
	gemischt, MRS D–	gemischt, MRS D0	Elektron, MRS D–
BIN 1	48.6	58.3	46.2
BIN 2	48.9	51.8	49.7
BIN 3	47.4	44.3	53.5
BIN 4	78.3	76.0	74.5
BIN 5	78.0	89.6	97.1

Tabelle 6.3: Akzeptanz nach den Selektionsschnitten für die gemischte und die Elektron-Rekonstruktion. Die absoluten Fehler liegen bei 4 – 5% für BIN 1-3 und bei 6% für BIN 4 und 5.

Cuts auf der Ebene der generierten Teilchen ($A_{Cuts} = N_{gen.,sel.}/N_{gen.}$). Damit werden die Detektoreigenschaften ausgeblendet. Es zeigt sich, daß A_{Cuts} den dominierenden Faktor in der totalen Akzeptanz darstellt. Abbildung 6.10 unten zeigt, daß nur die Hälfte der Ereignisse bei kleinen Impulsüberträgen gemessen werden kann. Im kleinen Q^2 -Bereich spielt die Akzeptanzlücke zwischen BBE und BEMC eine große Rolle. Im hohen Q^2 -Bereich erfüllen etwa 80% die Schnitte. In den Bins mit kleinem x führen die y -Schnitte zu Verlusten. Daß auch für große x und Q^2 die Akzeptanz kleiner als 100% ist, ist auf die begrenzte Statistik und auch auf QED-Strahlungseffekte zurückzuführen, die in Verbindung mit den y -Schnitten Verluste auf Generatorebene hervorrufen. In Tabelle 6.3 sind die Zahlenwerte aufgeführt.

Die Detektorakzeptanz $A_{Det.}$ ist nach der Definition von A_{Cuts} bereits in dieser enthalten. Sie kann abgeschätzt werden, indem geprüft wird, wieviele Ereignisse, die auf Generatorebene die Selektionskriterien erfüllen, nach der Rekonstruktion durch Unzulänglichkeiten im Detektor nicht mehr der Selektion genügen können. Zu den Schwachpunkten zählen die schon erwähnten Φ -Lücken, aber auch die Übergangsbereiche zwischen den einzelnen Ringen (z. B. BBE – CB1), die die Elektron-Messung negativ beeinflussen. Nach Abbildung 6.11 kann die Akzeptanz des Detektors innerhalb der statistischen Fehler mit mindestens 80% angenommen werden.

$A_{Mig.}$

Migrationen entstehen durch die begrenzte Detektorauflösung, welche die kinematische Rekonstruktionsgenauigkeit so stark begrenzt, daß Ereignisse in falsche Bins einsortiert werden können. Ein bestimmtes Bin kann deshalb Ereignisse an Nachbarbins verlieren oder von Nachbarbins gewinnen. Die Migrationseffekte können durch den Vergleich generierter und rekonstruierter kinematischer Größen untersucht werden. Zur Unterdrückung von Einflüssen der Selektionsschnitte wendet man auf die generierten Ereignisse die y -Schnitte und den BBE-BEMC-Schnitt (siehe auch Fußnote auf Seite 92) an. So ist $A_{Mig.} = N_{rek.,sel.}/N_{gen.,sel.}$. Abbildung 6.10 oben zeigt die Migrationen in den verschiedenen Bins bei Verwendung der gemischten Rekonstruktionsmethode. Die Summe der Migrationen kann bis zu 40% betragen, wobei die Migrationen fast ausschließlich von der x -Auflösung hervorgerufen werden. Die Migrationsflüsse

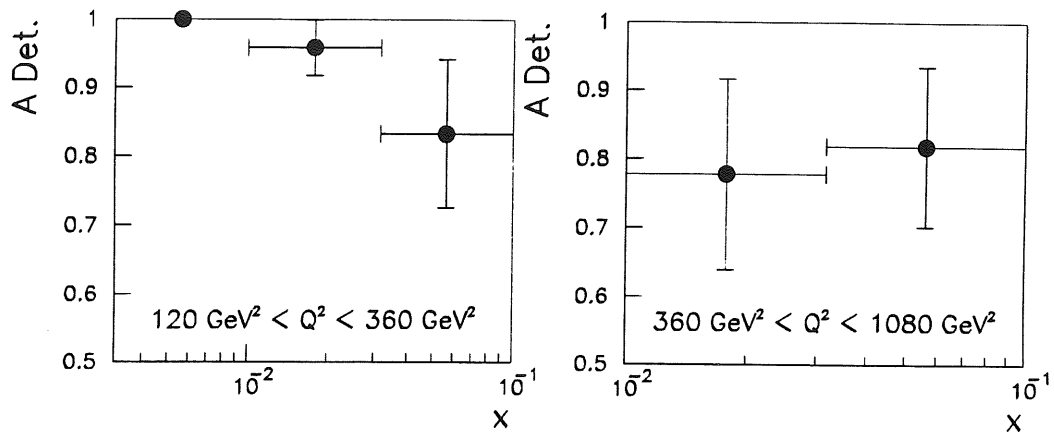


Abbildung 6.11: Detektorakzeptanz in BIN 1 bis 3 (links) und BIN 4 und 5 (rechts).

Migration $A_{Mig.} [\%]$			
	gemischt, MRS D-	gemischt, MRS D0	Elektron, MRS D-
BIN 1	88.1	92.9	111.0
BIN 2	116.2	103.4	109.7
BIN 3	142.2	115.5	97.8
BIN 4	86.1	89.5	94.3
BIN 5	112.5	95.3	93.9

Tabelle 6.4: Netto-Migration pro Bin, ermittelt für die gemischte und die Elektron-Rekonstruktion. Die absoluten Fehler liegen bei 3% für BIN 1-3 und bei 4% für BIN 4 und 5.

können aus Abbildung 6.12 graphisch abgelesen werden. Für jedes Bin ist separat gezeigt, von wo in der kinematischen Ebene Ereignisse durch die Rekonstruktion in das Bin hinein- oder aus dem Bin herausmigrieren. Es ist deutlich zu erkennen, daß die relativ genaue Bestimmung von Q^2 nur kleine Migrationseffekte bewirkt. Weiterhin kann abgelesen werden, daß sich Migrationen bei Verwendung von zwei x -Bins pro Dekade auf die jeweiligen direkten Nachbarbins beschränken. Tabelle 6.4 führt die Migrationen in Zahlenwerten auf.

Totale Akzeptanz ϵ

Das Produkt aus A_{Cuts} und $A_{Mig.}$ führt zu Gleichung 6.4, die den ausschlaggebenden, totalen Korrekturfaktor ϵ definiert. Abbildung 6.13 verdeutlicht die Größenordnung der notwendigen Korrekturen, die man mit der MRS D- bzw. der MRS D0 Parametrisierung erhält. Bei kleinem Q^2 weichen die Resultate beider Parametrisierungen

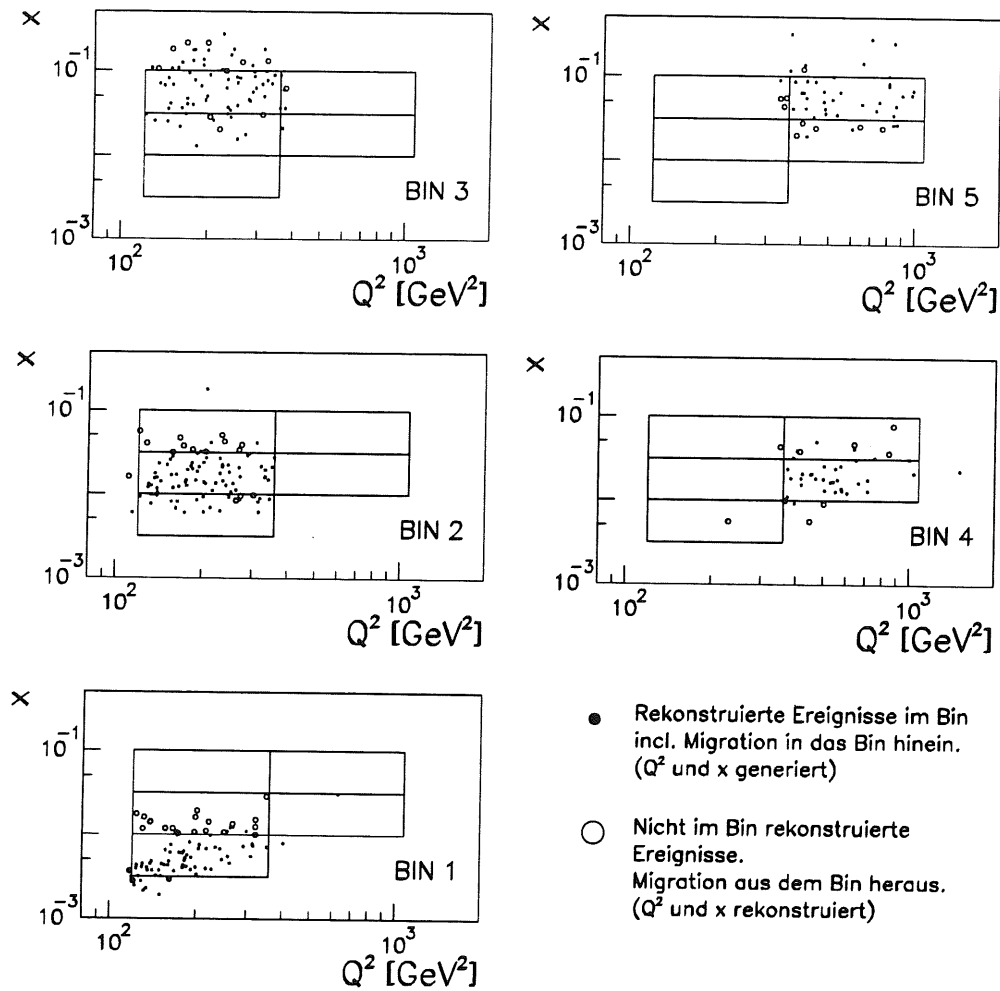


Abbildung 6.12: Migrationen, sichtbar gemacht in der kinematischen Ebene. Für jedes Bin sind jeweils alle rekonstruierten Ereignisse als Punkte dargestellt. Die Punkte kennzeichnen somit alle berücksichtigten Ereignisse, wobei die Punkte außerhalb eines Bins Ereignisse darstellen, die in das Bin hineinmigrieren. Die Kreise bezeichnen hingegen die Ereignisse, die aufgrund der endlichen Detektorauflösung aus dem Bin herausmigrieren und fälschlicherweise als nicht dem Bin zugehörig rekonstruiert werden. Für diese Darstellung ist die Parametrisierung MRS D- und das gemischte Rekonstruktionsverfahren verwendet worden.

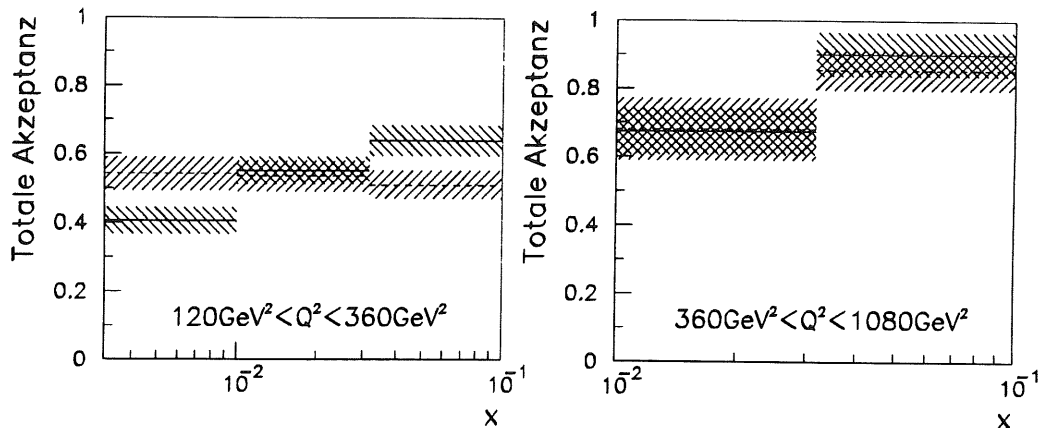


Abbildung 6.13: Totale Akzeptanz ϵ . Die durchgezogene Linie stellt das Resultat nach der MRS D–, die gestrichelte Linie das nach der MRS D0-Parametrisierung dar. Die schraffierten Bereiche deuten den Fehler an, mit denen die Akzeptanz ϵ durch die Statistik der simulierten Ereignisse behaftet ist.

teilweise voneinander ab. Untersuchungen auf Generatorebene zeigen, daß der geometrische BBE-BEMC-Schnitt diesen Effekt hervorruft, so daß die richtige Wahl der Parametrisierung unter diesem Gesichtspunkt eine wichtige Rolle spielen kann. Wie oben schon erwähnt, wird die MRS D– Strukturfunktion für die Korrektur verwendet. Nachfolgend sind die eingesetzten Akzeptanzkorrekturen angegeben:

Totale Detektorakzeptanz $\epsilon^{gemischt}$ ($\epsilon^{Elektron}$)			
Bin 1	$\epsilon = 0.406$ (0.557)	$\Delta\epsilon = 10.3\%$	(6.8%)
Bin 2	$\epsilon = 0.552$ (0.545)	$\Delta\epsilon = 7.1\%$	(7.2%)
Bin 3	$\epsilon = 0.640$ (0.523)	$\Delta\epsilon = 6.9\%$	(9.4%)
Bin 4	$\epsilon = 0.674$ (0.702)	$\Delta\epsilon = 10.1\%$	(9.3%)
Bin 5	$\epsilon = 0.900$ (0.912)	$\Delta\epsilon = 7.1\%$	(7.2%)

6.6 QED – Strahlungskorrekturen

Für die Bestimmung von Strukturfunktionen geht nur der Wirkungsquerschnitt des Wechselwirkungsprozesses in niedrigster Ordnung ein (Born-Wirkungsquerschnitt). Tatsächlich mißt man aber den Wirkungsquerschnitt, der von QED-Strahlungseffekten beeinflusst ist. Einige der Prozesse sind in Abbildung 1.4 als Feynman-Diagramme aufgezeichnet. Die Strahlungskorrekturen sollen nun vom gemessenen Querschnitt σ_{QED} zu σ_{Born} führen.

Das Ausmaß der Korrektur hängt stark von der Rekonstruktionsmethode ab (siehe auch Kapitel 5.4). Immerhin spielt die *final state*-Strahlung keine Rolle, weil bei der Messung des Elektrons ein in guter Näherung kollinear abgestrahltes Photon automa-

tisch berücksichtigt wird. Die *initial state*-Strahlung führt jedoch zu kleineren Schwerpunktenenergien, und damit zu falschen kinematischen Größen, wenn die unverminderte Strahlenergie des Elektrons angenommen wird.

Die QED-Prozesse sind in der Theorie gut bekannt, so daß analytische Verfahren zur Ermittlung der Korrekturen zur Verfügung stehen [Sp91]. Allerdings führen detektor-spezifische Selektionsschnitte und die besondere Behandlung der *final state*-Strahlung zu Einschränkungen. In dieser Arbeit wird das Programm TERAD93 [Ak91] benutzt, das für die leptonische, die hadronische und die gemischte Rekonstruktion verwendet werden kann. Einfache geometrische (z. B. auf Streuwinkel) und kinematische Schnitte (z. B. auf y) können berücksichtigt werden. Die explizite Ausnahme der *final state*-Strahlung wird durch eine *Leading Log*-Näherungsrechnung bewerkstelligt [Ak93].

Neben den analytischen Methoden stehen auch Monte-Carlo-Verfahren zur Debatte. Verschiedene Ereignisgeneratoren können dafür verwendet werden, wobei z. B. DJANGO1.0 [Sc91] alle relevanten Prozesse simulieren kann. Umfangreiche Studien haben gezeigt, daß die Simulationsrechnungen mit DJANGO/HERACLES zu den gleichen Ergebnissen wie die analytischen Berechnungen mit TERAD führen [Sp91]. Um die statistischen Fehler der Simulationsrechnung zu vermeiden, werden nachfolgend die Resultate aus der TERAD93-Berechnung für die Strahlungskorrekturen verwendet. Der angegebene Fehler berücksichtigt mögliche Ungenauigkeiten in der Bestimmung der *final state*-Strahlung:

	Strahlungskorrektur $r_{QED}^{gemischt}$ ($r_{QED}^{Elektron}$)	
Bin 1	$r_{QED} = 1.024$ (0.825)	$\Delta r_{QED} = 5\%$ (5%)
Bin 2	$r_{QED} = 0.988$ (0.932)	$\Delta r_{QED} = 5\%$ (5%)
Bin 3	$r_{QED} = 0.953$ (1.086)	$\Delta r_{QED} = 5\%$ (5%)
Bin 4	$r_{QED} = 1.023$ (0.854)	$\Delta r_{QED} = 5\%$ (5%)
Bin 5	$r_{QED} = 0.984$ (1.008)	$\Delta r_{QED} = 5\%$ (5%)

6.7 Bin-Zentrierungs-Korrektur

Will man den differentiellen Wirkungsquerschnitt auf einen bestimmten Punkt (x_0, Q_0^2) beziehen, ist der in einem Bin gefundene Mittelwert auf diesen Punkt zu transformieren. Sei $S(x, Q^2) = d^2\sigma/dxdQ^2(x, Q^2)$, dann ist der Übergang

$$\langle S(x, Q^2) \rangle = \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2} \int_{x_1}^{x_2} \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} S(x, Q^2) dx dQ^2 \longrightarrow S(x_0, Q_0^2) \quad (6.5)$$

zu berechnen. Dies ist die Bin-Zentrierungs-Korrektur. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten: Entweder man findet die Stelle im Bin, an der der Mittelwert gleich dem Wert an der Stelle (x_0, Q_0^2) ist, oder man legt eine Stelle fest und findet den Wert, der zu dieser Stelle gehört. Letzteres setzt voraus, daß der Funktionsverlauf im Bin bekannt ist. Sei eine Parametrisierung \tilde{S} vorgegeben, so kann der Korrekturfaktor $BZ(x, x_0, Q^2, Q_0^2)$ mit Gleichung 6.6 berechnet werden:

$$BZ(x, x_0, Q^2, Q_0^2) = \frac{\tilde{S}(x_0, Q_0^2)}{\langle \tilde{S}(x, Q^2) \rangle}. \quad (6.6)$$

Mit dieser Gleichung erhält man automatisch die notwendige Korrektur der Binfläche, falls sich das Bin über den kinematisch erlaubten Bereich erstreckt.

Mit vier verschiedenen Parametrisierungen (MRS D– und MRS D0, MT B2, KMRS B– [Ma93, Mo91, Kw90]) sind die Wirkungsquerschnitte bestimmt worden. Die Ergebnisse hängen nur wenig von der Wahl der Partondichten ab. Für die Analyse ist auch hier MRS D– verwendet worden, wobei als Fehler die größten Differenzen, die man mit den verschiedenen Parametrisierungen erhält, angenommen sind. Die Korrekturfaktoren für die Bins 1-5 sind im Folgenden zusammengefaßt:

Bin-Zentrierungs-Korrektur BZ				
Bin 1	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.006$	$BZ = 0.718$	$\Delta BZ = 1.5\%$
Bin 2	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.02$	$BZ = 0.688$	$\Delta BZ = 1.7\%$
Bin 3	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.06$	$BZ = 0.733$	$\Delta BZ = 1.2\%$
Bin 4	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$x = 0.02$	$BZ = 0.674$	$\Delta BZ = 1.4\%$
Bin 5	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$x = 0.06$	$BZ = 0.725$	$\Delta BZ = 1.1\%$

6.8 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Die bisher gefundenen Korrekturfaktoren erlauben die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung in den Bins 1-5 (siehe Tabelle 6.2). Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{N_{SEL}}{\mathcal{L}_{eff}} \cdot \frac{1}{ACC(x, Q^2)} \cdot \frac{1}{\epsilon(x, Q^2)} \cdot \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2} \cdot BZ(x, x_0, Q^2, Q_0^2) \cdot r_{QED}(x, Q^2) \quad (6.7)$$

mit

N_{SEL}	:	Zahl der selektierten und getriggerten Ereignisse ohne Untergrund
\mathcal{L}_{eff}	:	Integrierte Luminosität
ACC	:	Triggerakzeptanz
ϵ	:	Totale Detektorakzeptanz
$\Delta x \Delta Q^2$:	Fläche des Bins
BZ	:	Bin-Zentrierungs-Faktor
r_{QED}	:	Strahlungskorrektur

Abbildung 6.14 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt, der mit der gemischten Rekonstruktionsmethode ermittelt wurde, mit und ohne Binzentrierung und Strahlungskorrekturen. In nachfolgender Tabelle sind die Zahlenwerte (mit statistischen Fehlern) aufgeführt:

Differentieller Wirkungsquerschnitt $S = d^2\sigma/dx dQ^2$ [nb/ GeV^2]				
Bin 1	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.006$	$S = 0.52$	± 0.19
Bin 2	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.02$	$S = 0.15$	± 0.04
Bin 3	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$x = 0.06$	$S = 0.031$	± 0.010
Bin 4	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$x = 0.02$	$S = 0.022$	± 0.009
Bin 5	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$x = 0.06$	$S = 0.0054$	± 0.0022

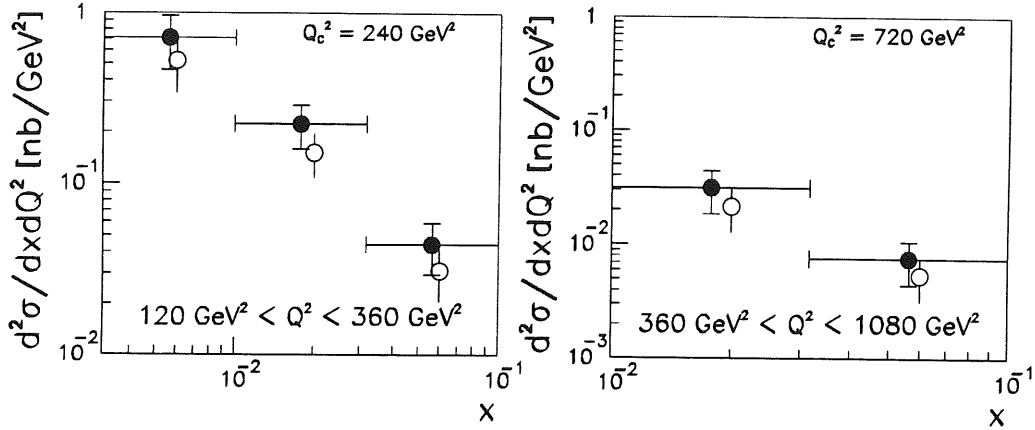


Abbildung 6.14: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dxdQ^2$. Die Punkte bezeichnen die Werte ohne Strahlungskorrektur und Binzentrierung. Die offenen Kreise geben den Wirkungsquerschnitt nach allen Korrekturen an (an der Stelle Q_c^2). In beiden Fällen ist nur der statistische Fehler eingezeichnet.

6.9 Starke und schwache Wechselwirkung

Longitudinale Strukturfunktion F_L

Berücksichtigt man die Gluonen im Proton, so ist die *Callan-Gross-Relation* nicht mehr streng gültig, und aus dieser Gleichung wird die Definition für F_L :

$$0 = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \longrightarrow F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) \quad (6.8)$$

Das Verhältnis des longitudinalen und des transversalen Wirkungsquerschnitts $R_{QCD} = \sigma_L/\sigma_T$ ist direkt mit den Strukturfunktionen verknüpft:

$$R_{QCD} = \frac{F_L(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)} \quad (6.9)$$

Die Berechnung von R_{QCD} ist unter Annahme der Gleichungen von *Altarelli* und *Martinelli* [A178] möglich:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \left\{ \frac{4}{3} \int_x^1 \frac{du}{u} \left(\frac{x}{u}\right)^2 F_2(u, Q^2) + 2c \int_x^1 \frac{du}{u} \left(\frac{x}{u}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{u}\right) u g(u, Q^2) \right\}, \quad (6.10)$$

wobei $c = \sum e_q^2$, $\alpha_s(Q^2) = 4\pi/\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)$, $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N_f$, $\Lambda = 200$ MeV, $N_f = 5$ und g die Gluondichte ist.

Will man nun F_2 messen, ist der Einfluß von R_{QCD} zu korrigieren. Dazu setzt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt zur Strukturfunktion F_2 in folgender Weise in Beziehung:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1 + R_{QCD}(x, Q^2)} \right) F_2(x, Q^2) \quad (6.11)$$

R_{QCD}					
	Q^2 [GeV ²]	x	y	R_{QCD} (MRS D-')	R_{QCD} (MRS D0')
BIN 1	240	0.006	0.457	0.213	0.229
BIN 2	240	0.02	0.137	0.153	0.165
BIN 3	240	0.06	0.0457	0.0900	0.0967
BIN 4	720	0.02	0.411	0.127	0.135
BIN 5	720	0.06	0.137	0.0748	0.0793

Tabelle 6.5: Der Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion ausgedrückt mit R_{QCD} (siehe Text). Die Werte sind mit den Parametrisierungen MRS D- und MRS D0 berechnet worden.

Das Verhältnis R_{QCD} wurde mit den Parametrisierungen MRS D- und MRS D0' [Ma93] mit Hilfe der Gleichung 6.10 ausgerechnet. Tabelle 6.5 enthält die Resultate. Der Einfluß von R_{QCD} auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt ist bei kleinen x am größten und beträgt in BIN 1 3% und in BIN 4 1.5%. In den anderen Bins ist die Korrektur vernachlässigbar.

Schwache Wechselwirkung

Da die ep -Streuung durch die elektroschwache Wechselwirkung vermittelt wird, ist nicht nur der virtuelle Photonenaustausch zwischen Elektron und Quark von Bedeutung. Mit zunehmendem Impulsübertrag gehen zusätzliche Beiträge vom virtuellen Z^0 -Austausch in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein. Diese Beiträge lassen sich mit der Messung eines einzigen Streuprozesses mit unpolarisierten Elektronstrahlen nicht vom Photon-Beitrag extrahieren. Gleichung 6.11 kann mit Hilfe der generalisierten Strukturfunktionen \mathcal{F}_2 und $x\mathcal{F}_3$ umgeschrieben werden (siehe auch Kapitel 1), um der schwachen Wechselwirkung Rechnung zu tragen:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[\left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x, Q^2)} \right) \mathcal{F}_2(x, Q^2) + (1 - (1-y)^2) x\mathcal{F}_3(x, Q^2) \right], \quad (6.12)$$

wobei auch in \mathcal{F}_2 die schwachen Kopplungen zu den bisherigen elektromagnetischen Ladungen dazukommen. Bei hohen Impulsüberträgen und großen y kann \mathcal{F}_3 signifikante Beiträge liefern. Für den in dieser Analyse größten Q^2 -Bereich von 360 GeV² bis 1080 GeV² bleibt die Korrektur kleiner als 1.3%. Verknüpft man die Strukturfunktionen mit dem Wirkungsquerschnitt nach den Gleichungen 1.8 bis 1.10, erhält man unter Einsatz der MRS D- Parametrisierung für die fünf Bins folgende Verhältnisse zwischen dem vollständigen Wirkungsquerschnitt σ und dem reinen γ -Wirkungsquerschnitt σ_γ (Ergänzend ist R_{QCD} ebenfalls aufgeführt):

$$C_\gamma = (d^2\sigma/dxdQ^2)/(d^2\sigma_\gamma/dxdQ^2) ; R_{QCD}$$

BIN 1	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$y = 0.457$	$C_\gamma = 1.0025$	$R_{QCD} = 0.213$
BIN 2	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$y = 0.137$	$C_\gamma = 1.0022$	$R_{QCD} = 0.153$
BIN 3	$Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$	$y = 0.0457$	$C_\gamma = 1.0019$	$R_{QCD} = 0.0900$
BIN 4	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$y = 0.411$	$C_\gamma = 1.0129$	$R_{QCD} = 0.127$
BIN 5	$Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$	$y = 0.137$	$C_\gamma = 1.0103$	$R_{QCD} = 0.0748$

Systematische Fehler von C_γ und R_{QCD} , die die Unterschiede verschiedener Parametrisierungen der Partondichten reflektieren, sind sehr klein und vernachlässigbar. Da α_s nicht genau bekannt ist, gibt es allerdings eine theoretische Unsicherheit für die Werte von R_{QCD} . Falls in Zukunft einmal entsprechende Meßdaten vorliegen, kann diese Analyse aber ohne weiteres mit gemessenen R_{QCD} -Werten neu durchgeführt werden.

6.10 Protonstrukturfunktion F_2 und Fehlerbetrachtung

6.10.1 Ergebnisse

Unter der Annahme, daß nur die elektromagnetische Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt beiträgt ($\mathcal{F}_3 = 0$), ergibt sich die Proton-Strukturfunktion $F_2 \simeq \mathcal{F}_2$ durch

$$F_2(x, Q^2) = \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1 + R_{QCD}(x, Q^2)} \right)^{-1}, \quad (6.13)$$

wobei der differentielle Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 6.7 ermittelt wird. In Abbildung 6.15 ist F_2 als Ergebnis dieser Analyse als Funktion von x für $Q^2 = 240 \text{ GeV}^2$ bzw. $Q^2 = 720 \text{ GeV}^2$ aufgetragen. Als Vergleich und zur Kontrolle ist ebenfalls das Ergebnis, das man mit der Elektron-Rekonstruktion erhält, eingezeichnet. Für die gemischte Rekonstruktion sind die systematischen Fehler deutlich kleiner als die statistischen Fehler, die durch die Anzahl der Ereignisse gegeben sind. Durch Unsicherheiten in der Kalibration des Kalorimeters hat jedoch die Elektron-Methode einen Nachteil durch große systematische Fehler bei großen x . Im Rahmen der Fehler stimmen aber die Ergebnisse mit beiden Rekonstruktionsmethoden sehr gut überein. Auf die systematischen Unsicherheiten wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Gibt man die Näherung $F_2 = \mathcal{F}_2$ auf und berücksichtigt man auch Einflüsse von $x\mathcal{F}_3$, so muß Gleichung 6.13 korrigiert werden (siehe Abschnitt 6.9)

$$F_2^{em} = \frac{F_2}{C_\gamma}, \quad (6.14)$$

um die „elektromagnetische“ Strukturfunktion F_2^{em} zu erhalten. Diese Korrektur ist für $Q^2 < 1000 \text{ GeV}^2$ klein und liegt im Prozentbereich. Abbildung 6.16 zeigt die Ergebnisse im Vergleich mit verschiedenen Parametrisierungen der Strukturfunktion und zu den veröffentlichten Daten vom ZEUS-Experiment [Ze93]. In Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse in Zahlen zusammengefaßt.

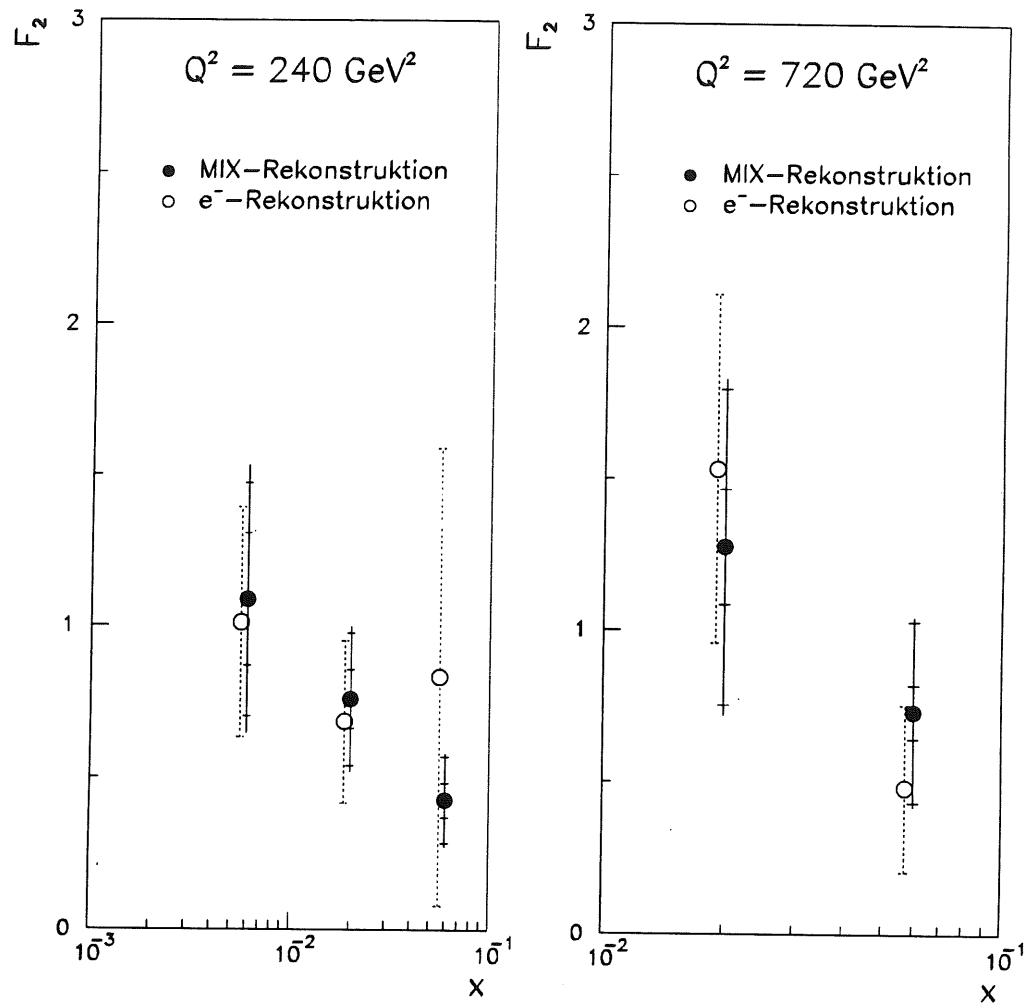


Abbildung 6.15: F_2 , bestimmt nach der gemischten und der Elektron-Rekonstruktion. Für die gemischte Rekonstruktion setzt sich der Fehlerbalken aus dem statistischen Anteil (äußere Querstriche) und dem systematischen Anteil (innere Querstriche) zusammen. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition beider Anteile. Für die Elektron-Rekonstruktion ist nur der Gesamtfehler aufgetragen. Zur besseren Übersicht sind die Elektron-Ergebnisse etwas in x versetzt.

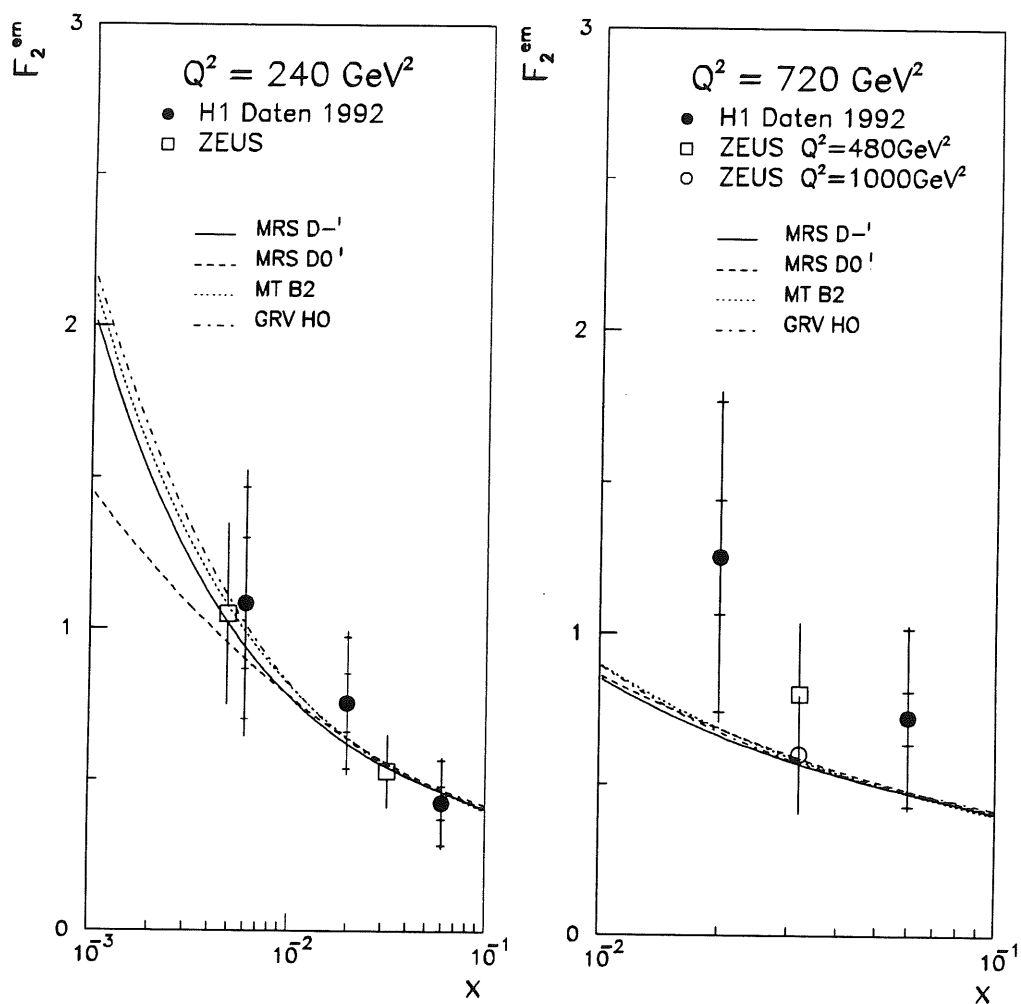


Abbildung 6.16: Protonstrukturfunktion F_2^{em} aus dieser Analyse als Funktion von x , verglichen mit den offiziellen ZEUS-Ergebnissen [Ze93] und verschiedenen Parametrisierungen. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des statistischen (äußerer Querstrich) und des systematischen (innerer Querstrich) Fehlers.

Proton-Strukturfunktion F_2^{em}								
Q^2 [GeV ²]	x	F_2	F_2^{em} MIX	σ_{sta}	σ_{sys}	F_2^{em} El.	σ_{sta}	σ_{sys}
240	0.006	1.09	1.09 ± 0.44	0.39	0.22	1.01 ± 0.38	0.31	0.23
	0.02	0.76	0.76 ± 0.24	0.22	0.10	0.68 ± 0.27	0.21	0.17
	0.06	0.43	0.43 ± 0.15	0.14	0.06	0.83 ± 0.75	0.24	0.71
720	0.02	1.28	1.26 ± 0.55	0.51	0.19	1.51 ± 0.57	0.50	0.26
	0.06	0.73	0.72 ± 0.31	0.30	0.09	0.48 ± 0.27	0.24	0.13

Tabelle 6.6: Gemessene Werte der Protonstrukturfunktion F_2^{em} . In der Spalte F_2 stehen die Werte, die man erhält, wenn man annimmt, daß ausschließlich γ -Austausch vorliegt. Ansonsten ist F_2^{em} eingetragen, wobei der gemessene Wirkungsquerschnitt auf den elektromagnetischen Querschnitt korrigiert worden ist (siehe Text). Für die vorliegenden Impulsüberträge liefert die schwache Wechselwirkung nur einen sehr kleinen Beitrag. Dieser liegt im Prozentbereich für $Q^2 = 720$ GeV². „MIX“ und „El.“ kennzeichnen das den jeweiligen Meßwerten zugrundeliegende gemischte bzw. Elektronen-Rekonstruktionsverfahren. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des statistischen (σ_{sta}) und des systematischen (σ_{sys}) Fehlers.

Die Parametrisierungen MRS D–, MRS D0 und MT B2 ergeben sich aus der Extrapolation aktueller Meßergebnisse von Fixed-Target-Experimenten in den bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich. Dafür wurden globale Anpassungen unter Berücksichtigung der DGLAP-Gleichungen durchgeführt. Die MRS D– und D0-Extrapolationen unterscheiden sich durch unterschiedliche Annahmen über die Gluondichteentwicklung bei kleinen x . Während für $x \rightarrow 0$ für D0 ein konstantes Verhalten $xg \propto x^0$ angenommen wurde, ist für D– eine Entwicklung von $xg \propto x^{-0.5}$ angesetzt worden (siehe Seite 15, Glg. 1.23). Die MT B2-Extrapolation ergibt sich durch einen globalen Fit von Meßdaten, die 1990 zur Verfügung standen. Im Gegensatz zu den bisher erwähnten phänomenologischen Anpassungen beschreibt die GRV-Parametrisierung [Gl93] eine theoretische Vorhersage, die sich in NLO aus den DGLAP-Entwicklungsgleichungen ergibt. Dabei werden die Quark- und Gluondichten ausgehend von $Q_0^2 = 0.3$ GeV² entwickelt, wobei als Randbedingung angenommen wird, daß bei Q_0^2 die Gluon- und Seequarkdichten Null sind.

Im Bereich hoher quadratischer Impulsüberträge und dadurch relativ großer x -Bereiche sind die Resultate aus den verschiedenen Modellen sehr ähnlich. Bei $x < 10^{-2}$ beginnen sich die Modelle zu unterscheiden, wobei dort die Überprüfung der GRV-Parametrisierung besonders interessant ist, da es sich um eine datenunabhängige, theoretische Vorhersage handelt.

Zur Überprüfung des Skalenverhaltens der Strukturfunktion ist F_2^{em} als Funktion von Q^2 logarithmisch in Abbildung 6.17 für verschiedene x aufgetragen. Zusammen mit einigen Parametrisierungen und den bisher von H1 veröffentlichten Meßwerten [H193a], sowie den Ergebnissen der Fixed-Target-Experimente SLAC, NMC und BCDMS [Wh92, Am92, Be89] erhält man den Verlauf von F_2^{em} über drei Größenordnungen in Q^2 . Man beobachtet im vorliegenden x -Bereich zwischen $x = 0.006$ und

$x = 0.06$ mit wachsendem Q^2 ein leichtes Ansteigen von F_2^{em} .

Innerhalb der aktuellen Fehler ist keine Aussage über die Gültigkeit der einen oder anderen Parametrisierung möglich. Man kann allerdings feststellen, daß im Rahmen der Genauigkeit die Extrapolationen von bisherigen Daten und Vorhersagen aus den DGLAP-Gleichungen mit den 1992er Meßdaten verträglich sind.

6.10.2 Systematische Fehler

Die systematischen Fehler, die mit der Datenmenge von 1992 kleiner sind als die statistischen, setzen sich aus vielen einzelnen Faktoren zusammen. Neben den weiter oben angegebenen Fehlern in der Triggerakzeptanz (ACC), der Luminosität (\mathcal{L}_{eff}), der totalen Akzeptanz (ϵ), der Strahlungskorrektur (r_{QED}) und der Binzentrierung (BZ) sind weitere ungünstige Einflüsse zu beachten:

- $\Delta\epsilon_{gen}$: Bei der Ermittlung der totalen Akzeptanz ist man von der Parametrisierung der Strukturfunktion schon auf der Ebene des Ereignis-Generators abhängig. Als möglicher Fehler wurde die Hälfte der Differenz zwischen der MRS D0 und MRS D- Parametrisierung angenommen. Es zeigt sich nur ein kleiner Einfluß, der unter 2% liegt.
- $\Delta EEL, \Delta EHA$: Zu Beginn der Datennahme im Jahr 1992 (und auch noch später) war die Kalibration des Kalorimeters noch nicht abgeschlossen. So konnte die Energieskala von Elektronen auf 2% [Ga92], die Energieskala von Hadronen und Jets nur auf 7% genau bestimmt werden. Die möglichen Fehler, die dadurch bei der F_2 -Bestimmung entstehen können, wurden durch die Verschiebung der Kalibrationsskalen um $\pm 2\%$ für das gestreute Elektron und unabhängig davon durch die Verschiebung der hadronischen Skala um $\pm 7\%$ abgeschätzt. Die Elektron-Rekonstruktionsmethode ist auf eine Verschiebung der Elektron-Kalibration bei großen x extrem empfindlich (siehe Gleichung 5.2).
- Δz : Durch meist kleine Versetzungen einzelner Detektorkomponenten untereinander können systematische Fehler bei der Messung des Streuwinkels hervorgehoben werden. Da in dieser Analyse ein Schnitt gegen Elektronen, die das BEMC streifen, vorgenommen wurde, ist eine Verschiebung der z -Komponente des LAC gegen die Spurkammern eine kritische Größe. Eine angenommene Versetzung um 2 cm zeigt für BIN 1 bis BIN 3 einen merklichen Einfluß.
- Der verwendete Datensatz enthält keine Untergrundereignisse (siehe dazu Abschnitt 4.5.2, Seite 54). Ein eventueller systematischer Fehler wird daher identisch 0 angenommen.

In Tabelle 6.7 sind alle in die Fehlerrechnung eingesetzten systematischen Unsicherheiten aufgeführt. Der gesamte Fehler wurde durch die quadratische Summe der voneinander unabhängigen Einzelfehler berechnet. Die gemischte und die Elektron-Methode sind getrennt aufgeführt, da einzelne Fehlerquellen jeweils unterschiedliche Auswirkungen haben. Im gemischten Verfahren bleibt der systematische Gesamtfehler unter 20% und spielt daher im Vergleich mit den statistischen Fehlern zwischen 29%

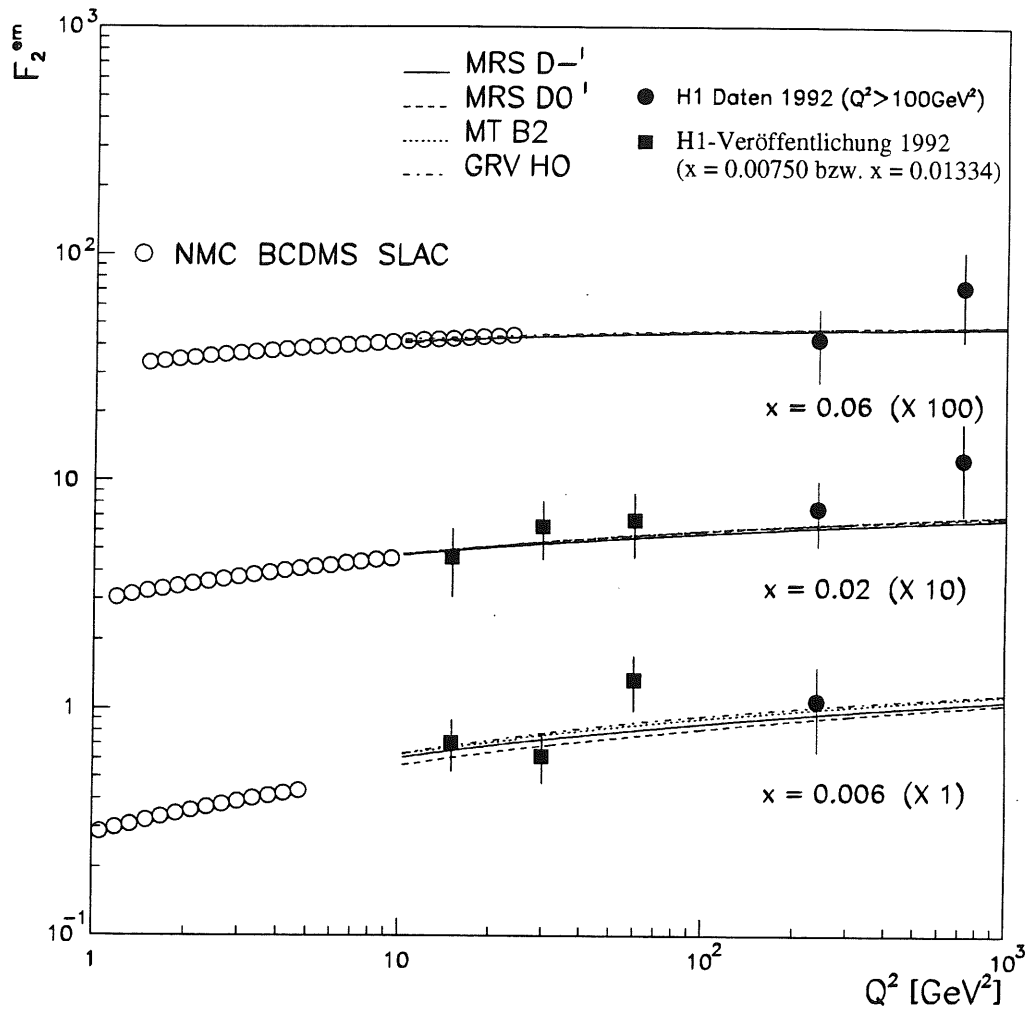


Abbildung 6.17: Protonstrukturfunktion F_2^{em} aus dieser Analyse als Funktion von Q^2 zusammen mit den bisher veröffentlichten H1-Resultaten ($Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) [H193a]. Die offenen Kreise repräsentieren die aktuellen Ergebnisse aus den Fixed-Target-Experimenten NMC, BCDMS und SLAC, die mittels eines 15-Parameterfits [Am92] zusammengefaßt sind. Die Linien ($Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$) erhält man aus den angegebenen Parametrisierungen.

Systematische Fehler in [%]											
gemischte Rekonstruktion											
BIN	σ_{sta}	σ_{sys}	ACC	\mathcal{L}_{eff}	ϵ	r_{QED}	BZ	ϵ_{gen}	EEL	EHA	z
1	35.4	19.9	13.0	7.3	10.3	5.0	1.5	1.5	2.2	4.6	3.4
2	28.8	12.7	3.0	7.3	7.1	5.0	1.7	1.7	0.7	1.5	3.8
3	33.4	12.7	3.0	7.3	6.9	5.0	1.2	1.0	0.7	1.3	4.7
4	40.9	14.8	3.0	7.3	10.1	5.0	1.4	2.0	3.0	3.8	0.0
5	40.9	12.0	3.0	7.3	7.1	5.0	1.1	1.2	0.0	1.7	0.0
Elektron-Rekonstruktion											
BIN	σ_{sta}	σ_{sys}	ACC	\mathcal{L}_{eff}	ϵ	r_{QED}	BZ	ϵ_{gen}	EEL	EHA	z
1	30.2	20.9	13.0	7.3	6.8	5.0	1.5	1.5	8.7	0.0	8.0
2	30.2	25.1	3.0	7.3	7.2	5.0	1.7	1.7	22.0	0.0	1.3
3	28.9	86.1	3.0	7.3	9.4	5.0	1.2	1.0	85.0	0.0	2.3
4	33.3	16.6	3.0	7.3	9.3	5.0	1.4	2.0	9.8	0.0	0.0
5	50.0	27.7	3.0	7.3	7.2	5.0	1.1	1.2	25.0	0.0	0.0

Tabelle 6.7: Übersicht der statistischen und systematischen Fehler für die gemischte (oben) und die Elektron-Methode (unten). Dabei reflektieren: σ_{sta} Statistik; σ_{sys} totale Systematik; ACC Trigger Akzeptanz; \mathcal{L}_{eff} effektive Luminosität; ϵ totale Akzeptanz; r_{QED} Strahlungskorrektur; BZ Binzentrierung; ϵ_{gen} Unterschied MRS D0 und D-; EEL Elektron-Kalibration; EHA hadronische Kalibration; z Detektorausrichtung in z .

und 41% für die Analyse der Daten in 1992 nur eine untergeordnete Rolle. Aus diesem Grund sind die globalen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Luminosität (\mathcal{L}_{eff}) nicht ausgeklammert, sondern als ein Bestandteil des gesamten systematischen Fehlers betrachtet worden.

Neben den großen statistischen Fehlern fallen die Korrekturen durch die

- Triggerineffizienzen,
- QED-Strahlung in der gemischten Rekonstruktion und
- QCD sowie schwache Wechselwirkung

relativ klein aus, wurden aber zur Erreichung eines möglichst geringen systematischen Fehlers nicht vernachlässigt.

Kapitel 7

Ausblick

Nach den ersten Veröffentlichungen von H1, die auf den Daten von 1992 basieren, werden mit Spannung die Analysen der Daten von 1993 erwartet. Die rund zwanzigfache Luminosität erlaubt nun genauere Messungen der Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen. Die ersten vorläufigen Ergebnisse [Le94] aus den 1993er Daten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Resultaten dieser Arbeit. Zudem kann der Q^2 -Bereich weiter zu höheren Werten ausgedehnt werden. Abbildung 7.1 zeigt ein Ereignis mit einem quadratischen Impulsübertrag von $11\,000\text{ GeV}^2$. Doch nicht nur die genaue Messung von F_2 in bisher noch nicht bekannten kinematischen Bereichen, sondern auch die Prozesse des geladenen Stroms (CC), die wichtige Erkenntnisse über die schwache Wechselwirkung bringen können, sind nun beobachtbar (siehe Abbildung 7.2)¹ [H194].

Der weitere Ausbau des HERA-Speicherrings mit supraleitenden Resonatoren wird dann Elektronenenergien von 30 GeV ermöglichen, was die Schwerpunktenergie auf etwa $\sqrt{s} = 314\text{ GeV}$ steigern wird. Die Erhöhung der Zahl der Teilchenpakete in jedem Ring auf den Designwert von 210 (10 in 1992) und die Erhöhung des Teilchenstroms wird ein nochmaliges Anwachsen der Luminosität zur Folge haben und damit auch die oberen kinematischen Bereiche bis zum Grenzwert von $Q^2 = s = 98\,400\text{ GeV}^2$ erschließbar machen.

Eine Verbesserung des H1-Detektors im Rückwärtsbereich ist durch ein neues rückwärtiges Kalorimeter zu erwarten, das auch die Energiemessung und Identifikation von Hadronen ermöglicht. Mit dieser Maßnahme können hadronische Messungen von großen y ($y > 0.5$) zufriedenstellend durchgeführt werden. Anstelle der BPC wird eine Spur-Driftkammer eingebaut, mit der es in Verbindung mit zusätzlichen Vertex-Detektoren unmittelbar am Strahlrohr möglich sein wird, Elektronenspuren bei sehr kleinen Streuwinkeln zu verfolgen. Die Vertex-Detektoren können Teilchenspuren nahe am Ursprung genau vermessen, was auch für Zerfallsstudien von kurzlebigen Teilchen (z. B. D^*) sehr wichtig ist. Die Messung von ep -Streuung bei sehr kleinen x ($x < 10^{-3}$) wird dann wegen der besseren Elektronidentifikation und damit kleineren Untergrundrate mit besserer Genauigkeit möglich sein als heute.

¹1992 wurden bei H1 zwei CC-Kandidaten gefunden.

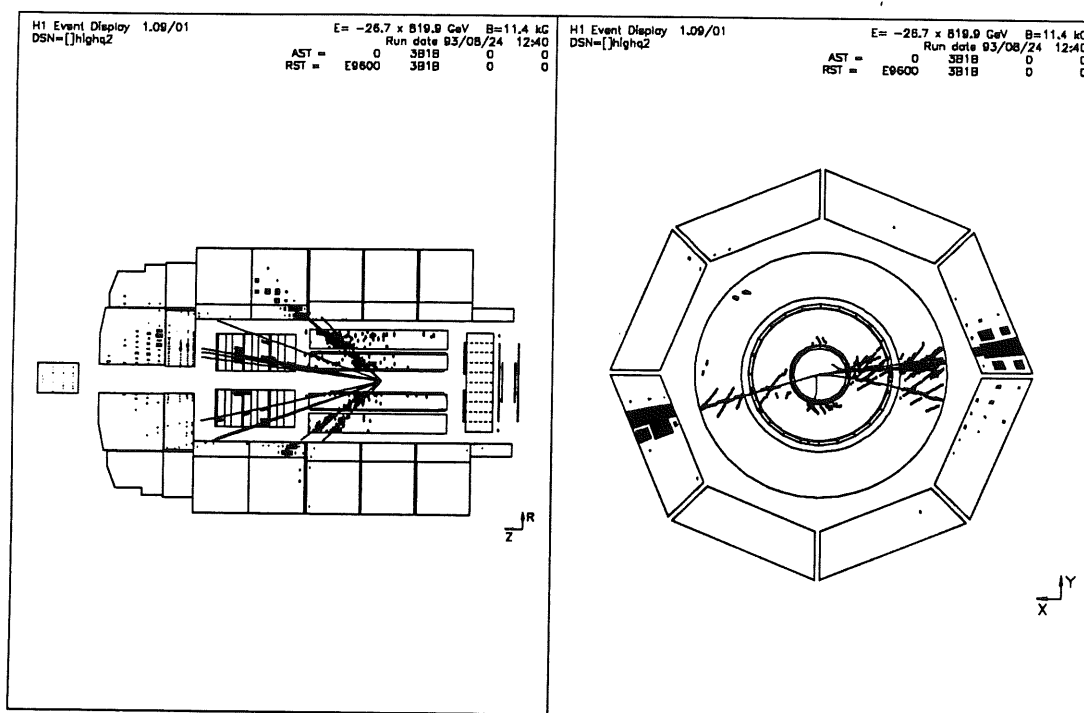


Abbildung 7.1: Ein Ereignis des neutralen Stroms von der Datennahme im Jahr 1993. Die Kinematik ist zu $Q^2 \simeq 11\,000 \text{ GeV}^2$, $x \simeq 0.23$, $y \simeq 0.54$ bestimmt worden [Le94].

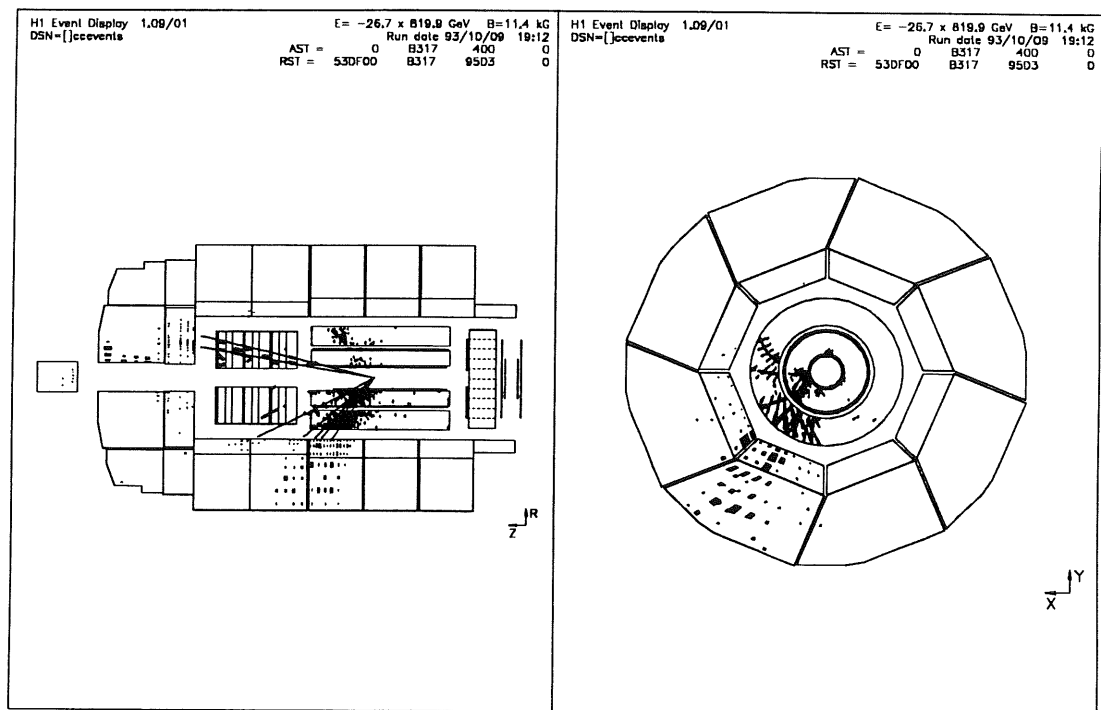


Abbildung 7.2: Ein Ereignis des geladenen Stroms von der Datennahme im Jahr 1993. Die Kinematik ist zu $Q^2 \simeq 7700 \text{ GeV}^2$, $x \simeq 0.14$, $y \simeq 0.64$ bestimmt worden [Ha94].

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 im kinematischen Bereich von $Q^2 > 120 \text{ GeV}^2$ mit Ereignissen der tiefunelastischen ep -Streuung des neutralen Stroms (NC). Die analysierten Daten wurden mit dem H 1-Detektor im Herbst 1992 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 23.8 nb^{-1} . Im Gegensatz zu bisherigen bei H 1 veröffentlichten Ergebnissen beschreibt diese Arbeit die Untersuchung von Daten, bei denen das gestreute Elektron das Flüssig-Argon-Kalorimeter erreicht; d. h. die Streuwinkel sind größer als 25° .

Die Selektion der NC- und die Reduktion von Untergrundeignissen ist eine Voraussetzung der Analyse. Der Datenuntergrund wird vorwiegend verursacht durch kosmische Myonen und Myonen aus dem Strahl-Halo, die durch die Erzeugung von δ -Elektronen elektromagnetische Schauer bilden, sowie durch Ereignisse der Photoproduktion, die einen relativ hohen Wirkungsquerschnitt besitzen und die durch Fehlidentifikation eines Hadrons als gestreutes Elektron in den selektierten Daten auftreten können. Andere Quellen von Untergrund, wie Strahl-Restgas-Ereignisse oder Compton-Streuung, erweisen sich als vernachlässigbar. Zur Reduktion des Untergrunds und zur genauen Bestimmung der Parameter des gestreuten Elektrons wird neben der Ereignisklassifikation, die während der Rekonstruktion der Daten angewendet wird, ein zusätzliches Selektionsprogramm eingesetzt. Dieser Algorithmus sucht im Kalorimeter nach Elektronschauern mit $y < 0.7$, wobei derjenige Elektronkandidat mit dem höchsten Transversalimpuls als das gestreute Elektron eines Ereignisses identifiziert wird. Ein Schauer eines gestreuten Elektrons ist dadurch ausgezeichnet, daß er im elektromagnetischen Kalorimeter liegt und daß in der unmittelbaren Umgebung des Schauers keine nennenswerte Energie deponiert ist. Die Messung der Energie erfolgt dabei auf der Basis der Kalorimeterzellen. Zusammen mit einer einfachen Myonenidentifikation wird eine vierfache Datenreduktion erzielt. Aus Simulationsstudien ergibt sich eine Fehlidentifikation des gestreuten Elektrons von 2.1% und ein Verlust gewollter Ereignisse durch die Myonenkennung von 0.3%. Photoproduktionsereignisse werden praktisch vollständig durch den y -Schnitt und die Elektronidentifikation unterdrückt. In dieser Analyse wurden die wenigen verbleibenden Myonereignisse von Hand ausgefiltert, so daß ein Datensatz von 103 Ereignissen die Arbeitsgrundlage bildet.

Ein weiterer Schwerpunkt liegt in der Untersuchung der zahlreichen Rekonstruktionsverfahren zur Gewinnung der kinematischen Variablen der jeweiligen Ereignisse. Für die Messung der Hadronen kommen die Kalorimeter in Betracht; zusätzlich kann versucht werden, die Messung relativ niederenergetischer Teilchen mit den Spurdetektoren vorzunehmen und nur für die übrigen Teilchen die Kalorimeter zu benutzen. Ein Vergleich beider Verfahren zeigt zwar mit simulierten Ereignissen eine Auflösungs-

verbesserung im Verhältnis des Transversalimpulses der Hadronen und des Elektrons, diese konnte aber mit den gemessenen Daten bisher nicht bestätigt werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren daher auf der ausschließlich kalorimetrischen Messung des hadronischen Energieflusses.

Mehrere Möglichkeiten zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen wurden speziell für den vorliegenden kinematischen Bereich untersucht. Im Hinblick auf die erreichbare Auflösung und die Behandlung der elektroschwachen Strahlungskorrekturen erwiesen sich im wesentlichen drei Verfahren als geeignet. Die klassische leptonische Methode ist für $x < 0.01$ gut einsetzbar, obwohl im Vergleich aller Methoden die Strahlungskorrekturen dabei am größten sind. Diese können jedoch analytisch berechnet werden (z. B. mit dem Programm TERAD). Homogener über den gesamten kinematischen Bereich stellt sich die gemischte Methode dar, bei der Q^2 mit dem Elektron und x mit dem hadronischen Fluß gemessen wird. Auch hier können die Strahlungskorrekturen mit TERAD berechnet werden. Ein vielversprechendes Verfahren bildet die Doppel-Winkel-Methode, bei der lediglich die Winkel des Elektrons und des hadronischen Vektors in die Rechnung eingehen. Diese Methode macht die Auswertung in erster Näherung unabhängig von der absoluten globalen Kalibration des Kalorimeters. In dieser Arbeit wurde die gemischte Methode eingesetzt und die leptonische zur Kontrolle verwendet.

Die abschließende Analyse, die ausgehend von den kinematischen Variablen zur Protonstrukturfunktion F_2 führt, ist ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit. Die Daten wurden in fünf Bins auf der kinematischen $x - Q^2$ -Ebene eingeteilt. Diese bestehen aus drei Bins in x (Grenzen bei $x = 0.00316, 0.01, 0.0316, 0.1$) für $120 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 360 \text{ GeV}^2$ bzw. zwei Bins in x (Grenzen bei $x = 0.01, 0.0316, 0.1$) für $360 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 1080 \text{ GeV}^2$. Die bei den hohen Impulsüberträgen ins Spiel kommenden Beiträge der schwachen Wechselwirkung wurden berechnet und erweisen sich im hier zugänglichen kinematischen Bereich noch als klein ($< 1.3\%$).

Die Akzeptanzen, die sich aus der Nutzung der Selektionsprogramme und des Detektors, den verwendeten Triggern und den Migrationseinflüssen des Detektors ergeben, wurden mit simulierten Ereignissen mit DJANGO1.0 und MRS D-/D0-Parametrisierung der Strukturfunktionen berechnet. Als Trigger fand der Elektrontrigger und der Barrelenergetrigger im Flüssig-Argon-Kalorimeter Verwendung. Zusätzlich sind einige Vertex-Spurtrigger berücksichtigt worden. Die Triggerakzeptanz konnte gemessen werden und beträgt 100%, außer im ersten Bin mit relativ kleinen Elektronenergien (80%). Hier konnten die Spurtrigger die Akzeptanz etwas anheben.

Die gesamten systematischen Fehler wurden in der gemischten Rekonstruktion als deutlich geringer als die statistischen Fehler ermittelt. Die F_2 -Messung aus dieser Analyse wird mit verschiedenen aktuellen Parametrisierungen sowie mit den Ergebnissen der ZEUS-Kollaboration verglichen. Im Rahmen der Fehler werden die Parametrisierungen gut mit diesen Daten bestätigt. Auch die ZEUS-Resultate stimmen mit den vorliegenden Messungen überein. Im Bereich großer x ($x > 10^{-2}$) unterscheiden sich die verfügbaren Parametrisierungen nicht voneinander. Die Messungen sind in Übereinstimmung mit der QCD-Theorie und bestätigen die Vorhersagen, die man mit den DGLAP-Entwicklungsgleichungen erhält.

Anhang A

Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter

A.1 Argon Monitor

Das Kalorimeter LAC arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer. Geladene Teilchen ionisieren das flüssige Argon entlang deren Spur zwischen flächigen Kupferelektroden. Ein elektrisches Feld sammelt die entstandene Ladung und erzeugt einen Strompuls, der verstärkt und einer *Sample & Hold* Schaltung zugeführt wird. Bei einer Ausleseanforderung werden von jeder sogenannten ANBX (*Analog Box*) 128 Kanäle über Multiplexer in ADC's (*Analog Digital Converter*) eingespeist. Anschließend gelangen die digitalisierten Signale an die DSP's (*Digital Signal Processor*), wo die Signale mit den für jeden Kanal individuellen Kalibrationsparametern in Ladungen entsprechende Größen umgeformt werden. Zusätzlich wird eine Rauschunterdrückung angewendet, indem nur Kanäle mit einem Signal, das mindestens ± 2 Standardabweichungen¹ des jeweiligen Rauschpegels erreicht, für die Datenaufzeichnung vorgesehen werden. Der typische Wert von 1σ des Rauschsignals eines Kanals entspricht etwa einer Ladung von 5 fC. Nähere Informationen zu technischen Einzelheiten sind in [HC93a] zu finden.

Das LAC enthält 44 342 auslesbare Zellen (Kapitel 2). Bei dieser großen Zahl ist es möglich, daß ein kleiner Teil der Kanäle fehlerhafte Signale liefert. Viele dieser Kanäle können bei der elektronischen Kalibration gefunden und für die weitere softwaretechnische Behandlung in einer Datenbank markiert werden. In der Praxis handelt es sich um Kanäle, die

- kein Signal liefern, d. h. die elektrische Verbindung ist im Kryostaten unterbrochen (tote Kanäle), oder
- ein stark verrauschtes Signal verursachen (verrauschte Kanäle).

Bei der elektronischen Kalibration werden allerdings bestimmte Fehler nicht erkannt. So können z. B. Kanäle

¹Das war 1992 der Fall. Im Jahr 1993 wurden im Interesse einer weiteren Datenreduktion im Vorwärtsbereich des Kalorimeters 2.5σ bzw. 3σ Signalhöhe gefordert.

- ein hohes Signal – weit entfernt vom Rauschpegel – erzeugen, d. h. die Analog-Digital-Wandlung bzw. die Pedestalkorrektur arbeitet nicht korrekt (*Fall A*), oder
- sporadisch oder während begrenzter Zeiträume hohe Signale liefern, die dann große Energiedepositionen vortäuschen (*Fall B*).

Vor allem die letzten beiden Fälle verschlechtern die Datenqualität, da dadurch unphysikalische Signale zu den schauerinduzierten Signalen addiert werden. Begegnete man nicht diesen Störungen, würde den Ereignissen zu viel Energie zugeschlagen werden und viele Selektionsalgorithmen, die z. B. den transversalen Impuls abfragen oder nach energetischen Clustern suchen, müßten versagen oder zumindest auf viele unerwünschte Ereignisse ansprechen.

Aus diesen Gründen wurde der *Argon Monitor* (ARMON) entwickelt, ein Programm, das ständig spezielle Ereignisse auf die Signalstruktur des LAC untersucht. Die im Folgenden beschriebenen Algorithmen definieren die schlechten Kanäle. Die Informationen über diese Kanäle werden mit Angabe des gültigen Runbereichs auf die H1-Datenbank geschrieben, von wo das Rekonstruktionsprogramm die notwendigen Informationen lesen kann, sobald sie zur Verfügung stehen.

Während der Datennahme werden mit einer Rate von typischerweise 0.2 Hz sogenannte *Random-Trigger*-Ereignisse ausgelesen. Das sind Ereignisse, die keinen physikalischen Trigger auslösen, sondern zufällig sind. Diese Ereignisse spiegeln die zufälligen Ladungsverteilungen in den Zellen wider und eignen sich so für die Suche nach unphysikalischen Signalen. Da diese Rauschereignisse während des normalen Datenstroms genommen werden, sind die Zellensignale rauschunterdrückt. Diese Art von Ereignissen stellen die Eingangsdaten dar; sie werden in einem separaten Datensatz gesammelt. Wenn genügend Ereignisse vorgekommen sind, wird automatisch ARMON gestartet; der Prozeß beginnt von vorne, wenn alle relevanten Daten auf die Datenbank geschrieben wurden. Diese Prozedur erlaubt eine kontinuierliche Kontrolle des Verhaltens der Elektronik während der Datennahme. Plötzlich auftretende Fehler, beispielsweise durch instabile ANBX verursacht, lassen sich gewöhnlich schnell erkennen und beheben, so daß ein hohes Niveau an Datenqualität erreicht werden kann.

Fall A ist erkennbar an einem Ladungsmittelwert, der von Null deutlich abweicht. Der Mittelwert von rauschunterdrückten Signalen unterliegt starken statistischen Fluktuationen. Darüberhinaus gehen in die Mittelwertbildung nur die Signalausläufer ein, die, falls sie unsymmetrisch sind, das Ergebnis zur einen oder anderen Seite verschieben. In Abbildung A.1 sind die entsprechenden Mittelwerte eines Teils der Kanäle in einem typischen Run abgebildet. Als Grenze der zulässigen Abweichung wurden 5σ des Rauschsignals festgelegt.

Fall B kann definiert werden durch die Häufigkeit des Auftretens eines Kanals mit einem Signal von mehr als 4σ der Rauschverteilung. Für Gauß-Verteilungen ist diese Häufigkeit verschwindend gering (0.0032%). In der Praxis weicht das Rauschverhalten der LAC-Kanäle von diesem theoretischen Verhalten ab. Da in der Rekonstruktion eine topologische Rauschunterdrückung arbeitet (Kapitel 3), bei der Kanäle mit einem Signal über 4σ der Rauschverteilung auf jeden Fall verwertet werden, spielt die Auftrittshäufigkeit dieser Signale eine wichtige Rolle. Abbildung A.2 zeigt die relative

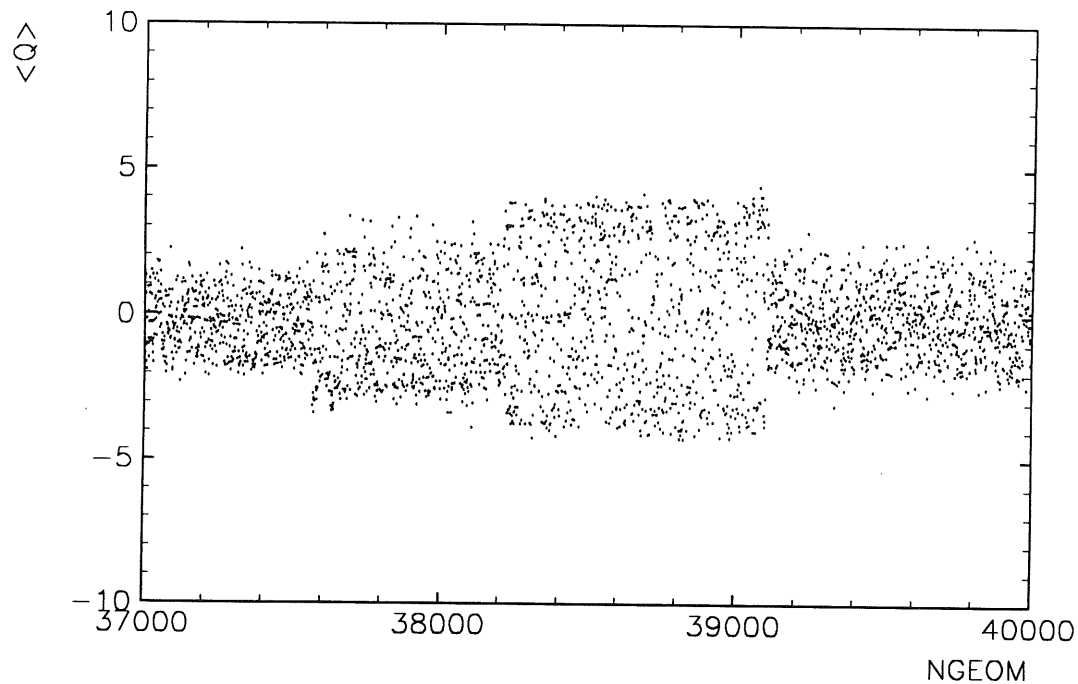


Abbildung A.1: Ladungsmittelwert einiger LAC-Kanäle in Einheiten der Standardabweichung σ der jeweiligen Rauschverteilung.

Häufigkeit von Signalen über 4σ als Funktion der Kanalnummer. Kanäle, die öfter als 1% über dieser Schwelle liegen, sind sogenannte *heiße Zellen*.

Bei der Auswertung der Rauschsignale dürfen Ereignisse mit *Pileup* nicht verwendet werden, weil dieser vorwiegend im Vorwärtsbereich auftritt. Die Kalorimeterzellen enthalten in diesen Fällen Energien von gerade vorher stattgefundenen Ereignissen, so daß zu viele heiße Kanäle im Vorwärtsbereich vorkommen würden. Im ARMON ist deswegen eine Abfrage auf die Zahl der vorgekommenen Kanäle im IFE/IFH über 3σ (in Rauscheinheiten) vorgesehen. Übersteigt diese eine vorgegebene Anzahl, wird dieses Ereignis nicht berücksichtigt. Für den Fall des plötzlichen Auftretens von vielen schlechten Kanälen im Vorwärtsbereich ist ein Schutzmechanismus vorgesehen, der diese Höchstzahl verdoppelt, wenn 30mal hintereinander „*Pileup*“ detektiert wurde.

In 1992 und 1993 hat ARMON im Mittel zwischen 30 und 100 Kanäle als schlecht markiert. Das sind etwa 0.2% aller LAC-Kanäle. Zusammen mit den toten und ver-rauschten Zellen fallen weniger als 0.45% der Kanäle aus. Da diese nicht lokal konzentriert auftreten, sondern fast gleichmäßig über das gesamte Kalorimeter verteilt sind, erweist sich dieser Verlust als völlig unkritisch.

A.2 Simulation der Rauschsignale

Das elektronische Rauschen der LAC-Kanäle wird bei der Simulation von Ereignissen nicht berücksichtigt. Dies gilt auch allgemein für alle anderen Detektorkomponenten.

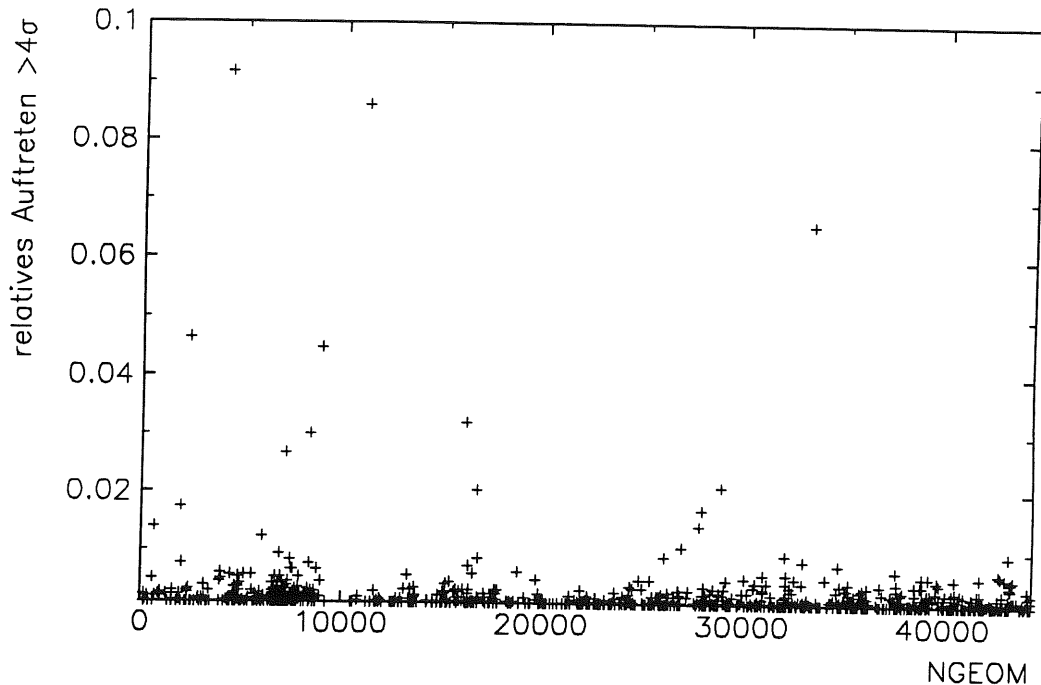


Abbildung A.2: Häufigkeitsverteilung der Kanäle über 4σ (Standardabweichung des jeweiligen Rauschspektrums).

Für die Auswertung der Signale von Kalorimetern spielt das Rauschen aber eine nicht vernachlässigbare Rolle. Nun ist zwar eine Rauschsimulation möglich, wenn man beispielsweise annimmt, daß das Rauschspektrum durch eine Gauß-Verteilung beschreibbar ist. Im Falle des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist dies aber eine unzulässige Vereinfachung (siehe Anhang A.1).

Eine realistische Simulation des Rauschens gelingt mit der Nutzung von Daten, die das *gemessene* Rauschverhalten beschreiben. Bei H1 werden dafür von Zeit zu Zeit spezielle Runs aufgenommen, die ausschließlich Ereignisse enthalten, die vom *Random Trigger* (RT) definiert werden. Zu Zeiten, in denen keine Teilchenstrahlen im HERA-Speicherring vorhanden sind, enthalten diese Ereignisse Daten, die nur von zufälligen Rauschsignalen erzeugt wurden. Bei vorhandenem Teilchenstrahl kann dieser RT immer dann triggern, wenn keiner der sonstigen physikalisch motivierten Trigger anspricht. Meist enthalten diese Ereignisse ebenfalls das reine Rauschsignal, doch können die von kurz vorher stattgefundenen Kollisionen erzeugte Ladungen noch zu Signalen führen (*Pileup*). Diese „realistischere“ Form des Rauschens kann so ebenfalls gemessen werden.

Diese speziellen Runs bilden die Rohdaten für bestimmte *Noise-Files*, die von einem Konvertierungsprogramm erzeugt werden. Das damit entstehende Datenformat stellt sicher, daß es keine Konflikte mit dem Einlesen der zu bearbeitenden simulierten Ereignisse gibt. Bei H1 wird die Rauschsimulation bei der Rekonstruktion der Daten vorgenommen, d. h. unabhängig von der eigentlichen Simulation. Dies hat den Vorteil, daß man getrennt von der Simulation die Noise-Files frei wählen kann.

Die simulierten Signale werden nun zu den gemessenen Rauschsignalen addiert, wonach genau die gleichen Rauschunterdrückungsverfahren und sonstigen Rekonstruktionsalgorithmen wie bei gemessenen Daten angewendet werden. Am sinnvollsten ist dabei die Verwendung von *nicht* rauschunterdrückten Noise-Files. Die schlechten Kanäle (Anhang A.1) sind direkt auf dem Noise-File gespeichert, so daß eine eindeutige Zuordnung, unabhängig von der Datenbank, gewährleistet ist. Grundsätzlich sind möglichst viele Ereignisse wünschenswert, damit die Rauschmuster nicht ständig wiederholt werden müssen. Ein Noise-File mit 1 000 Rauschereignissen hat eine Länge von ca. 80 MB.

Literaturverzeichnis

- [Ak91] A. Akhundov et al, TERAD91 in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA* 1991“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 3, 1287 und A. Akhundov et al, Upgrade of the Fortran program „TERAD91“.
- [Ak93] A. Akhundov, U. Obrock, Treatment of the Radiative Corrections for the '92 $F_2(x, Q^2)$, H1-Report, H1-12/93-335 (1993).
- [Al77] G. Altarelli und G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, Nucl.Phys. B126 (1977) 298.
- [Al78] G. Altarelli, G. Martinelli, Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics, Phys.Lett. 76B (1978) 89.
- [Am81] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Physica Scripta Vol. 23 (1981) 409.
- [Am92] P. Amaudruz et al (New Muon Collaboration), Proton and Deuteron F_2 Structure Functions in Deep Inelastic Muon Scattering, Phys.Lett. 295B (1992) 159.
- [Ba78] Ya. Ya. Balitskii, L. N. Lipatov, The Pomernanchuk Singularity in Quantum Chromodynamics, Sov.J.Nucl.Phys. 28 (1978) 822.
- [Ba90] A.C. Bawa, M. Krawczyk, Very Energetic Photons at HERA, DESY 90-154.
- [Ba93] U. Bassler, G. Bernardi, Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics Analysis at Low x , H1-Report, H1-03/93-274 (1993).
- [Be88] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Parton Showers in Leptoproduction Events, Z.Phys.C37 (1988) 465.
- [Be91] S. Bentvelsen et al, Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA* 1991“, Vol. 1, 23.
- [Be89] A. C. Benvenuti et al (BCDMS Collaboration), A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2 , Phys.Lett. 223B (1989) 485.
- [Bj69] J. D. Björken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys.Rev. 179 (1969) 1547.
- [Bl69] E. D. Bloom et al, High-Energy Inelastic ep Scattering at 6 degrees and 10 degrees, Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 930.
- [Bl84] V. Blobel, Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments, DESY 84-118.
- [Bl90] V. Blobel, BOS and related packages in „Proceedings of the 14th Workshop of the INFN Eloisatron Project“, Ed. R. Brun et al, Konf. Erice (1990), 1.

- [Bl91] J. Blümlein, M. Klein, Structure Functions and QCD Tests in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA* 1991“, Vol. 1, 101.
- [Bl92] V. Blobel, The F-package for Input/Output, in „Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy Physics '92“, Ed. C. Verkerk, W. Wojcik, Konf. Annecy (1992), 755.
- [Br69] M. Breidenbach et al, Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering, *Phys.Rev.Lett.* 23 (1969) 935.
- [Br87] R. Brun et al, GEANT 3, CERN DD/EE/84-1 (1987).
- [Br92] F. Brasse, The H1-Detector at HERA in „Proceedings of the 26th International Conference on High Energy Physics“, Ed. J. R. Sanford, Konf. Dallas (1992) 1849; Preprint DESY 92-140 (1992).
- [Ca69] C. G. Callan und D. J. Gross, High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current, *Phys.Rev.Lett.* 22 (1969) 156.
- [Ch91] H. Chaves et al, Kinematic Fitting of Neutral Current Events in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA* 1991“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, 57.
- [Co93] A. Courau, S. Kermiche, H1 Integrated Luminosity using QED Compton Events July-August 1993, H1-Report, H1-10/93-321 (1993).
- [Cr94] L. Criegee, *private Mitteilung*
- [De73] E. Derman, Tests for a Weak Neutral Current in $l^\pm + N \rightarrow l^\pm + \text{Anything}$ at High Energy, *Phys.Rev.* D7 (1973) 2755.
- [Fa85] C. W. Fabjan, Calorimetry in High-Energy Physics, CERN-EP/85-54 (1985).
- [Fa89] C. W. Fabjan, R. Wigmans, Energy Measurements of Elementary Particles, CERN-EP/89-64 (1989).
- [Fe87] J. Feltesse, Measurement of Inclusive Differential Cross Section in „Proceedings of the HERA Workshop 1987“, Ed. R. D. Peccei, Vol. 1, 33.
- [Fo74] D. J. Fox et al, Test of Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering, *Phys.Rev.Lett.* 33 (1974) 1504.
- [Ga92] J. Gayler, Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter; in „Proceedings of the 3rd International Conference on Calorimetry in High Energy Physics“, Ed. P. Hale, J. Siegrist, Konf. Corpus Christi (1992).
- [Gl93] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurements of $F_2(x, Q^2)$ in the small x region, *Phys.Lett.* 306B (1993) 391.
- [Go91] L. Görlich, H. P. Wellisch, Documentation of the LAr clustering, H1-Report, H1-12/91-204 (1991).
- [Gr72] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory, *Sovj.J.Nucl.Phys.* 15 (1972) 438;
Yu. L. Dokshitzer, Calculation of Structure Functions of Deep-Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics, *JETP* 46 (1977) 641.
- [H193a] I. Abt et al (H1 Collaboration), Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA, *Nucl.Phys.* B407 (1993) 515.

- [H193b] I. Abt et al (H1 Collaboration), The H1 Detector at HERA, DESY 93-103
- [H193c] T. Ahmed et al (H1 Collaboration), Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, Phys.Lett. 299B (1993) 374.
- [H194] T. Ahmed et al (H1 Collaboration), First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, DESY-94-012
- [HC93a] B. Andrieu et al (H1 Calorimeter Group), The H1 Liquid Argon Calorimeter System, Nucl.Instrum.Meth. A336 (1993) 460.
- [HC93b] B. Andrieu et al (H1 Calorimeter Group), Results From Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter, Nucl.Instrum.Meth. A336 (1993) 499.
- [Ha94] M. Hapke, *private Mitteilung*.
- [Ho91] K. C. Hoeger, Measurement for x, y, Q^2 in Neutral Current Events in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA 1991*“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 1, 43.
- [In80] G. Ingelman, T. Sjöstrand, A Monte Carlo Program for Leptonproduction, LU TP 80-12 (1980).
- [In91] G. Ingelman, LEPTO version 6.1 – The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA 1991*“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 3, 1366.
- [Ja79] Vorschlag von F. Jacquet und A. Blondel in Detectors for Charged Current Events in „Proceedings of the Study of an ep Facility in Europe“, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 393.
- [Kl84] M. Klein, T. Riemann, Electroweak Interactions Probing the Nucleon Structure, Z.Phys. C24 (1984) 151.
- [Ku75] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov und V. S. Fadin, On the Pomanchuk Singularity in Asymptotically Free Theories, Physics Letters 60B (1975) 50.
- [Ku77] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov und V. S. Fadin, The Pomanchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories, JETP 45 (1977) 199.
- [Kw90] J. Kwiecinski, A. D. Martin, W. J. Stirling, Parton distributions at small x , Phys.Rev. D42 (1990) 3645.
- [Kw91] A. Kwiatkowski et al, HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA 1991*“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, Vol. 3, 1294.
- [Le94] C. Leverenz, *private Mitteilung*.
- [Lo92] P. Loch, Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets, Dissertation, Interner Bericht, DESY-FH1K-92-02
- [Ma93] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts, Phys.Rev. D47 (1993) 867 und Parton distributions updated, Phys.Lett. 306B (1993) 145, ERRATUM-ibid. 309B (1993) 492.
- [Mo91] J. G. Morfin, Wu-Ki Tung, Parton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic scattering and lepton pair production, Z.Phys. C52 (1991) 13.

- [Pe92] S. Peters, Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer. Dissertation, MPI-PhE/92-13 (1992).
- [Pr92] Review of Particle Properties Part 2, Ed. L. S. Brown et al, Physical Review D, Particle and Fields, Volume 45
- [Ro90] R. G. Roberts, The structure of the proton, Cambridge Monographs on mathematical physics, Cambridge University Press 1990, ISBN 0-521-35159-6.
- [Ro93a] A. DeRoock, Results from the H1 Experiment, EPS Conference in Marseille am 27. Juli 1993.
- [Ro93b] A. DeRoock et al, Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$, H1-Report, H1-12/93-332 (1993).
- [Ru92] M. Rudowicz, Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor, Dissertation, MPI-PhE/92-14 (1992).
- [Sc93] André Schöning, Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1, Diplomarbeit, H1-Report, H1-07/93-305 (1993).
- [Sc91] G. A. Schuler, H. Spiesberger, DJANGO: The Interface For the Event Generators HERACLES and LEPTO in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA 1991*“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY Hamburg Vol. 3, 1419.
- [Sj86] T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics: JETSET VERSION 6.2., Comp.Phys.Comm. 39 (1986) 347;
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Update, Comp.Phys.Comm. 43 (1987) 367.
- [Sp91] H. Spiesberger et al, Radiative Corrections at HERA in „Proceedings of the Workshop *Physics at HERA 1991*“, Ed. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY Hamburg Vol. 2, 798.
- [We94] H. P. Wellisch et al, Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques, MPI-PhE/94-03; H1-Report, H1-02/94-346 (1994).
- [Wh92] L. W. Whitlow et al, Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross-sections, Phys.Lett. 282B (1992) 475.
- [Wi86] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters, CERN-EP/86-141 (1986).
- [Ze93] M. Derrick et al (ZEUS Collaboration), Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA, Phys.Lett. 316B (1993) 412.

Danksagung

Ohne die Hilfe vieler Kollegen und Freunde wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen. Die sehr angenehme und fruchtbare Arbeitsatmosphäre innerhalb der H1-Kollaboration hat wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Mein besonderer Dank gilt daher

- Dr. F. Brasse und Prof. Dr. V. Blobel für die Aufgabenstellung und Betreuung während meiner Doktorandenzeit;
- Dr. J. Gayler für zahlreiche und nützliche Anregungen bei der Lösung einiger Probleme sowie für seine ständige Diskussionsbereitschaft;
- Dr. H. Küster für die hilfreichen Anregungen zur Entwicklung der Selektionsverfahren;
- Dr. G. Bernardi und Dr. A. DeRoeck für viele Hinweise und ihr großes Interesse an den Ergebnissen dieser Arbeit;
- Dr. A. Akhundov für die freundliche Bereitstellung der Ergebnisse der Strahlungskorrekturen mit dem Programm TERAD und J. Lipinski für die Mithilfe bei der Ermittlung derselben;
- meinen ehemaligen und jetzigen Zimmerkolleginnen und -kollegen E. Binder, K. Flamm, T. Jansen, C. Leverenz, J. Staeck, J. Stier und M. Wielers für die Toleranz und gute Zusammenarbeit;
- meinen Büronachbarn, „Mitstreiterinnen“ und „Mitstreitern“, die Fragen aller Art nicht aus dem Weg gegangen sind;
- Dr. J. Gayler, Dr. P. Loch, C. Leverenz, M. Steenbock, K. Flamm und S. Jaster für das sorgfältige Lesen des Manuskripts.

Ferner möchte ich mich bei Dr. V. Efremenko, Dr. J.-E. Olsson, Dr. H. Küster und Dr. G. Cozzika für die gute Zusammenarbeit bei der Entwicklung des „Argon-Monitors“ bedanken.

Mein größter Dank geht aber an meine Frau Silvia und an meine Tochter Sonja, die sehr viel Toleranz für die teilweise langen Arbeitstage aufgebracht haben. Durch ihre Geduld und ihr Verständnis haben sie die Durchführung dieser Doktorarbeit sehr erleichtert.