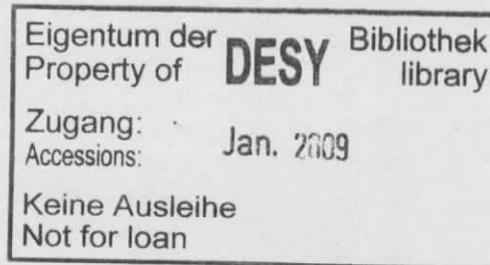


Interner Bericht
DESY FH1K-95-03
Juli 1995

Messung der Strukturfunktion F_2 bei
kleinen Impulsüberträgen am
H1-Experiment bei HERA

von

S. Reinshagen



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 Strukturfunktion F_2 bei
kleinen Impulsüberträgen am
H1-Experiment bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Sebastian Reinshagen
aus Wuppertal

Hamburg
1995

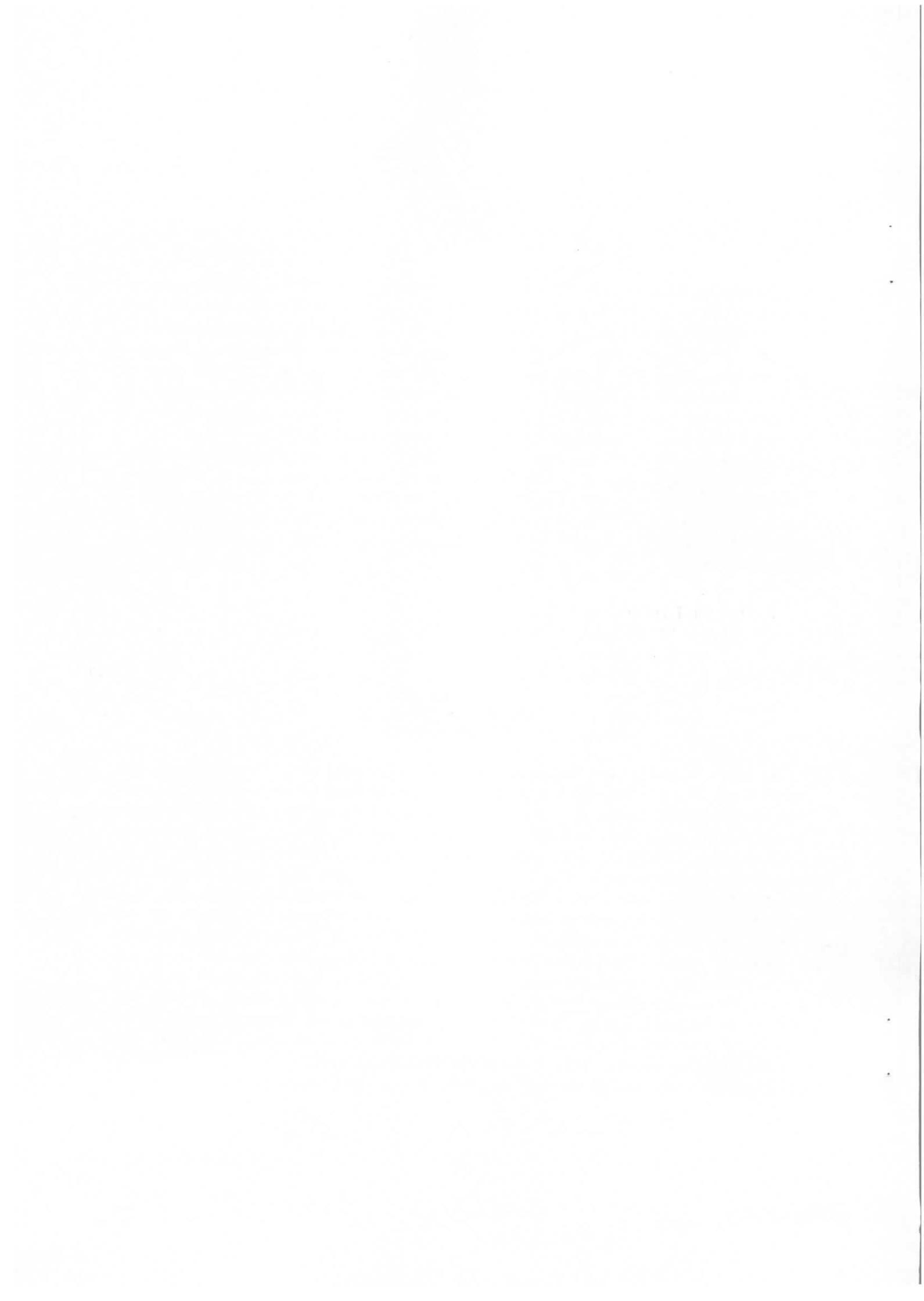
Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. A. Wagner Prof. Dr. B. Naroska
Leiter der Disputation:	Prof. Dr. R. Langkau
Datum der Disputation:	14. Juni 1995
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Abstract

In this thesis a measurement of the structure function F_2 of the proton in the kinematical domain of $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ and $6.0 \leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2$ is presented. It is based on a total integrated luminosity of 273.1 nb^{-1} measured with the H1 experiment at the HERA collider at DESY in 1993. In this thesis the kinematical variables x , y and Q^2 are determined using only the information from the scattered electron. Consequently this analysis relies on detailed systematic studies of the energy and angle measurement of the scattered electron. The photoproduction background, which is dominant at low energy of the scattered electron, is analysed using special Monte Carlo simulations. Using these simulations the photoproduction background, which remains after the selection cuts, is estimated. The structure function F_2 , which is finally calculated, is in agreement with the results presented by the H1 collaboration. In addition to H1 the kinematic range of the measurement is extended to six more bins at low values of Q^2 . The measurement agrees well with a fit of the H1 data in the framework of perturbative QCD (NLO QCD fit), which has recently been published by the H1 collaboration.

Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt die Messung der Strukturfunktion des Protons F_2 im kinematischen Bereich von $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ und $6.0 \leq Q^2 \leq 65 \text{ GeV}^2$. Die Messung beruht auf Daten, die einer totalen integrierten Luminosität von 273.1 nb^{-1} entsprechen und mit dem H1-Experiment beim Speicherring HERA am DESY 1993 gemessen wurden. In dieser Arbeit werden die kinematischen Variablen x , y und Q^2 über die Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons bestimmt. Konsequenterweise liegt deswegen einer der Schwerpunkte in dieser Arbeit auf systematischen Studien der Energie- und Winkelmessung des gestreuten Elektrons. Der Photoproduktionsuntergrund, der die dominierende Untergrundquelle bei kleinen Energien des gestreuten Elektrons bildet, wird mit Hilfe spezieller MC-Simulationen untersucht. Auf der Basis dieser Simulationen wird der Photoproduktionsuntergrund, der nach Anwendung der Selektionsschnitte verbleibt, abgeschätzt. Die Strukturfunktion F_2 , die in dieser Analyse bestimmt wird, ist in Übereinstimmung mit den H1-Resultaten. Zusätzlich zu der Messung von H1 ist die Strukturfunktion F_2 in sechs weiteren kinematischen $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelementen bestimmt worden. Die Messung stimmt sehr gut mit einem Fit an die H1-Daten überein, der im Rahmen der störungstheoretischen QCD (NLO-QCD-Fit) durchgeführt wurde und kürzlich von der H1-Kollaboration veröffentlicht wurde.



Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Tiefunelastische Streuung bei HERA	5
1.1 Die Kinematik der tiefunelastischen Streuung	5
1.2 Die Struktur des Protons	7
1.3 Das Quark-Parton-Modell	7
1.4 QCD und die Verletzung der Skaleninvarianz	9
1.5 Die Physik bei kleinen Werten von x	11
1.6 Bestimmung von Partonverteilungen	13
1.7 Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2	14
1.7.1 Elektronmethode	14
1.7.2 Hadronmethode und kombinierte Methoden	16
2 Das H1-Experiment	17
2.1 Der HERA-Speicherring	17
2.2 Der H1-Detektor	19
2.3 Ereignis- und Detektorsimulation	29
3 Die Energie- und Ortsrekonstruktion im BEMC	30
3.1 Der Cluster-Algorithmus	31
3.2 Die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts	33
3.2.1 Verfahren A	33
3.2.2 Verfahren B	34
3.2.3 Die Position des BEMC in y -Richtung	38
3.2.4 Die Bestimmung des Streuwinkels θ_{clu}	40
3.3 Zusammenfassung	42
4 Die Kalibration des BEMC	44
4.1 Einführung	44
4.2 Die Energieauflösung	45
4.3 Kalibration am Teststrahl	46
4.3.1 Kalibration der quadratischen Module	46
4.3.2 Kalibration der Randmodule	46
4.3.3 Kalibration der kurzen Wellenlängenschieber	47
4.4 Die elektronische Kalibration	47
4.5 Untersuchung der Homogenität des BEMC	47
4.5.1 Die Doppelwinkelmethode	47

4.5.2	Zeitliche Stabilität	50
4.5.3	Interkalibration der Module	50
4.5.4	Die Korrektur von Inhomogenitäten	50
4.6	Die Kalibration des BEMC mit der Doppelwinkelmethode	56
4.7	Kalibration am „kinematischen Peak“	57
4.8	Der systematische Fehler	60
4.9	Zusammenfassung	63
5	Die Messung der Strukturfunktion F_2	64
5.1	Einführung	64
5.2	Der strahlinduzierte Untergrund	66
5.3	Der Photoproduktionsuntergrund	66
5.3.1	Klassifizierung der Photoproduktionsprozesse	67
5.3.2	Die MC-Simulationen	70
5.3.3	Vergleich: Daten-MC-Simulation	71
5.3.4	Schnitte gegen den Photoproduktionsuntergrund	77
5.4	Strahlungskorrekturen	81
5.4.1	Die radiativen Prozesse bei HERA	81
5.4.2	Abschätzung der radiativen Korrektur	84
5.4.3	Experimentelle Konsequenzen	87
5.5	Datenselektion, Effizienzen	88
5.6	MC-Simulation der tiefunelastischen ep-Streuung	95
5.7	Akzeptanz, „Binning“, Entfaltung	98
5.7.1	Akzeptanz	98
5.7.2	„Binning“	99
5.7.3	Test der Entfaltungsmethode	102
5.8	Resultate	107
5.8.1	Die Messung der Protonstrukturfunktion F_2	107
5.8.2	Diskussion des systematischen Fehlers	107
5.8.3	Diskussion	112
	Zusammenfassung	118
	Literaturverzeichnis	i
	Abbildungsverzeichnis	vii
	Tabellenverzeichnis	viii
	Danksagung	ix

Einleitung

Tiefunelastische Streuung von Leptonen an Protonen spielte historisch gesehen eine wichtige Rolle bei der Erforschung der Struktur der Materie.

Mit der Entdeckung der punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten des Protons am SLAC Ende der sechziger Jahre, war das Fundament für die Theorie der starken Wechselwirkung, der QCD, gelegt. Diese wurden mit den Quarks identifiziert, die im Rahmen des Quark-Modells Mitte der sechziger Jahre von Gell-Mann und Nishijima postuliert worden waren. Evidenz für die Existenz der Eichbosonen der QCD, der Gluonen, ergab sich durch die Beobachtung, daß die Quarks nur etwa 50% des Protonimpuls tragen. Der Rest wird von den Gluonen getragen.

Bei großen Impulsüberträgen kann die QCD durch störungstheoretische Methoden angenähert werden. Die theoretischen Vorhersagen, die man auf diese Weise erhält, sind in einer Vielzahl von Experimenten getestet worden.

Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten der tiefunelastischen Streuung, bei denen die Leptonen (Elektron, Myon oder Neutrinos) an ruhenden Protonen oder Neutronen gestreut wurden, bietet HERA als erste Beschleunigeranlage der Welt die Möglichkeit, tiefunelastische Lepton-Proton-Streuung von beschleunigten Elektronen oder Positronen an ebenfalls beschleunigten Protonen durchzuführen. Dadurch lassen sich Experimente bei einer bis zu einem Faktor 10 höheren Schwerpunktsenergie durchführen als es bisher möglich war. HERA wurde im Jahr 1991 in Betrieb genommen. Dabei wurden die Elektronen auf eine Energie von 26.7 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt, so daß die Elektron-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von ≈ 296 GeV stattfinden. Um diese Schwerpunktsenergie bei der Kollision an ruhenden Protonen erreichen zu können, wäre eine Elektronenergie von ≈ 2.3 TeV nötig. Die große Schwerpunktsenergie ermöglicht es, den kinematisch zugänglichen Bereich in Q^2 wie auch in x um jeweils zwei Größenordnungen zu erweitern¹. Es werden Werte von Q^2 bis $\approx 10^5$ GeV², und x -Werte bis $\approx 10^{-4}$ erreicht. Strukturen innerhalb des Protons können bis zu einer Größe von $\approx 10^{-18}$ m aufgelöst werden. Die zusätzlichen Informationen über den hadronischen Endzustand, die bei den Experimenten H1 und ZEUS gewonnen werden können, liefern weitere wertvolle Hinweise über den zugrundeliegenden Mechanismus der tiefunelastischen Streuung.

Die Messung der Strukturfunktion F_2 bei möglichst niedrigen Werten von x ist Thema dieser Arbeit. Die Strukturfunktion F_2 des Proton ist in 1. Näherung proportional zu den Partondichten im Proton und ihre präzise Messung macht eine Überprüfung der QCD möglich. Insbesondere ist der kinematische Bereich bei kleinen Werten von x von großem theoretischen Interesse. Die ersten Messungen der Strukturfunktion F_2 in diesem kinematischen Bereich im Jahr 1992 von den Experimenten H1 [1] und ZEUS [2] zeigt, daß F_2 zu kleinen x -Werten hin in einem vorher nicht erwarteten Maße ansteigt. Dieser Anstieg ist darauf

¹Die kinematischen Variablen Q^2 und x werden in Kap. 1 definiert.

zurückzuführen, daß die Gluondichte zu kleinen Werten von x stark ansteigt. Von zentralem Interesse ist die Fragestellung, ob in diesem Bereich die dynamische Beschreibung mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen noch möglich ist oder ob die Anwendung des BFKL-Formalismus nötig wird². Kleine Werte von x bedeuten, daß die Gluonen immer reeller werden und ihre Comptonwellenlänge wächst. Die Kopplung α_s wird dadurch als Folge der asymptotischen Freiheit immer größer, so daß die Störungstheorie zur Berechnung von Näherungslösungen nicht mehr anwendbar ist. Von den Theoretikern wird aus diesem Grund das Auftreten von nichtstörungstheoretischen Phänomenen wie zum Beispiel die Rekombination von Gluonen erwartet, die zu einer Sättigung des Anstiegs der Strukturfunktion F_2 führen. Nicht unerwähnt bleiben soll, daß es für die Entwicklung der Experimente am LHC von großer Wichtigkeit ist, die Partondichten bei kleinen Werten von x zu kennen.

Der kinematische Bereich kleiner x -Werte ist bei HERA durch die Messung von Ereignissen zugänglich, bei denen das Elektron nur schwach abgelenkt wird. Dieser Winkelbereich wird bei H1 von einem speziellen elektromagnetischen Kalorimeter abgedeckt, vor das zur Messung des Ablenkwinkels des Elektrons eine Vieldrahtproportionalalkammer montiert ist. Es zeigt sich, daß im Bereich kleiner x -Werte die Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und Q^2 mit der bestmöglichen Auflösung über die Messung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons zu erzielen ist. Zur genauen Messung der Strukturfunktion F_2 ist aus diesem Grund ein gutes systematisches Verständnis von Winkel- und Energierekonstruktion des gestreuten Elektrons erforderlich. Das Studium dieser beiden Punkte wird eines der zentralen Themen dieser Arbeit ein.

Die Arbeit gliedert sich insgesamt wie folgt: Kap.1 beschreibt die Kinematik der tief-unelastischen Streuung bei HERA. Nach einem kurzen Überblick über die theoretische Beschreibung der tiefunelastischen Streuung im Rahmen der QCD wird dann auf die Physik bei kleinen Werten von x eingegangen. In Kap.2 wird der HERA-Speicherring, der H1-Detektor und der H1-Trigger beschrieben. Kap.3 gibt eine detaillierte Beschreibung der Orts- und Energierekonstruktion im Rückwärtskalorimeter BEMC sowie der Messung des Streuwinkels mit Hilfe der Vieldrahtproportionalalkammer BPC. Kap.4 stellt nach Homogenitätsstudien die Kalibration des Rückwärtskalorimeters BEMC vor. In Kap.5 wird dann die Messung der Strukturfunktion F_2 beschrieben. Einer der Schwerpunkte in diesem Kapitel wird die Untersuchung des Photoproduktionsuntergrunds sein. Die Ergebnisse werden diskutiert und mit anderen Messungen verglichen.

²Die DGLAP-Gleichungen und der BFKL-Formalismus werden in Kap.1 erläutert.

Kapitel 1

Tiefunelastische Streuung bei HERA

1.1 Die Kinematik der tiefunelastischen Streuung

Der dominierende Wechselwirkungskanal in der Elektron-Proton-Streuung bei hoher Energie ist der Prozeß:

$$e^- + p \longrightarrow e^- + X \quad (1.1.1)$$

Die Zusammensetzung und Topologie des hadronischen Endzustands kann stark variieren. Der Viererimpulsübertrag Q^2 zwischen Elektron und Proton ist durch die Vierervektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons P_e bzw. P_l definiert

$$Q^2 = -q^2 = (P_l - P_e)^2 \quad (1.1.2)$$

und wird durch ein virtuelles Photon oder Z^0 zwischen Elektron und Proton übertragen. Da bei diesen Prozessen keine Ladung ausgetauscht wird, werden sie als „Neutral-Current“-Prozesse, abgekürzt NC-Prozesse, bezeichnet. Zusätzlich ist ein Prozeß der Form

$$e^- + p \longrightarrow \nu_e + X \quad (1.1.3)$$

möglich, der als „Charged-Current“-Prozeß, abgekürzt CC-Prozeß, bezeichnet wird, da zwischen Elektron und Proton mit einem W^\pm ein geladenes Eichboson zwischen Elektron und Proton ausgetauscht wird.

Die Wirkungsquerschnitte dieser einzelnen Prozesse sind durch die Polstruktur der Propagatoren bestimmt, so daß die Prozesse, bei denen eines der schweren Eichbosonen Z^0 oder W^\pm beteiligt ist, gegenüber dem Prozeß, bei dem ein Photon ausgetauscht wird, mit einem Faktor

$$\frac{\sigma(Z^0, W^\pm)}{\sigma(\gamma)} \propto \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0, W^\pm}^2} \right)^2 \quad (1.1.4)$$

unterdrückt sind.

Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses in Gl. 1.1.1 wächst entsprechend dem Pol des Photonpropagators für $Q^2 \rightarrow 0$ stark an. Die Virtualität des ausgetauschten Photons nimmt immer mehr ab, und das Photon befindet sich für $Q^2 \approx 0$ in der Nähe seiner Massenschale. Diese Prozesse, die bei HERA den dominanten Anteil der ep-Streuprozesse ausmachen, werden Photoproduktionsprozesse genannt. Der Elektronstrahl dient in diesem Fall als eine

Quelle von quasi reellen hochenergetischen Photonen. Die systematische Analyse dieser Prozesse ist einer der Schwerpunkte der Analysen, die an den HERA-Experimenten durchgeführt werden.

Für wachsende Werte von Q^2 nimmt die Virtualität des Photons zu, und die Compton-Wellenlänge nimmt immer mehr ab. Für Q^2 -Werte mit $Q^2 \gg (0.71 \text{ GeV})^2$ ist die Wellenlänge wesentlich kleiner als der Protonradius und kleinere Strukturen innerhalb des Protons können aufgelöst werden. In diesem Fall spricht man von tiefunelastischer ep-Streuung oder abgekürzt „DIS“ (Deep-Inelastic-Scattering).

In Abb. 1.1 ist der Prozeß der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung für die Prozesse in Gl. 1.1.1 und Gl. 1.1.3 in niedrigster Ordnung der QCD und QED in der Beschreibung des Quark-Parton-Modells dargestellt. Die Kinematik dieses Prozesses läßt sich bei fester Schwer-

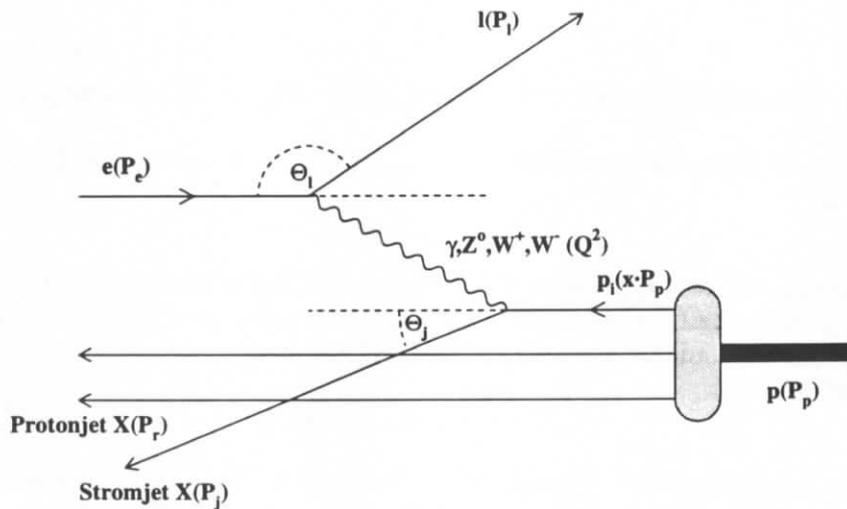


Abbildung 1.1: In der Abbildung ist das Feynman-Diagramm der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung QCD und QED in der Beschreibung des Quark-Parton-Modells dargestellt.

punktsenergie $s=(P_e+P_p)^2$ durch zwei unabhängige lorentzinvariante Variablen beschreiben. Zur Beschreibung der Kinematik werden zusätzlich zu dem in Gl. 1.1.2 definierten Viererimpulsübertrag Q^2 drei weitere Variablen x , y und W^2 definiert. Eine beliebige Kombination von zwei dieser vier Variablen reicht aus, um die Kinematik des Streuprozesses voll zu beschreiben.

x , y und W^2 werden folgendermaßen aus den Vierervektoren von Elektron (P_e , P_l) und Proton (P_p) bestimmt:

$$x = \frac{Q^2}{2P_p q} \quad (1.1.5)$$

x ist die Bjorken-Skalenvariable, die im naiven Quark-Parton-Modell als der Impulsanteil des Protons interpretiert wird, den das getroffene Parton trägt¹. Der Viererimpuls des Partons

¹Die gilt nur unter der Annahme, daß sich das Proton im sogenannten „Infinite-Momentum-Frame“ befin-

q_i ist dann xP_p (siehe Abb. 1.1 und Gl. 1.3.13). Es gilt also: $0 \leq x \leq 1$.

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} \stackrel{M_p, m_e \approx 0}{\approx} \frac{2P_p q}{s} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{P_p q}{M_p}, \quad \nu_{max} = \frac{s}{2M_p} \quad (1.1.6)$$

y beschreibt im Ruhesystem des Protons den auf den maximal möglichen Energieübertrag ν_{max} normierten Energieverlust des Elektrons $\nu = E_e - E_l$, und es gilt: $0 \leq y \leq 1$. M_p ist die Ruhemasse des Protons.

$$W^2 = (P_r + P_j)^2 = (q + P_p)^2 = \frac{1-x}{x} Q^2 + M_p^2 \quad (1.1.7)$$

W^2 ist das Quadrat der Masse des gesamten hadronischen Systems im Endzustand. Es gilt $M_p^2 \leq W^2 \leq s$. Für $x=1$ ist $W^2 = M_p^2$, d.h. $x=1$ kennzeichnet die elastische Streuung am Proton. Zwischen x , y , Q^2 und s gilt der Zusammenhang:

$$Q^2 = xys \quad (1.1.8)$$

1.2 Die Struktur des Protons

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Streuung zwischen Elektronen und Protonen kann in niedrigster Ordnung der Kopplungskonstante α als

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dE_l d\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E_l}{E_e} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.2.9)$$

geschrieben werden [3], wobei E_e und E_l die Energie des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons bezeichnen und $d\Omega$ das Raumwinkelement. Bei Werten von Q^2 , bei denen der Z^0 -Austausch vernachlässigt werden kann, ist der Leptontensor $L_{\mu\nu}$ durch das Produkt der Dirac-Ströme J_μ und J_ν der elektromagnetischen Wechselwirkung gegeben. Der unbekannte hadronische Stromtensor $W_{\mu\nu}$ kann durch Ausnutzen von Stromerhaltung und Lorentzinvarianz durch zwei voneinander unabhängige Funktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ formuliert werden. In diesen Bezeichnungen kann der differentielle Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)] \quad (1.2.10)$$

geschrieben werden.

1.3 Das Quark-Parton-Modell

Die Grundidee des Quark-Parton-Modells ist, daß bei großen Werten von Q^2 der Streuprozess des virtuellen Photons γ^* mit dem Proton als eine inkohärente Streuung des Photons an punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten des Protons, den Quarks, aufgefaßt werden kann. Die Partonen innerhalb des Protons verhalten sich während der Wechselwirkung als wären sie freie Teilchen, da die Wechselwirkungszeit $\mathcal{O}(1/\sqrt{Q^2})$ des Partons mit dem Photon klein gegenüber der Wechselwirkungszeit der Partonen untereinander ist.

det, und das Parton frei mit dem Elektron wechselwirken kann. Die Wechselwirkung der Partonen untereinander ist in diesem Bezugssystem „eingefroren“.

In diesem Fall schreibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt Gl. 1.2.10 als

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \sum_i \int d\zeta f_i(\zeta) \frac{d^2\sigma_i(eq \rightarrow eq)}{dx dQ^2}, \quad (1.3.11)$$

wobei $f_i(\zeta)$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, ein Parton i im Proton mit dem relativen Anteil ζ am Protonimpuls P_p zu finden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_i(eq \rightarrow eq)}{dx dQ^2}$ beschreibt die Streuung des Elektrons am Spin- $\frac{1}{2}$ -Parton mit der Ladung e_i . Er ist durch

$$\frac{d^2\sigma_i(eq \rightarrow eq)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} e_i^2 [1 + (1-y)^2] \delta(x - \zeta) \quad (1.3.12)$$

gegeben. Die Deltafunktion in Gl. 1.3.12 hat ihren Ursprung darin, daß für $Q^2 \gg M_p^2$ und unter Vernachlässigung der Partonmasse gilt:

$$(\zeta P_p + q)^2 = 0 \implies \zeta \approx \frac{Q^2}{2P_p q} = x \quad (1.3.13)$$

Die Bjorken-Skalen-Variable x kann so im Quark-Partonmodell mit dem relativen Anteil ζ am Protonimpuls, den das am Streuprozeß beteiligte Parton besitzt, identifiziert werden (im sogenannten Infinite-Momentum-Frame). Setzt man Gl. 1.3.12 in Gl. 1.3.11 ein und vergleicht dann mit Gl. 1.2.10 erhält man für die Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = 2F_1(x, Q^2) = \sum_i \int d\zeta f_i(\zeta) e_i^2 \delta(x - \zeta) \quad (1.3.14)$$

$$= \sum_i e_i^2 f_i(x) \quad (1.3.15)$$

Die Beziehung $F_2 = 2xF_1$, die sogenannte „Callan-Gross-Relation“, ist eine direkte Konsequenz des Spin- $\frac{1}{2}$ -Charakters der Partonen. Diese Beziehung ist nur in dem hier erläuterten naiven Quark-Parton-Modell gültig. In Gl. 1.3.15 ist eine weitere Konsequenz des Quark-Parton-Modells zu beobachten. Die Strukturfunktionen F_i sind nur von der dimensionslosen Bjorken-Skalenvariablen x abhängig und somit skalunenabhängig. Die Skaleninvarianz² wurde 1969 am Linearbeschleuniger in Stanford entdeckt [4] und die „Callan-Gross-Beziehung“ 1969 am DESY [5]. Dies war eine Bestätigung für die Hypothese, daß das Proton aus punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten, den Quarks, zusammengesetzt ist. Es ist üblich, Gl. 1.2.10 etwas umzuschreiben. Mit dem Parameter R ,

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L(x, Q^2)}{\sigma_T(x, Q^2)} = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \quad (1.3.16)$$

der das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zwischen longitudinalen und transversal polarisierten virtuellen Photonen bezeichnet, schreibt sich Gl. 1.2.10 als:

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x, Q^2)} \right] F_2(x, Q^2) \quad (1.3.17)$$

Berücksichtigt man zusätzlich Strahlungskorrekturen der elektroschwachen Wechselwirkungen, muß Gl. 1.3.17 modifiziert werden, und man erhält:

$$\frac{d^2\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x, Q^2)} \right] F_2(x, Q^2) (1 + \delta_{RC}) \quad (1.3.18)$$

²Im Jargon häufig einfach als „scaling“ bezeichnet.

Die Strahlungskorrekturen ($1 + \delta_{RC}$) sind bei HERA nicht zu vernachlässigen. Je nach verwendeter Methode zur Rekonstruktion können die Korrekturen Werte von bis zu $\approx 50\%$ annehmen. Die Korrekturen sind Gegenstand der Diskussion in Kap. 5.4. F_2 wird unter Benutzung von Gl. 1.3.18 in dieser Arbeit in Kap. 5 bestimmt.

1.4 QCD und die Verletzung der Skaleninvarianz

Im naiven Quark-Parton-Modell ist das Proton aus drei Valenzquarks (uud) aufgebaut, die zusammen die Quantenzahlen des Protons tragen. Das 1. Moment der Quarkdichteverteilungen $q(\zeta)$ summiert über alle Quarksorten i , aus denen das Proton besteht, muß aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung den Gesamtprotonimpuls ergeben:

$$\sum_i \int_0^1 d\zeta (q_i(\zeta) + \bar{q}_i(\zeta)) = 1 \quad (1.4.19)$$

In früheren Experimenten der tiefunelastischen Streuung konnte gezeigt werden, daß die Quarks nur einen Anteil von ungefähr 50% am Protonimpuls besitzen. Die andere Hälfte des Protonimpuls wurde neutralen Partonen, den Gluonen, zugeschrieben. Außerdem ergaben die Messungen, daß die Skaleninvarianz der Strukturfunktion F_2 nur bei x -Werten von $x \approx 0.25$ gegeben ist. Für größere und kleinere Werte von x ist die Skaleninvarianz deutlich verletzt, wie in Abb. 1.2 schematisch dargestellt ist. Diese Abweichungen vom „naiven“ Quark-Parton-Modell können im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) erklärt werden.

Die Quantenchromodynamik ist eine Eichtheorie mit einer nichtabelschen Eichgruppe, der $SU(3)_{\text{colour}}$. Die fundamentalen Bestandteile sind auf der einen Seite massive Fermionen, die Quarks u, d, s, c, b und t , die bezüglich der Farbladung Tripletzustände sind, und auf der anderen Seite masselose Eichbosonen, die Gluonen, als Farboktettzustände. Der nichtabelsche Charakter der Eichgruppe führt dazu, daß die Gluonen als Träger von Farbladung nicht nur mit den Quarks, sondern auch mit sich selbst wechselwirken können. Außerdem nimmt die Stärke der Kopplung $\alpha_s(Q^2)$ mit wachsendem Q^2 ab, im Gegensatz zur QED. Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow \infty$ folgt $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$. Diese Eigenschaft wird als asymptotische Freiheit bezeichnet und ist eine nachträgliche Rechtfertigung der Annahmen des Quark-Parton-Modells, in welchem das Parton bei großen Werten von Q^2 als ein freies Teilchen mit dem virtuellen Photon wechselwirken kann. Ist α_s hinreichend klein³, können Lösungen der QCD wie in der QED, durch eine störungstheoretische Entwicklung nach der Kopplungskonstanten α_s bzw. α angenähert werden.

Das Verhalten der Strukturfunktion F_2 , wie es in Abb. 1.2 schematisch dargestellt ist, läßt sich im Rahmen der QCD einfach interpretieren. Mit Ansteigen von Q^2 wird die Struktur des Protons besser aufgelöst. Einzelne Quarks aus der Wolke von virtuellen Quarks, die jedes farbgeladene Parton umgeben, werden aufgelöst. Da diese virtuellen „Seequarks“ nur einen Bruchteil des Protonimpuls tragen, wächst die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit niedrigen Werten von x zu finden mit wachsendem Q^2 . Umgekehrt nimmt die Wahrscheinlichkeit ab, ein Quark mit großem x zu finden.

Dieser Mechanismus, in welchem die Wechselwirkung von Quarks mit Gluonen berücksichtigt wird, ist von Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi [8] formalisiert worden. Schließt man die $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Strahlungskorrekturen durch die Abstrahlung eines Gluons bei der

³Um eine störungstheoretische Näherung verwenden zu können, sollte Q^2 größer als $\approx 1 \text{ GeV}^2$ sein.

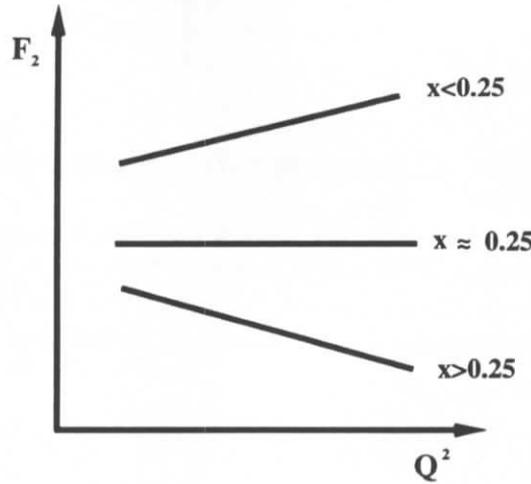


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Verletzung der Skaleninvarianz wie sie von den Experimenten BCDMS [6] und NMC [7] gemessen wurde.

Berechnung des Prozeß $\gamma^*q \rightarrow q$ mit ein, erhält man [9]:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_i \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} f_i(\zeta) e_i^2 \left[\delta \left(1 - \frac{x}{\zeta} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ P \left(\frac{x}{\zeta} \right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} + R \left(\frac{x}{\zeta} \right) \right\} \right] \quad (1.4.20)$$

Die Singularität durch den Term $\log \frac{Q^2}{\mu^2}$ für $\mu \rightarrow 0$ wird durch die kollineare Abstrahlung des Gluons vom einlaufenden Quark verursacht. Der Logarithmus, der zu der Divergenz führt, wird durch Einführung eines „Faktorisierungspunkts“ Q_0^2 in einen endlichen und einen divergenten Anteil aufgespalten.

$$\log \frac{Q^2}{\mu^2} = \log \frac{Q_0^2}{\mu^2} + \log \frac{Q^2}{Q_0^2} \quad (1.4.21)$$

Der divergente Teil $\log(Q_0^2/\mu^2)$ wird dann in der Partondichte $f_i(\zeta)$ absorbiert,

$$f_i(\zeta) \rightarrow f_i(\zeta, Q_0^2) \propto f_i(\zeta) \log \frac{Q_0^2}{\mu^2} \quad (1.4.22)$$

so daß auf diese Weise eine Skalenabhängigkeit eingeführt wird. Die Wahl des Faktorisierungspunkts ist beliebig, wird aber gewöhnlich bei dem Viererimpulsübertrag Q^2 gewählt. Genau wie in der QED wo die Elektronenmasse oder die Kopplung an einem festen Punkt Q_0^2 fixiert, d.h. gemessen wird, muß die Partondichte $f_i(\zeta)$ an dem Faktorisierungspunkt Q_0^2 durch die Messung bestimmt werden. Die Änderung der Partondichte, in diesem Beispiel der Quarkdichte $q(x, Q^2)$, durch eine Änderung von Q_0^2 (Skalentransformation) ist durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen [8] gegeben:

$$\frac{dq(x, Q_0^2)}{d \log Q_0^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} q(\zeta, Q_0^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\zeta} \right) \quad (1.4.23)$$

P_{qq} ist die sogenannte Splittingfunktion, die in diesem Fall die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der das Quark mit dem Impulsanteil x ein Gluon mit dem Impulsanteil $\zeta-x$ abgestrahlt

hat, d.h. von einem Quark stammt, das den Impulsanteil ζ besaß. Es ist ebenfalls möglich, daß das Quark durch die Aufspaltung eines Gluons in Quark und Antiquark erzeugt wurde. Auch für diesen Prozeß läßt sich eine Splittingfunktion P_{qg} angeben, die völlig analog wie P_{qq} interpretiert wird. Insgesamt ergibt sich damit folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dq(x, Q_0^2)}{d \log Q_0^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \left[q(\zeta, Q_0^2) P_{qq} \left(\frac{x}{\zeta} \right) + g(\zeta, Q_0^2) P_{qg} \left(\frac{x}{\zeta} \right) \right] \quad (1.4.24)$$

Gl. 1.4.24 beschreibt die Q^2 -Entwicklung der Seequarkdichte-Verteilungen und Gl. 1.4.23 die Q^2 -Entwicklung der Valenzquarkdichte-Verteilungen. Entsprechend läßt sich eine Altarelli-Parisi-Gleichung für die Q^2 -Entwicklung der Gluondichte angeben:

$$\frac{dg(x, Q_0^2)}{d \log Q_0^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \left[g(\zeta, Q_0^2) P_{gg} \left(\frac{x}{\zeta} \right) + \sum_q q(\zeta, Q_0^2) P_{gq} \left(\frac{x}{\zeta} \right) \right] \quad (1.4.25)$$

Mit Hilfe dieser DGLAP-Gleichungen ist es möglich, auf der Basis der fundamentalen Feldtheorie QCD Vorhersagen darüber zu treffen, wie sich die Strukturfunktion F_2 bei Veränderung der Beobachtungsskala Q^2 verhält. Eine der wichtige Aufgaben bei HERA ist es, festzustellen, in welchem kinematischen Bereich diese QCD-basierende Q^2 -Evolution gültig ist. Erwartet wird, daß gerade im Bereich kleiner Werte von x die DGLAP-Dynamik nicht mehr die Physik beschreibt.

1.5 Die Physik bei kleinen Werten von x

Bei sehr kleinen Werten von x ($x < 10^{-4}$) und kleinen Werten von Q^2 ($Q^2 < 10^2 \text{ GeV}^2$) ist nicht mehr klar, ob die DGLAP-Gleichungen die Entwicklung der Partonverteilungen beschreiben. Es kann gezeigt werden, daß der DGLAP-Formalismus einer Aufsummation der führenden Logarithmen ($\alpha_s \ln Q^2$) entspricht, die sich bei der Berechnung⁴ von Leiterdiagrammen der Art, wie sie in Abb. 1.3 dargestellt sind, ergeben. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die transversalen Impulse $k_{T_i}^2$ der abgestrahlten Gluonen „stark“ geordnet sind

$$Q^2 \gg k_{T_n}^2 \gg \dots \gg k_{T_i}^2 \gg \dots \gg k_{T_1}^2 \quad (1.5.26)$$

und, daß für die relativen Anteile am Protonimpuls x_i gilt:

$$x_n < \dots < x_i < \dots < x_1 \quad (1.5.27)$$

In entsprechender Weise [9] kann die Summation der führenden Logarithmen ($\alpha_s \ln 1/x$) durch die gleichen Leiterdiagramme beschrieben werden, wenn gilt

$$x_n \ll \dots \ll x_i \ll \dots \ll x_1 \quad (1.5.28)$$

und die Forderung nach einer starken Ordnung in den Transversalimpulsen aufgehoben ist. Mit Hilfe dieses Ansatz gelingt es, Vorhersagen auf der Basis der QCD zu treffen, wie sich die Partonverteilungen in x entwickeln. Diese Entwicklungsgleichungen sind die BFKL-Gleichungen [11]. Unter bestimmten Randbedingungen gelingt es, diese Gleichungen analytisch zu lösen, mit dem folgenden Ergebnis:

$$F_2(x, Q^2) \propto xg(x, Q^2) \approx x^{-\lambda}, \quad \text{mit } \lambda \approx 0.5 \quad (1.5.29)$$

⁴Dies gilt nur in der axialen Eichung.

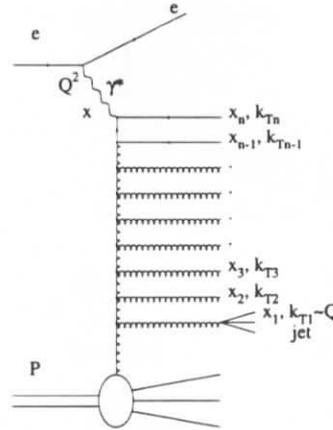


Abbildung 1.3: In dieser Abbildung ist das Leiterdiagramm zur Beschreibung der Q^2 -Entwicklung der Gluondichteverteilung im Proton dargestellt. Bei sehr kleinen Werten von x ist die Struktur des Protons von den Gluonen dominiert, so daß gluoninitiierte Prozesse dominieren. Der DGLAP- und BFKL-Formalismus unterscheiden sich darin, in welcher Weise die transversalen Impulse $k_{T_i}^2$ geordnet sind. Die Figur ist [10] entnommen. Dort wird u.a. durch Messung der Jetrate von Jets mit großem x_{jet} versucht, Rückschlüsse zu ziehen, welcher der beiden Formalismen die Daten besser beschreibt.

Bei kleinen Werten von x wird der dominante Beitrag zur Strukturfunktion F_2 von den Gluonen geliefert, so daß im Rahmen des BFKL-Formalismus ein starkes Ansteigen von F_2 zu kleinen Werten von x hin erwartet wird. Es ist klar, daß das starke Ansteigen der Gluondichte $g(x, Q^2)$ nach Gl. 1.5.29 nicht beliebig weitergehen kann, da dies zur Folge hätte, daß der totale Wirkungsquerschnitt für die γp -Streuung wegen der Beziehung

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} \propto F_2(x, Q^2) \quad (1.5.30)$$

ebenfalls unendlich ansteigen würde, und damit die sogenannte Unitaritäts-Grenze [12] überschritten würde. Dieses Problem ist zu lösen, wenn die Möglichkeit der Gluonrekombination mit in Betracht gezogen wird. Formal kann dies in den BFKL-Gleichungen realisiert werden, indem ein nichtlinearer Term proportional zu $1/R^2$ addiert wird [13]. Der Radius R gibt an, auf welcher Längenskala sich diese Rekombinationseffekte abspielen. Diskutiert werden zwei Szenarien:

1. $R \approx 5 \text{ GeV}^{-1}$: Die Rekombination findet homogen verteilt im Proton statt, so daß ein deutlicher Saturierungseffekt erst bei sehr kleinen Werten von x eintritt.
2. $R \approx 2 \text{ GeV}^{-1}$: Die Gluonen verklumpen sich in sogenannten „Hot-Spots“ um die Valenzquarks herum. Ein solcher Effekt könnte schon bei größeren Werten von x auftreten.

Wie sich quantitativ genau die Sättigungseffekte bemerkbar machen, ist im Moment theoretisch nicht vorhersagbar, so daß es sehr schwer sein wird, diese Effekte bei HERA zu messen. Klar ist, daß die Messung bei möglichst kleinen Werten von x durchgeführt werden muß, um überhaupt eine Chance zu haben, Rekombinationsphänomene zu beobachten.

1.6 Bestimmung von Partonverteilungen

In den letzten beiden Abschnitten sind die BFKL-Gleichung und die DGLAP-Gleichungen erläutert worden. Die BFKL-Gleichung beschreiben die x -Entwicklung der Partondichteverteilungen und die DGLAP-Gleichungen die Q^2 -Entwicklung. In beiden Fällen müssen die Partonverteilungen experimentell festgelegt werden. Bei der DGLAP-Entwicklung in Q^2 wird dazu die x -Abhängigkeit der Dichteverteilungen bei einer Skala Q_0^2 parametrisiert. Q_0^2 ist dabei so gewählt, daß die störungstheoretische Entwicklung in Q^2 mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen möglich ist. Als Beispiel einer Parametrisierung ist im folgenden die Parametrisierung der MRS-Gruppe [14] aufgeführt. Bei $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ mit $q_{uv} = q_u - q_{\bar{u}}$ und $q_{dv} = q_d - q_{\bar{d}}$ gelten folgende Beziehungen:

Valenzquarks u,d	:	$x(q_{uv} + q_{dv})$	=	$A_{ud}x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1 + \epsilon_{ud}x^{0.5} + \gamma_{ud}x)$
Valenzquark d	:	xq_{dv}	=	$A_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1 + \epsilon_d x^{0.5} + \gamma_d x)$
Seequarks	:	$2x(q_{\bar{u}} + q_{\bar{d}} + q_s)$	=	$A_s x^{-\lambda}(1-x)^{\eta_5}(1 + \epsilon_s x^{0.5} + \gamma_s x)$
Gluonen	:	xq_g	=	$A_g x^{-\lambda}(1-x)^{\eta_6}(1 + \gamma_g x)$

	Valenzquarks							
	η_1	η_2	ϵ_{ud}	γ_{ud}	η_3	η_4	ϵ_d	γ_d
MRSD ⁰	0.45	3.91	2.46	3.32	0.35	4.66	11.4	3.0
MRSD ⁻	0.46	3.84	3.16	2.05	0.24	4.59	34.4	9.0

	Seequarks					Gluonen			
	A_s	λ	ϵ_s	γ_s	η_5	A_g	λ	γ_g	η_6
MRSD ⁰	1.93	0	-2.68	7.38	10	2.72	0	0	5.1
MRSD ⁻	0.054	0.5	19.5	-3.28	6.5	0.315	0.5	12	5.1

Die Parameter η_i , ϵ_i , γ_i und A_i folgen bei festem λ aus der Anpassung an die Meßdaten, indem die Partondichteverteilungen mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen an den entsprechenden Q^2 -Werten berechnet werden, bei denen Daten vorhanden sind. Motiviert durch die Lösung Gl. 1.5.29 der BFKL-Gleichung ist bei der MRSD⁻-Parametrisierung $\lambda=0.5$ gewählt worden, was zu einem starken Anstieg der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Werten von x führt im Gegensatz zur MRSD⁰-Parametrisierung, bei der $\lambda=0$ gewählt wurde. A_s (oder A_g) werden durch die „Impuls-Summenregel“

$$\sum_i \int x f_i(x) = 1 \quad (1.6.31)$$

festgelegt, wobei über alle Partondichten f_i integriert und summiert wird. Die Koeffizienten A_{ud} und A_d lassen sich über die „Flavour-Summenregel“ bestimmen:

$$\int (q_u - q_{\bar{u}}) dx = 2, \quad \int (q_d - q_{\bar{d}}) dx = 1 \quad (1.6.32)$$

Für die Bestimmung der Parameter sind nur Daten verwendet worden, die außerhalb des kinematischen Bereichs liegen, der mit Hilfe von HERA zugänglich wird. Die Messung der Strukturfunktion F_2 von den HERA-Experimenten H1 und ZEUS im Jahr 1992 zeigte, daß die MRSD⁻-Parametrisierung die Daten deutlich besser beschreibt als die MRSD⁰-Parametrisierung. Die HERA-Daten aus dem Jahr 1992 gingen bei einem erneuten Fit in die Parametrisierung MRSH (H für HERA) ein [14].

Ein etwas anderer Ansatz zur Beschreibung der partonischen Struktur des Protons wird von Glück, Reya und Vogt (GRV) [15] vorgeschlagen. Ausgehend von Dichteverteilungen der Valenzquarks und Gluonen bei $Q_0^2 = 0.2 - 0.3 \text{ GeV}^2$ werden die Seequark- und Gluonverteilungen durch QCD-Abstrahlung erzeugt, d.h. durch Anwenden der DGLAP-Gleichungen in 2. Ordnung QCD. Der GRV-Ansatz sagt ebenfalls einen steilen Anstieg der Strukturfunktion F_2 für kleine Werte von x voraus.

1.7 Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2

Die HERA-Experimente H1 und ZEUS bieten die Möglichkeit, die kinematischen Variablen x , y , Q^2 und W^2 sowohl aus den Meßgrößen des gestreuten Elektrons, als auch aus denen des hadronischen Endzustands zu bestimmen. Die Richtung des Protonstrahls definiert nach H1-Konvention die z -Richtung. Unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Proton und Elektron lassen sich die Viererimpulse von Elektron und Proton in diesem Koordinatensystem folgendermaßen darstellen:

$$\begin{aligned} \text{Einlaufendes Elektron: } P_e &= (E_e, 0, 0, -E_e) \\ \text{Einlaufendes Proton: } P_p &= (E_p, 0, 0, E_p) \\ \text{Gestreutes Elektron: } P_1 &= (E_1, E_1 \sin \theta_1, 0, E_1 \cos \theta_1) \\ \text{Stromjet : } P_j &= (E_j, p_{j\perp}, 0, p_{j\parallel}) = \sum_H (E_H, p_{H\perp}, 0, p_{H\parallel}) \end{aligned}$$

Die Summe zur Bestimmung des Viererimpulses des Stromjets läuft über alle Hadronen des Stromjets (\sum_H). Zu beachten ist, daß in der obigen Notation die Streuung in der Ebene des einlaufenden und auslaufenden Leptons beschrieben wird.

1.7.1 Elektronmethode

Die kinematischen Variablen x , y und Q^2 berechnen sich bei der Elektronmethode folgendermaßen aus der Energie E_1 und dem Polarwinkel θ_1 des gestreuten Elektrons:

$$x = \frac{E_e E_1 \cos^2 \frac{\theta_1}{2}}{E_p (E_e - E_1 \sin^2 \frac{\theta_1}{2})} \quad (1.7.33)$$

$$y = 1 - \frac{E_1}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_1}{2} \quad (1.7.34)$$

$$Q^2 = 4E_e E_1 \cos^2 \frac{\theta_1}{2} \quad (1.7.35)$$

Aus Gl. 1.7.33, Gl. 1.7.34 und Gl. 1.7.35 folgen dann die relativen Fehler in der Bestimmung von x , y und Q^2 als:

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y} \frac{\delta E_1}{E_1} \oplus \tan \frac{\theta_1}{2} \left(x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right) \delta \theta_1 \quad (1.7.36)$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{y-1}{y} \frac{\delta E_1}{E_1} \oplus \frac{1-y}{y} \cot \frac{\theta_1}{2} \delta \theta_1 \quad (1.7.37)$$

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E_1}{E_1} \oplus -\tan \frac{\theta_1}{2} \delta \theta_1 \quad (1.7.38)$$

Das Zeichen \oplus steht für die quadratische Addition der Fehlerterme. Daraus ergeben sich folgende Konsequenzen für die Anwendbarkeit der Elektronmethode:

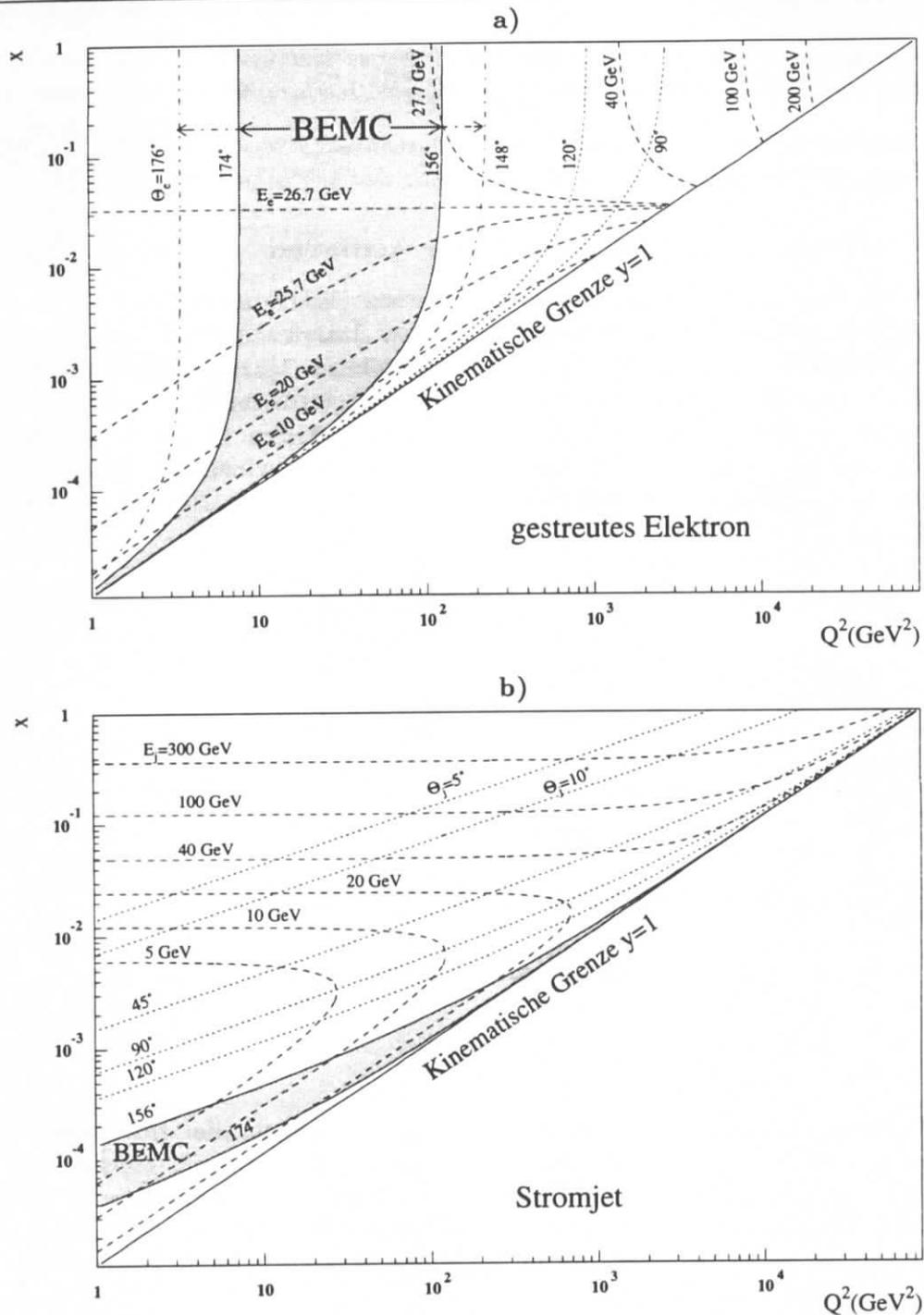


Abbildung 1.4: Dargestellt ist die kinematische x, Q^2 -Ebene. Aus Figur(a) sind die x - und Q^2 -Werte für konstante Energie und konstanten Polarwinkel des gestreuten Elektrons zu entnehmen. In Figur(b) ist entsprechend der Polarwinkel und die Energie des Stromjet konstant gehalten. Schattiert eingezeichnet ist der kinematische Bereich, der in dieser Analyse für die Messung der Strukturfunktion F_2 mit Hilfe des Rückwärtskalorimeters BEMC (Kap. 2.2) zugänglich ist. Zusätzlich angedeutet ist die Vergrößerung des Akzeptanzbereichs durch das neu (1995) installierte Kalorimeter SPACAL.

1. Für kleine Werte von y verschlechtert sich wegen der $1/y$ -Abhängigkeit in Gl. 1.7.36 und Gl. 1.7.37 sowohl die Auflösung bezüglich x , als auch die Auflösung bezüglich y .
2. Mit der Ausnahme des Bereichs großer Polarwinkel ($\theta \geq 170^\circ$) ist, bei einer Winkelauflösung, die im Bereich einiger mrad liegen, die Meßbarkeit von Q^2 gut.

1.7.2 Hadronmethode und kombinierte Methoden

Die Berechnung der Kinematik aus dem hadronischen Endzustand besitzt die prinzipielle Schwierigkeit, daß Winkel und Energie des gestreuten Quarks nicht direkt gemessen werden können. Der hadronische Jet, der sich aus dem getroffenen Quark entwickelt, enthält zwar die Information über den Winkel und die Energie des gestreuten Quarks, doch ist deren Rekonstruktion von den verwendeten Jet-Algorithmen abhängig. Die Berechnung von x , y , und Q^2 kann aber auch durch die „inklusive“ Messung des hadronischen Endzustands mit Hilfe der Jacquet-Blondel-Methode erfolgen [16]. Ersetzt man in Gl. 1.1.6 den Impulsübertrag q durch den Term $(P_j + P_r - P_p)$, folgt für y :

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} = \frac{P_p (P_j + P_r - P_p)}{P_p P_e} \quad (1.7.39)$$

Mit

$$P_j + P_r = \sum_H (E_H, p_{Hx}, p_{Hy}, p_{Hz}) \quad (1.7.40)$$

folgt dann⁵:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_H (E_H - p_{Hz}) \quad (1.7.41)$$

Für Q_{JB}^2 und x_{JB} gelten dann die folgenden Gleichungen:

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_H p_{Hx})^2 + (\sum_H p_{Hy})^2}{1 - y_{JB}} = \frac{(\sum_H p_{Ht})^2}{1 - y_{JB}} = \frac{p_{jt}^2}{1 - y_{JB}} \quad (1.7.42)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{y_{JB} s} \quad (1.7.43)$$

Der Größe p_{jt} ist der transversale Gesamtimpuls des Stromjets, der sich als Summe der Quadrate der x - und y -Komponenten der Impulse aller Hadronen im Endzustand ergibt.

Aus Gl. 1.7.41 und Gl. 1.7.42 ist ersichtlich, daß der Beitrag der Hadronen des Stromjets, die in die extreme Vorwärtsrichtung gestreut werden, zur Bestimmung von y_{JB} und Q_{JB}^2 gering ist. Der Meßfehler durch Hadronen, die im Strahlrohr verlaufen und nicht gemessen werden können, ist daher vernachlässigbar.

Es zeigt sich, daß mit dieser Methode die Messung von Q^2 weniger genau ist als mit der Elektronmethode. Auf der anderen Seite ist eine wesentlich genauere Messung von y und x bei kleineren Werten von y ($y < 0.05$) möglich. Aus diesem Grund ist es naheliegend, die Q^2 -Messung mit Hilfe der Elektronmethode und die x -Messung mit Hilfe der Hadronmethode durchzuführen. Dies wird als die sogenannte „gemischte“ Methode bezeichnet [17]. Diese Methode wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

⁵Hierbei summiert man über die Energiedepositionen aller Hadronen im H1-Detektor.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

2.1 Der HERA-Speicherring

HERA ist die erste Beschleunigeranlage, in der Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Nach der Inbetriebnahme im Jahr 1991 wurden die ersten Proton-Elektron Stöße im Mai 1992 von den beiden Experimenten H1 und ZEUS nachgewiesen.

Die gelieferte integrierte Luminosität konnte innerhalb von drei Jahren Betriebserfahrung von 55 nb^{-1} im Jahr 1992 um einen Faktor 100 auf 5590 nb^{-1} im Jahr 1994 gesteigert werden. In der Betriebszeit im Jahr 1994 wurde eine deutliche Steigerung der Luminosität erreicht, indem die Lebensdauer des Leptonstrahls durch die Umstellung von Elektronen auf Positronen vergrößert werden konnte.

Die Elektron- und Protonstrahlen werden in zwei separaten Ringen, die in einem 6336 m langen Ringtunnel übereinander angeordnet sind, beschleunigt und gespeichert. Die Ablenkung der Teilchenstrahlen erfolgt für die Protonen mit supraleitenden und für die Elektronen mit konventionellen Magneten. In zwei von insgesamt vier vorgesehenen Wechselwirkungszonen laufen Leptonen und Protonen in einem gemeinsamen Strahlrohr und werden dort frontal zur Kollision gebracht. In diesen Wechselwirkungsbereichen sind die Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) installiert, die seit 1992 erfolgreich Daten nehmen und analysieren. Zwei weitere Experimente (HERA-B, HERMES) sind vorgesehen.

Die Vorbeschleunigung der Protonen und Elektronen (Positronen) auf Energien von 40 GeV bzw. 12 GeV erfolgt in Linearbeschleunigern und den Ringanlagen DESY und PETRA. Anschließend werden die Strahlen in den Speicherring HERA überführt, um dort auf ihre Maximalenergie beschleunigt zu werden. In Abb. 2.1 ist der HERA-Speicherring mit den Vorbeschleunigern schematisch dargestellt und in Tab. 2.1 sind einige wichtige HERA-Parameter zusammengestellt.

In der Betriebszeit 1993 wurde HERA mit 92 Proton- und 94 Elektronpaketen gefüllt, von denen 84 zur Kollision gebracht wurden. Die Teilchenpakete ohne Kollisionspartner werden für die Untersuchung von Untergrundereignissen verwendet, die durch die Wechselwirkung des Strahls mit dem Restgas im Strahlrohr oder der Strahlwand entstehen. HERA lieferte 1993 eine integrierte Luminosität von 880 nb^{-1} , von der 529 nb^{-1} ($\approx 60\%$) von H1 für die physikalische Analyse genutzt werden konnte. Der Rest geht durch Aussetzeiten, defekte Detektorteile und schlechte Strahlbedingungen mit hohen Untergrundraten verloren. Durch die zusätzlichen Bedingungen, die in dieser hier vorgestellten Analyse an die Ereignisse gestellt werden, reduziert sich die effektive Luminosität nochmals um etwa 50% auf einen Wert von $271 \pm 14 \text{ nb}^{-1}$ [18].

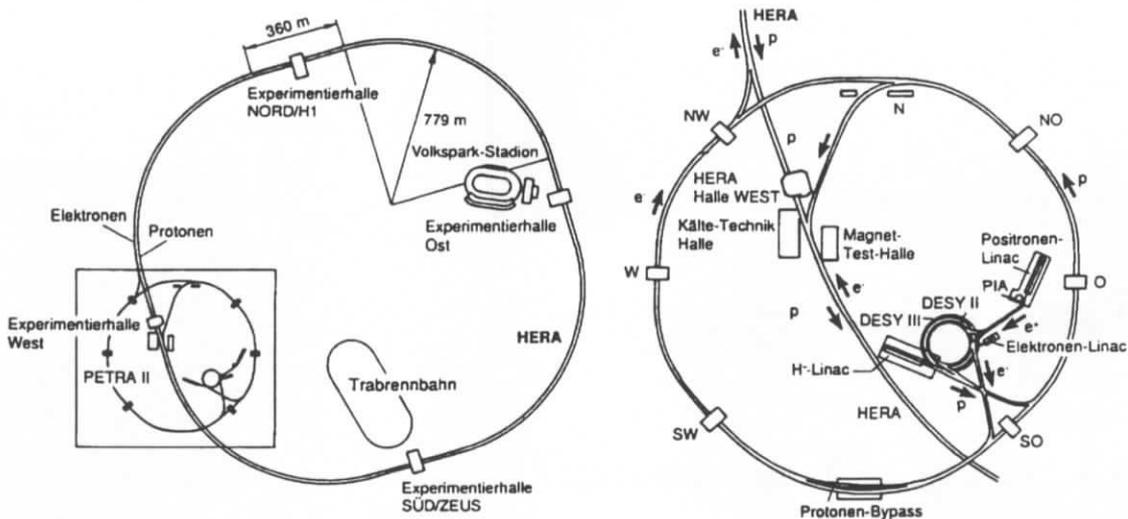


Abbildung 2.1: Abgebildet sind der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger. Links ist die Gesamtansicht der HERA-Speicherringe mit den Experimenten H1 und ZEUS zu sehen. Auf der rechten Abbildung werden die Vorbeschleuniger von HERA gezeigt. Die **Elektronen/Positronen** durchlaufen folgende Stationen: Linac II/PIA (450 MeV) → Synchrotron DESY II (7 GeV) → Synchrotron PETRA II (12 GeV) → HERA (26.7 GeV). Die **Protonen** werden nacheinander in folgenden Beschleunigerstufen bis zu ihrer Endenergie beschleunigt: H⁻-Linac III (310 MeV) → Synchrotron DESY III (7.5 GeV) → Synchrotron PETRA II (40 GeV) → HERA (820 GeV). Die in den einzelnen Stufen erreichten Endenergien sind in Klammern gegeben, wobei sich die Werte auf das Betriebsjahr 1993 beziehen. Die Abbildung ist [19] entnommen.

Parameter	Design-Werte		1993-Werte		1994-Werte	
	e ⁻	p	e ⁻	p	e [±]	p
Teilchenenergie (GeV)	30	820	26.7	820	27.5	820
Strahlstrom (mA)	58	159	7.7	10.8	16.0	39.1
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	84+10	84+6	153+15	153+17
Max. Luminosität (10 ³⁰ cm ⁻² s ⁻¹)	16		1.3		4.0	
Integrierte Luminosität (nb ⁻¹)	10 ⁵		880		5590	
Von H1 genutzte Luminosität (nb ⁻¹)	-		529		3983	
Schwerpunktenergie (GeV)	314		296		300	
Abstand der Pakete (ns)			96			
Umfang (m)			6336			

Tabelle 2.1: Die Tabelle enthält einige wichtige HERA-Parameter. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um Durchschnittswerte, bei den Luminositäten um die erreichten Maximalwerte. Bei der Anzahl der Teilchenpakete sind die Zahlen für die kollidierenden und nichtkollidierenden Teilchenpakete angegeben. Die Angaben sind [20, 21] entnommen.

2.2 Der H1-Detektor

Die Aufgaben des H1-Detektors sind eine gute Teilchenidentifikation, sowie eine gute Energie- und Spurbestimmung von Elektronen, Hadronen und Myonen bei einer möglichst vollständigen 4π -Raumwinkelakzeptanz.

Die unterschiedlichen Energien der Elektron- und Protonstrahlen führen dazu, daß der überwiegende Teil der bei der Kollision entstehenden Teilchen in den Vorwärtsbereich¹ des Detektors gestreut wird. Aus diesem Grund ist der H1-Detektor asymmetrisch um das Strahlrohr **1** am Wechselwirkungspunkt gebaut, wie in Abb. 2.2 illustriert ist. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet sich in [22], so daß im folgenden die wichtigsten Komponenten nur kurz beschrieben werden. Die Zuordnung der im Text beschriebenen Detektor-komponenten zu der Graphik in Abb. 2.2 erfolgt durch die entsprechende Numerierung.

1. **Zentrales Spurkammersystem **2****: Der Innenbereich des H1-Detektors ist mit einem zentralen Spurkammersystem ausgestattet, das aus Drift- und Vieldrahtproportional-kammern aufgebaut ist. Das System dient zur Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts, zur Teilchenidentifizierung durch Messung des Energieverlusts durch Ionisation pro Wegstrecke dE/dx und der Bestimmung von Ladung und Impuls von gestreuten Teilchen durch Messung der Spurkrümmung im Magnetfeld. Die Spurenkammern besitzen außerdem eine sehr gute Zeitauflösung, die zum Triggern der Ereignisse genutzt wird.

Von innen nach außen gesehen besteht das Spurkammersystem aus der **CIP**, einer Vieldrahtproportional-kammer, die aus zwei Ebenen aufgebaut ist. Sie besitzt zwar nur eine grobe Ortsauflösung, liefert dafür aber ein schnelles Zeitsignal. Aufgrund der Halbwertsbreite von ≈ 21 ns können die Signale als Triggerzeitsignale genutzt werden. Eine weitere Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund ist in Kap. 5.3.3 beschrieben.

Umgeben ist die CIP von einer z-Driftkammer, der **CIZ**, deren Drähte senkrecht zur Strahlachse verlaufen und deswegen eine genaue Rekonstruktion der z-Position des durchquerenden Teilchens erlauben. CIP und CIZ sind von einer konzentrischen Driftkammer, der **CJC1**, umgeben, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Zur Verbesserung der räumlichen Auflösung sind die in ϕ segmentierten Ebenen um 30° gegenüber der Radialrichtung geneigt. Die CJC1 wiederum ist umgeben von einer Vieldrahtproportional-kammer, der **COP**, und einer weiteren Driftkammer, der **COZ**. Als letzte Schicht folgt eine ebenfalls konzentrische Driftkammer, die **CJC2**. CJC1 und CJC2 dienen der präzisen Spurbestimmung in der $r\phi$ -Ebene.

In Tab. 2.2 ist der Akzeptanzbereich und die Auflösung der einzelnen Kammern zusammengestellt.

2. **BPC²**: Im Rückwärtsbereich zwischen dem Spurkammersystem und dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter BEMC erweitert eine Vieldrahtproportional-kammer den Winkelbereich, der durch das zentrale Spurensystem abgedeckt wird.

Sie dient hauptsächlich zur Vermessung der Spur eines Elektrons, das bei kleinem Impulsübertrag $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ nur wenig abgelenkt wird und in den Rückwärtsbereich gestreut wird. In diesem Winkelbereich läßt sich der Streuwinkel θ_e , der für die Messung

¹Die Bezeichnung „vorwärts“ bzw. „rückwärts“ bezieht sich auf die Flugrichtung des Protons.

²Die BPC ist in Abb. 2.2 nicht mit einer Nummer versehen.

Spurdetektor	Δr (cm)	Δz (cm)	$\Delta\theta$ ($^\circ$)	$\sigma_{r\phi}$ (mm)	σ_z (mm)	σ_r (mm)	$\sigma_{x,y}$ (mm)
CIP	15.4-16.9	-112.5-106.5	8.3-172.2	-	-	-	-
CIZ	17.4-20.0	-108.0-72.0	13.6-170.8	28.0	0.26	-	-
CJC 1	20.3-45.1	-112.5-107.5	10.7-169.7	0.17	22.0	-	-
COZ	46.0-48.5	-110.5-105.5	23.6-157.3	58.0	0.20	-	-
COP	49.7-51.8	-110.7-106.5	25.1-155.8	-	-	-	-
CJC 2	53.0-84.4	-112.5-107.5	26.3-154.7	0.17	22.0	-	-
BPC	13.5-65.0	-142.8- -139.6	155.1-174.5	-	-	-	2.0
FTD	15.0-75.0	132.2-243.7	3.6-29.5	0.20	-	30.0	0.17

Tabelle 2.2: Angegeben sind die sensitiven Bereiche sowie die Ortsauflösungen $\sigma_{r,\phi,r,z,x,y}$ der einzelnen Spurdetektoren. Die Polarwinkelbereiche $\Delta\theta$ beziehen sich auf die äußeren Ränder der Spurdetektoren. Die Daten sind [22] entnommen.

der Strukturfunktion F_2 benötigt wird, am genauesten messen. Kombiniert mit den Informationen aus dem rückwärtigen elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter BEMC und der CIP/CIZ leistet die BPC einen wichtigen Beitrag zur Elektronidentifizierung. Dies wird Gegenstand der Diskussion in Kap. 5.3.4 sein.

Die BPC besteht aus 4 Detektorebenen, die in einem Abstand von 8 mm zwischen $z=-139.9$ cm und $z=-142.3$ cm in z -Richtung im H1-Detektor eingebaut sind. Jede der Ebenen ist mit 624 parallelen Signaldrähten ausgestattet, die in einem Abstand von 2.5 mm in der Kammer eingespannt sind. Um eine genaue Rekonstruktion der Teilchenbahn in der x - y -Ebene zu ermöglichen, sind die Ebenen um 45° gegeneinander gedreht.

Die Effizienz jeder einzelnen Ebene war während der Datennahme im Jahr 1993 größer als 80%, die Ortsauflösung in der x - y -Ebene beträgt etwa 2-3 mm [23]. Das aktive Volumen der BPC deckt einen Winkelbereich von $155.1^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$ ab. Die BPC ist an der BEMC-Aluminiumtonne montiert, in der die Module des BEMC fixiert sind.

3. **Vorwärtsspurkammern** [3]: Die Vorwärtsspurkammern messen die Spuren geladener Teilchen im Polarwinkelbereich von $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$. Sie bestehen aus drei Supermodulen, die jeweils mit Drift- und Proportionalkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren ausgestattet sind. Die Anforderungen an das System sind eine gute Impulsauflösung von $\sigma(p)/p^2 \leq 0.3\%/GeV$ und eine gute Spurbestimmung $\sigma_{\theta\phi} \leq 1$ mrad von geladenen Teilchen.
4. **Kalorimeter**: Die bei H1 eingesetzten Kalorimeter werden im folgenden kurz beschrieben. Die wichtigsten Parameter der einzelnen Kalorimeter sind in Tab. 2.4 zusammengestellt.
 - (a) **LAR-Kalorimeter** [4] [5]: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter, abgekürzt LAR-Kalorimeter, ist ein Sampling-Kalorimeter, das schichtweise aus Absorbermaterial und flüssigem Argon aufgebaut ist. Es ist in einen elektromagnetischen [4] und einen hadronischen Bereich [5] aufgeteilt. Die beiden unterscheiden sich in der

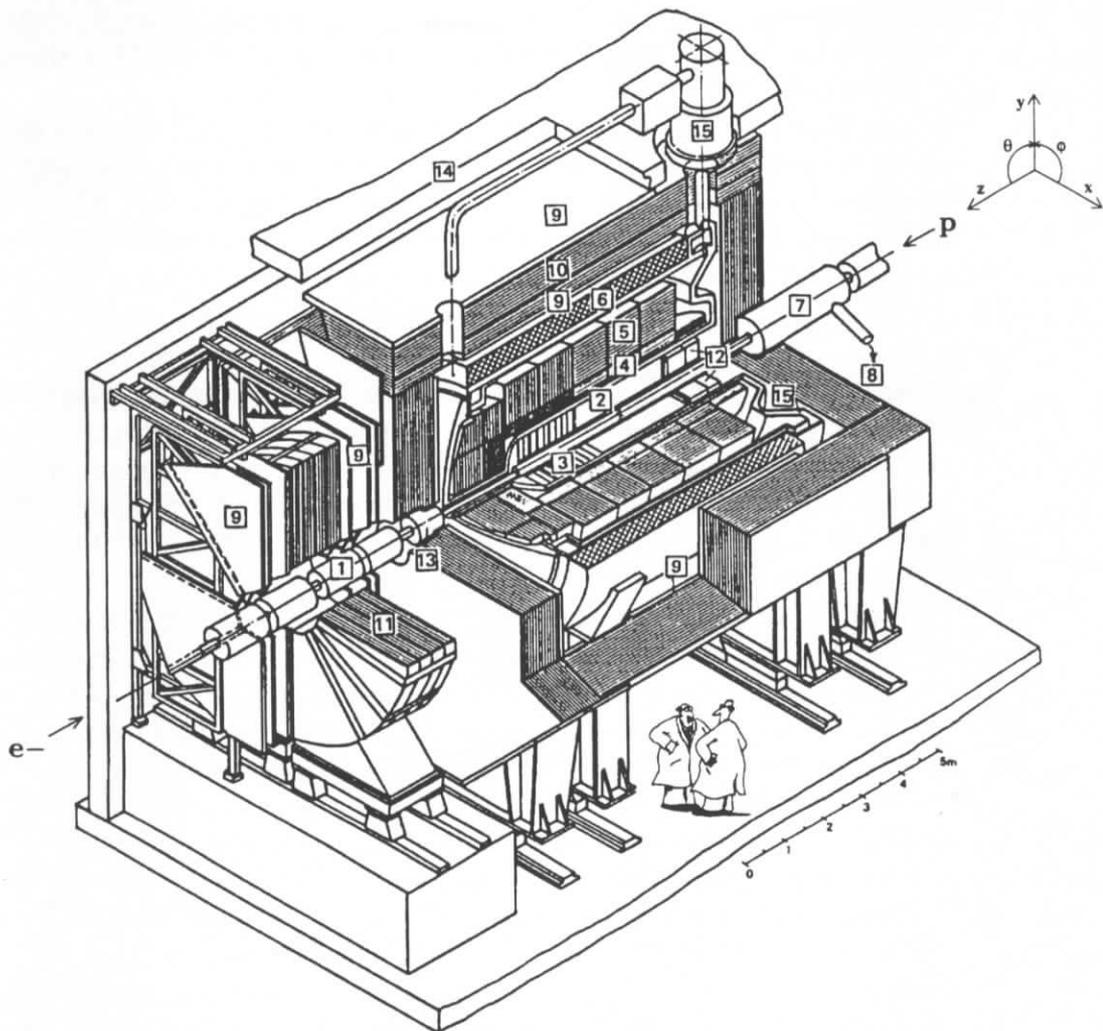


Abbildung 2.2: Zu sehen ist eine schematische Darstellung des H1-Detektors. Er hat eine Größe von ca. $12\text{ m} \times 10\text{ m} \times 15\text{ m}$ bei einem Gesamtgewicht von ca. 2800 t. Er besteht aus folgenden Komponenten:

- | | |
|--|------------------------|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 2 Zentrale Spurkammern |
| 3 Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen | |
| 4 Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter | |
| 5 Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter | |
| 6 Supraleitende Spule (1.2 T) | 7 Kompensationsmagnet |
| 8 Helium-Kälteanlage | 9 Myonkammern |
| 10 Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerkammern) | |
| 11 Myon-Toroid-Magnet | |
| 12 Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter BEMC | |
| 13 Plug-Kalorimeter | 14 Betonabschirmung |
| 15 Flüssig-Argon-Kryostat | |

Die Abbildung ist [24, 25] entnommen.

Wahl des Absorbermaterials (Blei bzw. Eisen), dem Abstand der Absorberplatten und ihrer Granularität. Das Kalorimeter deckt insgesamt einen Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 154.8^\circ$ ab.

Da das LAR-Kalorimeter im Unterschied zum ZEUS-Kalorimeter kein kompensierendes Kalorimeter ist, für das die Signale von elektromagnetischen und hadronischen Schauern gleicher Energie die gleiche Signalhöhe liefern ($\frac{e}{h}=1$), müssen die ausgelesenen Signale des LAR-Kalorimeters nachträglich gewichtet werden.

- (b) **Plug 13**: In Vorwärtsrichtung wird der H1-Detektor durch den Plug-Detektor, ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter mit einem Akzeptanzbereich von $0.7^\circ \leq \theta \leq 3.2^\circ$, ergänzt.
- (c) **BEMC 12**: Der H1-Detektor wird in Rückwärtsrichtung von einem elektromagnetischen Kalorimeter ergänzt, das einen Winkelbereich von $151.4^\circ \leq \theta \leq 176.7^\circ$ abdeckt. Tiefunelastische Streuung bei kleinen Werten von Q^2 ist dadurch charakterisiert, daß das gestreute Elektron in den Akzeptanzbereich des rückwärtigen elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) gestreut wird. Die Forderungen an das BEMC sind:
- i. Das BEMC muß einen eigenständigen Trigger zur Datenselektion bereitstellen.
 - ii. Die Energie des ins BEMC gestreuten Elektrons muß mit guter Auflösung bestimmt werden können. Der systematische Fehler sollte kleiner als 1-2% sein, um eine genaue Messung der Strukturfunktion F_2 zu ermöglichen [17]. Die Kalibration des BEMC wird aus diesem Grund eines der zentralen Themen dieser Analyse sein, siehe Kap. 4.
 - iii. Das BEMC sollte geeignete Informationen liefern, die eine Hadron-Elektron Separation unterstützen. Dazu ist es u.a. nötig, den Schwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers mit möglichst großer Genauigkeit zu bestimmen. Dieser Aspekt wird in Kap. 3 detailliert untersucht.

Der allgemeine Aufbau des BEMC wird im folgenden gegeben. Detaillierte Informationen über die Realisierung der Elektronik und des Triggers finden sich in [24, 26]. Ortsauflösung (Kap. 3), Kalibration (Kap. 4) und Möglichkeiten der Hadron-Elektron-Separation (Kap. 5.3.4) mit Hilfe des BEMC werden in den entsprechenden Abschnitten Gegenstand der weiteren Diskussion sein.

Das BEMC besteht aus 88 Modulen und überdeckt den Winkelbereich von $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ und $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$. Die schematische Ansicht des BEMC vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen ist in Abb. 2.4 dargestellt.

Das BEMC ist aus insgesamt acht verschiedenen Modultypen aufgebaut, die sich in ihrer Querschnittsform unterscheiden. Den größten Anteil mit einer Anzahl von 56 haben die quadratischen Module. Um eine Abdeckung in den beiden Randbereichen zu ermöglichen, werden dreieckige und trapezförmige Formen verwendet. Der prinzipielle Aufbau aller Module ist gleich. Der Querschnitt eines quadratischen Moduls ist schematisch in Abb. 2.3 zu sehen. Entsprechend der Numerierung in Abb. 2.3 bestehen die Module aus 49 Samplingschichten, wobei sich jede Schicht aus 2.5 mm Blei (4), 0.2 mm Reflektorpapier, 4 mm Szintillatormaterial (5) und wieder 0.2 mm Reflektorpapier zusammensetzt. Letzteres sorgt für eine homogenere Lichtausbeute über die gesamte Querschnittsfläche. Das in den Szintillatorplatten entstehende Licht wird nach außen an den Rand des Moduls gestreut.

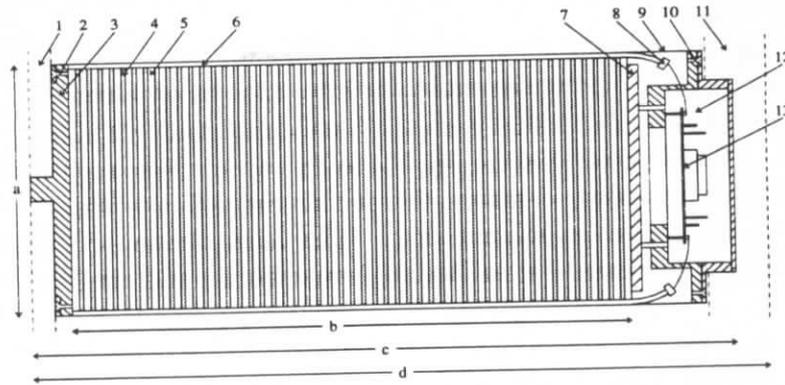


Abbildung 2.3: Maße (mm): $a=158.4$ $b=342.0$ $c=399.0$ $d=439.0$

- | | |
|---|-----------------------------------|
| (1) Frontplatte der Halterungstonne | (2) vordere Befestigungsschraube |
| (3) Al-Frontplatte | (4) Bleiplatte |
| (5) Szintillatorplatte | (6) langer Wellenlängenschieber |
| (7) Al-Rückplatte | (8) Photodiode |
| (9) 0.2mm Stahlkasten | (10) hintere Befestigungsschraube |
| (11) Rückplatte der Halterungstonne | (12) Elektronikgehäuse |
| (13) Platine mit Vorverstärker und Kabeltreiber | |

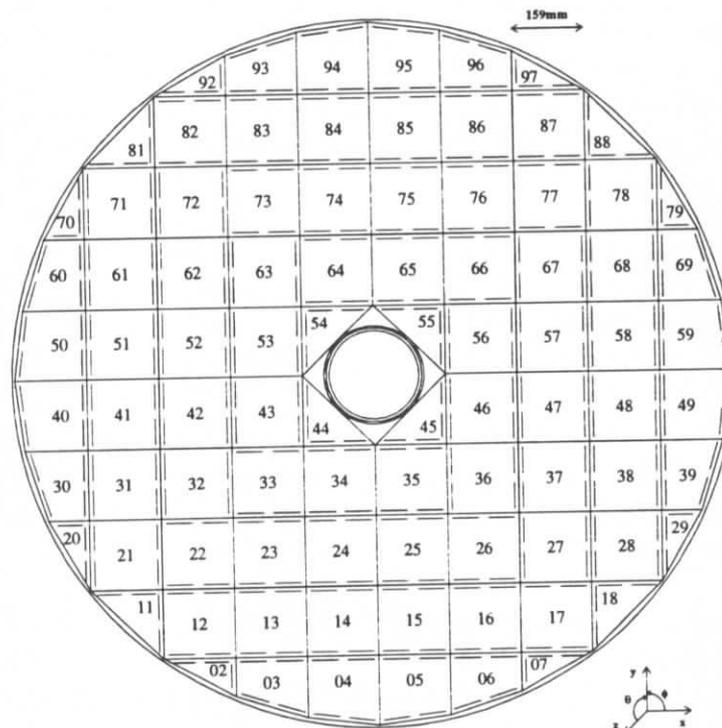


Abbildung 2.4: Das BEMC vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen mit der Numerierung der Module in der Halterungstonne.

An den Außenflächen der Module sind maximal vier Wellenlängenschieber (WLS) (6) montiert, die die gesamte Länge des Moduls abdecken.

Die Lage dieser WLS in der x-y-Ebene ist in Abb. 2.4 angedeutet. Bei den quadratischen und trapezförmigen Modulen werden diese sogenannten „langen“ WLS durch zwei kürzere ergänzt, die im hinteren Teil des Moduls an den verbleibenden zwei Seiten angebracht sind. Ein 0.3 mm dicker Nylonfaden sorgt für einen Luftspalt zwischen den Wellenlängenschiebern und dem Szintillator. Die gesamte Konstruktion wird in einem Edelstahlkasten (9) zusammengehalten. Die WLS werden mit insgesamt 472 Photodioden (8) ausgelesen und die Signale nach der Vorverstärkung (13) an die zentrale Elektronik weitergeleitet.

Einige technische und kalorimetrische Parameter des BEMC sind in Tab. 2.3 zusammengestellt.

Abstand Vertex-BEMC-Frontplatte	144.0 cm
Abstand Vertex-BEMC-1. Szintillatorplatte	146.1 cm
Abstand Vertex-BEMC-Ende der Samplingschichten	180.35 cm
mittlere Dichte $\bar{\rho}$ der Samplingschichten	$\bar{\rho}=4.61 \text{ g/cm}^3$
sensitive Länge	$21.59 X_0, 0.98\lambda, 34.25 \text{ cm}$
sensitive Länge von 15 Samplingschichten	$6.60 X_0, 0.29\lambda, 10.35 \text{ cm}$
Molière-Radius R_m	3.81 cm
min. sensitiver Radius ($0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$)	15.9 cm
max. sensitiver Radius	$\approx 79 \text{ cm}$
max. Winkelbereich (inkl. Aluminiumtonne)	$151.4^\circ \leq \theta \leq 176.7^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=0 \text{ cm}$)	$155.9^\circ \leq \theta \leq 173.7^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=+25 \text{ cm}$)	$158.7^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$
Winkelbereich (vollst. Einschluß, $z=-25 \text{ cm}$)	$152.3^\circ \leq \theta \leq 172.5^\circ$
Pseudorapiditäts-Bereich (vollst. Einschluß, $z=0 \text{ cm}$)	$-2.89 \leq \eta \leq -1.55$
BEMC-BPC-Akzeptanzbereich (3 Ebenen, $z=0 \text{ cm}$)	$155.4^\circ < \theta < 174.5^\circ$
max. BPC-Winkelbereich (1 Ebene, $z=0 \text{ cm}$)	$155.1^\circ < \theta < 174.5^\circ$
Gesamtgewicht inklusive der Aluminiumtonne	ca. 3000 kg

Tabelle 2.3: In der Tabelle sind einige technische und kalorimetrische Parameter des BEMC zusammengestellt. Als vollständiger Einschluß wird der Winkelbereich bezeichnet, für den eine, auf die Schauerachse bezogene, Strahlungslänge $\geq 21.5 X_0$ gegeben ist. Die vordere Aluminiumplatte wird dabei nicht berücksichtigt.

- (d) **Instrumentiertes Eisen [10]**: Der Detektor ist von einem mit Streamer-Kammern instrumentierten Eisenjoch umgeben, mit dem mögliche Leckverluste hadronischer Energie aus dem LAR-Kalorimeter und dem BEMC gemessen werden. Primär dient das Eisenjoch jedoch zur Rückführung des starken Magnetfelds.
- (e) **Luminositätsmonitor**: Der Luminositäts-Monitor besteht aus einem Elektron-Tagger (ET) und einem Photon-Detektor (PD). Der ET und der PD sind im Rückwärtsbereich innerhalb des HERA-Tunnels bei $z=-33.4 \text{ m}$ bzw. $z=-102.9 \text{ m}$ installiert. Vor dem PD befindet sich zum Schutz vor niederenergetischer Synchrotronstrahlung ein $2X_0$ starker Absorber aus Kupfer und Blei und ein Wasser-Čerenkovzähler der Dicke $1X_0$ als Veto-Zähler (VC) zur Selektion von Photonen,

Detektor	Strahlungslänge (X_0)	Wechselwirkungslänge (λ)	Kalibration $\Delta E/E$ (%)	A ($\% \cdot \sqrt{\text{GeV}}$)	B ($\% \cdot \text{GeV}$)	C (%)
LAR elektrom.	20-30	1-1.5	3-5	11.20(5)	15.2(4)	0.64(7)
LAR hadron.	80-120	4.7-8	7	46.1(7)	73(3)	2.6(2)
BEMC	21.59	0.98	1.9	10.0(3)	39(2)	2.3(1)
Plug	44.5	4.3	-	≈ 110	-	-
instr. Eisenjoch	≈ 43	4.5	-	≈ 100	-	-
Elektron-Tagger	21.5	-	≤ 1	10	-	1.0
Photon-Detektor	21.5	-	≤ 1	10	-	1.0

Tabelle 2.4: Technische und kalorimetrische Parameter der bei H1 verwendeten Kalorimeter. Die Werte für die Energieauflösung beziehen sich auf die Gleichung:

$$\sigma(E)/E = \sqrt{(A/\sqrt{E})^2 + (B/E)^2 + C^2} \quad (\text{mit } E \text{ in GeV})$$

die den Absorber ohne ein nachweisbares Signal durchqueren. Von der Protonenseite her wird der PD durch eine Eisenwand geschützt. Beide Luminositäts-Detektoren bestehen aus Kristall-Szintillatoren, die aus 49 (ET) bzw. 25 (PD) quadratischen Flächensegmenten aufgebaut sind, die einen Flächenbereich von insgesamt $15.4 \times 15.4 \text{ cm}^2$ (ET) bzw. $10.0 \times 10.0 \text{ cm}^2$ (PD) abdecken.

Die wesentliche Aufgabe des Luminositäts-Monitors ist die Bestimmung der absoluten Luminosität in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors. Er kann zusätzlich zur Identifizierung von Photoproduktionsereignissen (siehe Kap. 5.3.3) und zur Analyse harter radiativer Ereignisse der tiefunelastischen ep-Streuung eingesetzt werden [27].

Die absolute Luminosität wird durch die Messung der Koinzidenz von Elektron und Photon aus dem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungs-Prozess $ep \rightarrow ep\gamma$, dessen hinreichend großer Wirkungsquerschnitt bekannt ist, bestimmt. Untergrundreaktionen aus der Restgasstreuung im Strahlrohr $eA \rightarrow eA\gamma$ werden statistisch subtrahiert.

- Magnet [6]:** Ein supraleitender Magnet mit einem Durchmesser von 5.6 m umgibt das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Er erzeugt im Bereich des zentralen Spurrkammersystems ein homogenes Magnetfeld der Stärke $\approx 1.2 \text{ T}$. Die Lage außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters wurde gewählt, um das tote Material zwischen Wechselwirkungspunkt und dem Kalorimeter zu minimieren.
- Myon-Detektoren [9] [11]:** Neben dem instrumentierten Eisenjoch, mit dem Myonen in einem Winkelbereich von $6^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$ in den Streamer-Kammern nachgewiesen werden können, existiert ein speziell für Myonen konzipiertes Vorwärtsmyonspektrometer. Es dient zur Bestimmung der Impulse von Myonen in einem Bereich zwischen 5-200 GeV im extremen Vorwärtsbereich des H1-Detektors für Winkel von $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$. Das System besteht aus 2 Detektorebenen mit je 3 doppelten Driftkammern vor und hinter einem Toroid-Magneten. Die Ortsauflösung liegt bei $\sigma \leq 0.25 \text{ mm}$ und die Impulsauflösung bei $\sigma(p)/p \approx 24-36\%$ für Impulse im Bereich von 5-200 GeV.

7. Szintillatorwände:

- ToF :** Das Flugzeitsystem ToF besteht aus zwei Szintillatorebenen die senkrecht zur Strahlachse hinter dem BEMC bei $z = -1.95 \text{ m}$ (ToF1) und $z = -2.25 \text{ m}$

(ToF0) installiert sind. Die hohe Zeitauflösung von 2-4 ns erlaubt eine effiziente Unterdrückung von Strahl-Gas und Strahl-Wand Untergrundereignissen.

- (b) **Vetowände:** Zusätzlich zum ToF1 und ToF0 wurden zwei doppelte Vetowände (eine äußere Vetowand bei $z=-6.5$ m und eine innere Vetowand bei $z=-8.1$ m) senkrecht zur Strahlachse installiert. Sie dienen ebenfalls zur Untergrundunterdrückung.

8. **Der H1-Trigger:** Die Aufgabe des H1-Triggersystems ist es, physikalisch interessante ep-Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen, die mit einer wesentlich höheren Rate auftreten als die ep-Streueignisse. Dies wird durch folgende Abschätzung verdeutlicht:

Während der Datennahme im Jahr 1993 betrug die Datenrate vor der ersten Triggerstufe (L1) bei einer Durchschnittsluminosität von $0.27 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ungefähr 500 Hz [28]. Von diesen Ereignissen ist nur ein Bruchteil physikalisch interessant, wie die folgende Abschätzung zeigt:

Photoproduktion, der dominierende physikalische Prozeß bei HERA, führt bei einem totalen Wirkungsquerschnitt von $\approx 156 \mu\text{b}$ [29] zu einer Ereignisrate von ≈ 42 Hz. Ereignisse der tiefunelastischen Streuung besitzen bei einem deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt von $\approx 92 \text{ nb}$ [30] eine Ereignisrate von nur ≈ 0.025 Hz.

Der Untergrund setzt sich im wesentlichen aus strahlinduzierten Ereignissen zusammen, die durch folgende Prozesse entstehen:

- (a) **Strahl-Restgas Ereignisse:** Die Protonen können mit dem Restgas im Strahlrohr wechselwirken. Die Rate ist vom Strahlstrom der Protonen, der Qualität des Vakuums (HERA-Wert: $1\text{-}3 \cdot 10^{-9}$ Torr) und von der Zusammensetzung des Restgases abhängig. Da im Bereich des Wechselwirkungspunkts weniger Pumpen installiert sind, ist dort das Vakuum schlechter als in den Strahlrohrbereichen vor und hinter dem Wechselwirkungspunkt. Dies führt dazu, daß gerade in diesem Bereich die Rate der strahlinduzierten Untergrundereignisse besonders hoch ist. Elektron-Restgas Wechselwirkungen besitzen einen wesentlich geringeren Wirkungsquerschnitt, sind aber eine potentielle Untergrundquelle zu Ereignissen der tiefunelastischen Streuung bei niedrigen Impulsüberträgen Q^2 , da diese Art von Ereignissen nur schwer als Untergrund zu erkennen sind. Bei Design-Luminosität ist die Gesamtrate des Strahl-Restgas Untergrunds auf Werte von 1-3 kHz abgeschätzt [28].
- (b) **Strahl-Strahlrohrwand Ereignisse:** Die Rate der Protonenstrahl-Strahlrohrwand-Ereignisse ist durch die Lebensdauer und die Strahlstromstärke der Protonen im HERA-Ring bestimmt. Die Ereignisse werden durch Protonen erzeugt, die aus den Teilchenpaketen diffundieren oder herausgestreut werden. Bis auf einen Rest von etwa 1% wird der überwiegende Anteil dieser Protonen mit Hilfe von Kollimatoren absorbiert. Der Restanteil kann an mechanischen Teilen, wie z.B. am QS-Quadrupol-Magneten, der bei $z \approx -40$ m installiert ist, aufschauern und als hadronischer Schauer Energien bis zu einigen 100 GeV im Detektor deponieren. Bei einer mittleren Lebensdauer des Protonenstrahls von ≈ 20 Stunden (Design-Wert) und einer mittleren Verlustrate von $5 \cdot 10^5$ Protonen/s ist die Rate von Strahlwand-Ereignissen auf einen Wert von 40-250 kHz geschätzt [28].

Elektronstrahl-Strahlrohrwand-Ereignisse sind nicht von Bedeutung, da zum einen die Stromstärken geringer sind, zum anderen der Strahl besser fokussiert ist als der Protonstrahl.

- (c) **Synchrotronstrahlung:** Die Bahn der abgestrahlten Photonen verläuft überwiegend in der Nähe der Strahlachse. Da das Strahlrohr kurz vor Eintritt in den H1-Detektor gebogen ist, werden Photonen in den H1-Detektor gestreut und bilden eine Untergrundquelle, die durch geeignete Schnitte unterdrückt werden muß.

Der H1-Trigger ist als vierstufiger Trigger (Level 1-4) konzipiert. Die erste Triggerstufe, der L1-Trigger, arbeitet totzeitfrei und nutzt im wesentlichen charakteristische topologische Merkmale der Untergrundereignisse, um sie möglichst rasch als solche zu erkennen. Zu diesem Zweck liefern die verschiedenen Subdetektoren Informationen, die für die Selektion physikalisch interessanter Ereignisse verwendet werden. Die wichtigsten Triggerelemente, die der zentralen Triggerlogik für die Entscheidungsfindung von den Subdetektoren zur Verfügung gestellt werden, sind:

- (a) **Spurkammertrigger:** Die schnellen Signale der Vieldrahtproportionalkammern werden dazu verwendet, die z -Koordinate des Wechselwirkungspunkts abzuschätzen. Der Wert muß innerhalb eines Bereichs von ± 20 cm um die Nominalposition herum verteilt sein. Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 werden dazu verwendet, einen Wechselwirkungspunkt in der r - ϕ -Ebene zu rekonstruieren. Weiterhin wird die Zeitinformation des Flugzeitsystems mit der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunkts kombiniert, was die Unterdrückung von strahlinduzierten Ereignissen aus der Protonrichtung erlaubt.
- (b) **Flugzeittrigger:** Mit Hilfe der HERA-Zeitsynchronisation wird für jeden Szintillator der Szintillatorwände ToF 0 und ToF 1 ein Untergrund- und ein Ereigniszeitfenster definiert. Ereignisse aus der Wechselwirkungszone besitzen eine charakteristische Laufzeit zu den Szintillatorwänden von ≈ 14 ns. Die Messung der Laufzeit wird dazu ausgenutzt zwei Triggerelemente zu bilden, abhängig davon, ob die gemessene Laufzeit auf ein Ereignis im Ereigniszeit- oder Untergrundzeitfenster hindeutet. Das Triggerelement, das gesetzt wird, wenn ein Ereignis im Untergrundzeitfenster liegt, unterdrückt sehr effektiv strahlinduzierte Untergrundereignisse.
- (c) **BSET:** Die Aufgabe des BSET-Trigger [26] ist es, Elektronen aus der tiefunelastischen Streuung, die ins BEMC gestreut werden, zu erkennen. Aus diesem Grund ist der BSET-Trigger daraufhin optimiert, scharf lokalisierte Energiedepositionen im BEMC zu erkennen. Im BSET-Trigger werden für jedes BEMC-Modul die Analogsignale der Auslesekanäle mit den langen Wellenlängenschiebern aufsummiert³. Für jedes Modul sind zwei Energieschwellen, eine niedrige „LT“- (Low-Threshold) und eine hohe „HT“-Schwelle (High-Threshold) gesetzt:
- i. Die HT-Schwelle dient als Initiator eines sogenannten „Trigger-Clusters“, wenn diese Energieschwelle von einem Modul überschritten wird. Die HT-Schwellenwerte lagen für die Datennahme 1993 zwischen 2.3 GeV und 3.6 GeV. Die HT-Schwellen der Dreiecksmodule nahe des Strahlrohrs waren in dem gleichen Zeitraum auf einen Wert von 100 GeV gesetzt, so daß diese Module keine Clusterinitiatoren sein können.

³Vor Bildung der Energiesumme werden die Signalhöhen entsprechend der unterschiedlichen Lichtausbeute der einzelnen Module und Modultypen abgeglichen.

- ii. Module, deren Energie die LT-Schwelle überschreiten, werden bei der Bildung der Trigger-Cluster-Energie berücksichtigt. Durch die LT-Schwelle wird gewährleistet, daß auch geringere Energien in einem Modul, die bei der Verteilung der Energie der Elektronen auf mehrere Module auftreten können, registriert werden. Die Höhe der LT-Schwellenwerte liegt bei ca. $3-4 \sigma$ über dem Rauschen der BSET-Elektronik und wird individuell für jedes Modul eingestellt. Typische Werte für die niedrigen Schwellen sind $\approx 1.3 \text{ GeV}$.

Wenn ein Modul den HT-Schwellenwert überschritten hat, wird diese Energie zusammen mit den Energien der nächsten Nachbarn, deren Energien oberhalb des LT-Schwellenwertes liegen, zu der Trigger-Cluster-Energie E_{CL} aufsummiert. Abhängig von E_{CL} werden insgesamt drei Triggerelemente gebildet:

- i. „BSET-CL1“ : $E_{CL} \hat{=} 16$ Testpulser-Einheiten $\approx 4.3 \pm 1.1 \text{ GeV}$
- ii. „BSET-CL2“ : $E_{CL} \hat{=} 25$ Testpulser-Einheiten $\approx 7.7 \pm 1.0 \text{ GeV}$
- iii. „BSET-CL3“ : $E_{CL} \hat{=} 50$ Testpulser-Einheiten $\approx 16.9 \pm 1.6 \text{ GeV}$

Das Triggerelement mit der mittleren Energieschwelle BSET-CL2 ist während der Datennahme 1993 als Trigger für die Ereignisse der tiefunelastischen ep-Streuung bei niedrigen Impulsüberträgen $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ eingesetzt worden. Er wurde in Antikoinzidenz mit dem Flugzeitsystem betrieben, was bedeutet, daß das Ereignis innerhalb des Ereigniszeitfensters liegen muß.

Die Triggerelemente BSET-CL1 und BSET-CL3, sowie sechs weitere, die vom BSET-Trigger gebildet werden, wurden als Monitortrigger und zu Triggerstudien verwendet. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [26].

- (d) **Sonstige Trigger:** Ähnlich wie beim BEMC werden im LAR-Kalorimeter Trigger-Cluster gebildet, die sogenannten „Trigger-Tower“. Daraus werden dann Triggerelemente zur Elektronidentifizierung oder zur Erkennung fehlender transversaler Energie gebildet.

Das Luminositätssystem liefert Triggerelemente, die zur Selektion von Photo-produktionsereignissen und radiativen Ereignissen aus der tiefunelastischen ep-Streuung eingesetzt werden. Für die Bestimmung der Luminosität in der Wechselwirkungszone wird das System unabhängig vom H1-Trigger betrieben.

Für die Triggerung von Ereignissen mit Myonen aus der kosmischen Strahlung und der Produktion schwerer Quarks werden Informationen aus dem instrumentierten Eisenjoch und dem Myonspektrometer herangezogen.

Die Entscheidung, ob ein Ereignis gespeichert werden soll oder nicht, kann nicht in 96 ns, der Zeit zwischen zwei Kollisionen von Elektron- und Protonpaket („Bunchcrossing“), getroffen werden. Der L1-Trigger ist als ein totzeitloser Trigger konzipiert. Die Detektorinformation aus jedem Bunchcrossing wird solange in einer elektronischen Pipeline gehalten, bis die Triggerentscheidung, die $\approx 2.3 \mu\text{s}$ benötigt, gefallen ist. Die Pipelinestruktur erlaubt es, die Datennahme totzeitfrei so lange durchzuführen, bis der L1-Trigger eine positive Entscheidung getroffen hat. Das Ereignis wird ausgelesen und den nachfolgenden 3 Triggerstufen übergeben, von denen während der Datennahme 1993 nur der L4-Trigger im Einsatz war. In dieser Triggerstufe wird mit Hilfe mehrerer parallel arbeitender Prozessoren bereits ein Teil der Datenrekonstruktion durchgeführt, so daß die gesamte Detektorinformation für den Entscheidungsprozeß zur Verfügung steht.

Fällt die Entscheidung positiv aus, wird das Ereignis schließlich auf Band aufgezeichnet. Diesem Schritt schließt sich die vollständige Rekonstruktion und die Klassifikation der Daten an, häufig auch Triggerstufe L5 genannt. Die Daten stehen dann für die physikalische Analyse zur Verfügung.

2.3 Ereignis- und Detektorsimulation

Der H1-Detektor ist ein großes komplexes System, mit Komponenten, die sich gegenseitig beeinflussen können. Es ist aus diesem Grund sehr schwierig, die Antwort des Detektors auf eine vorgegebene physikalische Situation oder die Wirkung verschiedener Selektionsschnitte abzuschätzen. Man führt deswegen Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen) durch, die die gesamte Physik und die Reaktion des H1-Detektors auf diese Physik simulieren. Diese MC-Rechnung teilt sich in zwei Prozessschritte auf.

Im ersten Schritt wird ein spezieller physikalischer Prozeß mit Hilfe eines sogenannten MC-Generators generiert. In dieser Analyse wird das Programmpaket DJANGO [31] mit zwei Parametrisierungen der Strukturfunktion zur Simulation der tiefunelastischen Streuung verwendet. DJANGO basiert auf dem Programm HERACLES [32] zur Simulation der elektroschwachen Wechselwirkung und dem Programm LEPTO [33] zur Simulation des hadronischen Endzustands im Rahmen des sogenannten „Colour-Dipole-Modells“ [34]. Die Hadronisierung und Fragmentation des gestreuten Quarks und des Protonrestes wird mit Hilfe des MC-Programms JETSET [35] durchgeführt, das auf dem „Lund-Stringmodell“ beruht.

Im zweiten Schritt werden alle generierten Ereignisse einer Detektorsimulation unterzogen. Die geometrische Beschreibung und die Materialbeschaffenheit der einzelnen Detektorkomponenten ist in das Programmpaket GEANT [36] eingebettet. Mit Hilfe dieses Programms (H1SIM) kann die Antwort des H1-Detektors auf die durch den MC-Generator vorgegebene physikalische Situation simuliert werden. Die simulierten Ereignisse werden anschließend, genau wie die Daten, mit Hilfe des Programms H1REC rekonstruiert und stehen dann für die Analyse und den Vergleich mit der Messung zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Analyse werden MC-Simulationen der tiefunelastischen Streuung und MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds verwendet. Es zeigt sich, daß die Physik der tiefunelastischen Streuung gut mit Hilfe der Parametrisierung MRSH [37] zu beschreiben ist. Eine Übersicht über die durchgeführten Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung ist in Tab. 5.5 in Kap. 5.6 zu finden. Eine Beschreibung der MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds ist in Kap. 5.3.2 zu finden.

Im weiteren Verlauf wird in vielen Figuren die Bezeichnung „MC“ oder „MRSH(92)“ verwendet. Es handelt sich in diesem Fall um die MC-Simulationen der tiefunelastischen Streuung auf der Basis der Parametrisierung MRSH. Die Notation „MRSH(92)+ γ -p-Untergrund“ zeigt an, daß in diesem Fall eine Mischung aus MC-Ereignissen der tiefunelastischen Streuung und des Photoproduktionsuntergrunds untersucht wird. Das Mischungsverhältnis wird dabei mit Hilfe von Tab. 5.1 in Kap. 5.3.2 bestimmt.

Kapitel 3

Die Energie- und Ortsrekonstruktion im BEMC

Bei der Analyse der tiefunelastischen ep-Streuung spielt neben der Bestimmung der Energie des gestreuten Elektrons die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts eine entscheidende Rolle. Das vom Wechselwirkungspunkt kommende Elektron erzeugt, wenn es in den Akzeptanzbereich der BPC fällt, dort einen oder mehrere Treffer und löst anschließend in der Verlängerung der Achse Wechselwirkungspunkt-BPC-Treffer einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter aus. Diesen Zusammenhang nutzt man bei der Selektion des Elektronkandidaten in zweierlei Hinsicht aus:

1. Es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen der Abstand zwischen Schauerposition und dem nächstliegenden BPC-Treffer einen vorgegebenen Wert nicht überschreitet. Auf diese Weise lassen sich wirksam Untergrundereignisse aus Photoproduktionsprozessen verwerfen. Als Beispiel, das die Wichtigkeit der genauen Rekonstruktion verdeutlicht, sei ein Ereignis genannt, bei dem ein geladenes Pion mit einem oder zwei Photonen in den Rückwärtsbereich gestreut wird, wobei das Pion einen BPC-Treffer erzeugt und die Photonen einen elektromagnetischen Schauer im BEMC. Je genauer der Schauerschwerpunkt bekannt ist, desto besser läßt sich entscheiden, ob der Schauer und der BPC-Treffer von demselben Teilchen verursacht wurden.
2. Der BPC-Treffer, der dem Schauerschwerpunkt am nächsten liegt, wird zur Berechnung des Elektronstreuwinkels verwendet. Da das Elektron mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 50% [38] vor der BPC aufschauert, tritt sehr häufig der Fall ein, daß mehrere BPC-Treffer erzeugt werden. Wird der Schauerschwerpunkt systematisch falsch berechnet, führt dies dazu, daß systematisch der „falsche“ BPC-Treffer zur Berechnung des Streuwinkels herangezogen wird. Da die kinematischen Variablen x und Q^2 eines Ereignisses in dieser Analyse über die Energie und Streuwinkel des Elektrons bestimmt werden, hätte eine unverstandene Systematik in der Bestimmung des Elektronwinkels unkontrollierte Migrationen in der x - Q^2 -Ebene zur Folge. Dies würde sich unmittelbar in einer fehlerhaften Bestimmung der Strukturfunktion F_2 auswirken.

Bei der Berechnung des Schauerschwerpunkts und der Schauerenergie wird die Information aus den einzelnen Modulen des BEMC zu einer größeren Struktur, dem sogenannten „Cluster“, verknüpft. Da das Verständnis dieses Algorithmus für die weitere Diskussion sehr

wichtig ist, wird er in Kap. 3.1 vorgestellt. Anschließend wird in Kap. 3.2 die Berechnung des Schauerschwerpunkts mit zwei verschiedenen Verfahren diskutiert. In Kap. 3.2.3 wird dann demonstriert, wie Druckeffekte auf die Wellenlängenschieber dazu führen, daß die y-Koordinate des Schauerschwerpunkts systematisch zu groß bestimmt wird. Nach Korrektur dieses Effekts wird in Kap. 3.2.4 die erreichte Auflösung in der Berechnung des Schauerschwerpunkts diskutiert und mit Resultaten aus MC-Simulationen verglichen. In Kap. 3.3 werden die Ergebnisse dieses Kapitels zusammengefaßt.

3.1 Der Cluster-Algorithmus

Die Rekonstruktion der gemessenen Energiedeposition im BEMC erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird die gemessene Ladung der 472 Photodioden in eine kalibrierte Energie umgewandelt. Aus den Signalen D_j der langen Wellenlängenschieber wird für jedes Modul i die Modulenergie E_i berechnet¹:

$$E_i = \frac{1}{4} \sum_{Diode=1}^4 g_{Diode} D_{Diode} \quad (3.1.1)$$

g_{Diode} ist dabei ein diodenspezifischer Kalibrierungsfaktor. Elektromagnetische Schauer im BEMC besitzen einen Molière-Radius von ca. $R_m=3.8$ cm, was bedeutet, daß innerhalb einer Kreisfläche von $F(1 \cdot R_m)=\pi R_m^2$ etwa 90% der Energie des elektromagnetischen Schauers deponiert werden. Ein quadratisches Modul besitzt eine Kantenlänge von 15.89 cm, so daß bei zentralem Einschub mehr als 90% der Schauerenergie in diesem Modul absorbiert werden. Trifft das Elektron dagegen im Randbereich eines Moduls auf, verteilt sich die Energie abhängig vom Einschubpunkt auf mehrere Module. Für eine genaue Energiemessung ist es deswegen erforderlich, die Module zu sogenannten Clustern zu verknüpfen. Die Energie des gestreuten Elektrons ergibt sich aus der Clusterenergie E_{clu} , die aus der Summe der Modulenergien E_i gebildet wird:

$$E_{clu} = \sum_{i=1}^{N_{clu}} E_i \quad (3.1.2)$$

Zur Bildung der Cluster wird nach Modulen gesucht, in denen lokal die größte Energiedeposition gemessen wird. Liegt diese Energie oberhalb eines Schwellenwertes, der in der Analyse von 1993 den Wert von $3\sigma_{Rauschen} \approx 390$ MeV betrug², wird dieses Modul zusammen mit den direkten Nachbarn zu einem Cluster zusammengefaßt, wie es in Abb. 3.1a graphisch veranschaulicht ist.

In Abb. 3.1b ist die Situation dargestellt, daß direkt neben dem gebildeten Cluster ein weiterer rekonstruiert wird. Die beiden Cluster überlappen sich in zwei Modulen. Diese beiden Module werden keinem der beiden Cluster zugeordnet, sondern werden als zwei separate Cluster bestehend aus nur einem Modul geführt. Die Energie der beiden Module wird keinem der beiden eigentlichen Cluster zugeordnet und ist für die Energiemessung verloren. Dieser Mechanismus wird umso wahrscheinlicher, je mehr Cluster im BEMC rekonstruiert werden. Dies ist Abb. 3.2a demonstriert. Bei Anstieg der Anzahl der rekonstruierten Cluster

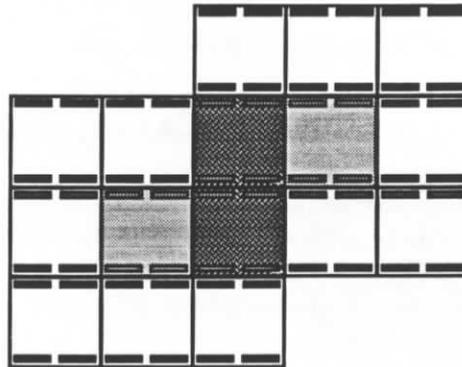
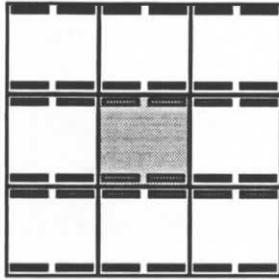
¹Mit Ausnahme der kleinen Dreiecke besitzen alle Module vier lange Wellenlängenschieber. Die kleinen Dreiecke spielen für diese Analyse keine Rolle, so daß sie in der weiteren Diskussion nicht berücksichtigt werden.

²Das elektronische Rauschen pro Diode beträgt ≈ 260 MeV [24], und damit wegen Gl. 3.1.1 das Rauschen pro Modul ≈ 130 MeV.

a) 1 Cluster gebildet aus 9 Modulen

b) 2 Cluster gebildet aus je 7 Modulen

+ 2 Cluster gebildet aus je 1 Modul



Clusterinitiator (das lokal energiereichste Modul)



Module, deren Energie keinem Cluster zugeordnet werden

Abbildung 3.1: Zwei Beispiele für die Bildung von Clustern. In (a) wird ein isolierter Cluster erzeugt, in (b) werden insgesamt 4 Cluster generiert. Zwei davon bestehen aus 7 Modulen, und zwei weitere (dunkel schattiert) aus nur einem Modul.

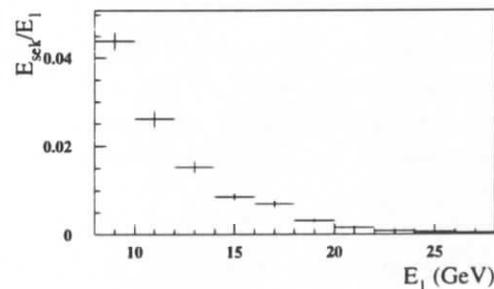
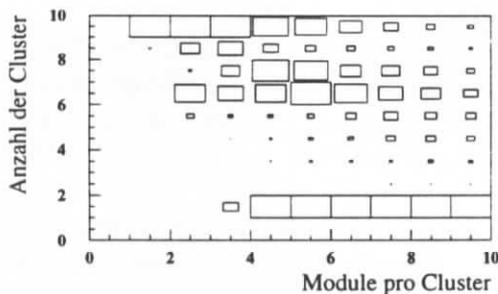


Abbildung 3.2: Im linken Bild ist illustriert, wie sich die Anzahl der Module pro Cluster mit der Gesamtzahl der Cluster im BEMC verringert. Cluster, die nur aus einem Module bestehen, stammen aus dem Überlappbereich zweier Cluster. Rechts, ist dargestellt, wieviel Energie relativ zur Energie des energiereichsten Clusters E_1 an die einzelligen Cluster in den Überlappbereichen E_{sek} verlorengeht. Erwartungsgemäß steigt dieses Verhältnis zu kleinen Energien hin an.

im BEMC steigt ebenfalls die Anzahl der einzelligen Cluster aus den Überlappbereichen.

Gerade bei kleinen Energien des gestreuten Elektrons aus der tiefunelastischen ep-Streuung erwartet man, daß die Wahrscheinlichkeit zur Bildung zusätzlicher Cluster wächst, da aus kinematischen Gründen der Jet des getroffenen Quarks in den Rückwärtsbereich gestreut wird. Abb. 3.2b bestätigt genau die Erwartung. Der Energieverlust an die Cluster, die aus einem Modul bestehen, wächst mit sinkender Elektronenergie. Dies ist einer der Gründe, warum sich Orts- und Energieauflösung zu kleineren Elektronenergien hin verschlechtern³.

3.2 Die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts

Für die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts im BEMC stehen zwei Verfahren zur Verfügung, die im folgenden beschrieben und miteinander verglichen werden. Verfahren A wurde 1992 benutzt. Verfahren B wurde erst 1993 entwickelt und für die H1-Analysen verwendet.

3.2.1 Verfahren A

Mit einer Xe-Lampe wurde für jeden Modultyp unter Laborbedingungen UV-Licht an 14×14 Rasterpunkten in eine Szintillatorplatte eingekoppelt. Jedes Modul, mit Ausnahme der kleinen Dreiecke⁴, wird von vier Kanälen ausgelesen, bei denen das Licht über die langen Wellenlängenschieber gesammelt wird. Nur diese Auslesekanäle sind relativ zueinander gut kalibriert und sind für die Energiebestimmung und Ortsrekonstruktion brauchbar. Die vom Einkoppelort abhängigen relativen Signalhöhen sind für jeden Modultyp in Tabellen gespeichert. Bei der Rekonstruktion wird umgekehrt das gemessene Signalverhältnis in einem Modul in den zugehörigen Schauerschwerpunkt pro Modul (x_i^{cog}, y_i^{cog}) umgerechnet⁵. Der Schwerpunkt des Clusters $(x_{clu}^{cog}, y_{clu}^{cog})$ berechnet sich wie folgt aus den N_{clu} Modulen, die den Cluster bilden:

$$\begin{pmatrix} x_{clu}^{cog} \\ y_{clu}^{cog} \end{pmatrix} = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{i=1}^{N_{clu}} \begin{pmatrix} x_i^{cog} \\ y_i^{cog} \end{pmatrix} E_i \quad (3.2.3)$$

Der Schauerschwerpunkt in z-Richtung kann auf direkte Weise nicht mit dem BEMC gemessen werden, da die Lichtsammlung integriert über die Gesamtlänge des Moduls erfolgt. Abgeleitet von einer Parametrisierung des mittleren Schauerprofils [39] kann die Tiefe des Schauermaximums t_{max} , in Einheiten der Strahlungslänge X_0 als

$$t_{max} \approx \ln \frac{E}{E_{cri}} + C_1 \quad (3.2.4)$$

parametrisiert werden. Für die Weglänge t_{med} , bis zu der die Hälfte der Energie des einlaufenden Teilchen deponiert wird, gilt ebenfalls eine logarithmische Abhängigkeit von der Anfangsenergie E des einlaufenden Teilchens:

$$z_{clu}^{cog} \approx t_{med} \approx \ln \frac{E}{E_{cri}} + C_2. \quad (3.2.5)$$

³Dieser Effekt kann stark reduziert werden, wenn die Schwellenenergie für die Initialisierung eines Clusters, wie in der Analyse der Daten des Jahres 1992 (1 GeV), größer gewählt wird. Dadurch wird die Bildung von niederenergetischen Clustern unterdrückt. Allerdings macht dies die Analyse des Energieflusses in Rückwärtsrichtung schwieriger, weswegen 1993 der niedrigere Schwellenwert gewählt wurde.

⁴Bei den kleinen Dreiecken sind aus Platzgründen nur drei lange Wellenlängenschieber installiert.

⁵Die Abkürzung „cog“ steht für „center of gravity“.

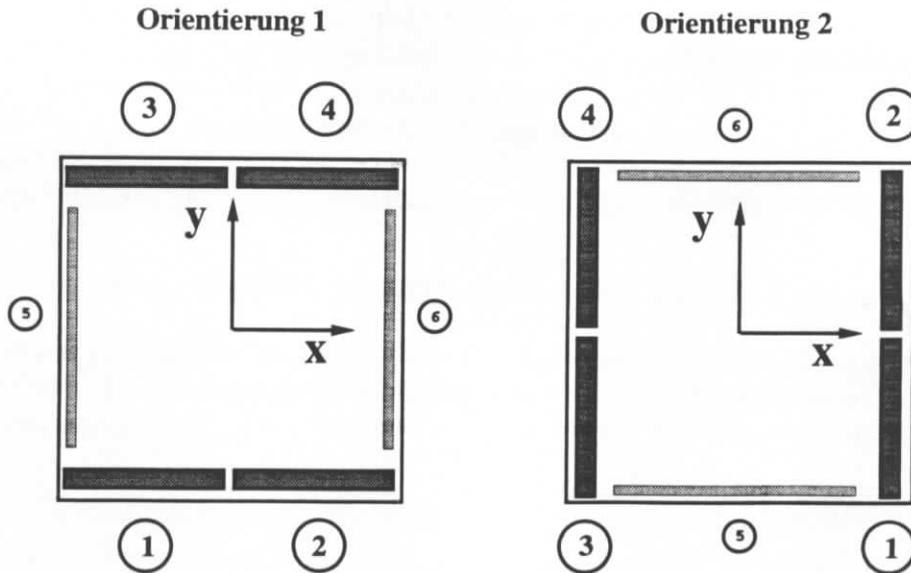


Abbildung 3.3: Illustration der zwei möglichen Orientierungen eines quadratischen Moduls im BEMC

Die kritische Energie E_{cri} und die Strahlungslänge X_0 sind materialabhängig, die Konstanten C_1 und C_2 sind davon abhängig, ob ein Elektron oder ein Photon den Schauer ausgelöst hat. Die Parameter sind theoretisch nur schwer für einen Detektor vorhersagbar und müssen experimentell bestimmt werden. Detaillierte Diskussionen über das Problem der Parametrisierung elektromagnetischer Schauer finden sich in [40, 41]. Die nur logarithmische Abhängigkeit von $z_{\text{clu}}^{\text{cog}}$ von der Energie E des Teilchens war Motivation in der Analyse der Daten des Jahres 1992 den Schauerschwerpunkt in z -Richtung auf $z_{\text{clu}}^{\text{cog}} \approx 12 \text{ cm}$ bezüglich der Oberfläche des BEMC zu fixieren.

3.2.2 Verfahren B

Die Tabellen, die in Verfahren A verwendet werden, sind unter kontrollierten Laborbedingungen erstellt worden, in der weder eine Stickstoffatmosphäre noch ein starkes Magnetfeld vorhanden waren. Beide Randbedingungen beeinflussen die Lichtabstrahlung im Szintillator in einer Größenordnung von je 10% [42, 43]. Es ist deswegen nicht überraschend, daß sich Inhomogenitäten in Form von Anhäufungen in den Eckbereichen der Module ergeben (Abb. 3.5a). Dies ist Motivation, den Schauerschwerpunkt durch eine geeignete Parametrisierung direkt aus den Signalen der Wellenlängenschieber zu bestimmen. Das Verfahren wird im folgenden beschrieben:

In Abb. 3.3 ist ein quadratisches Modul mit den beiden im BEMC vorkommenden Orientierungen skizziert. Die langen Wellenlängenschieber sind von eins bis vier nummeriert, die kurzen Wellenlängenschieber tragen die Nummern fünf und sechs. Da Orientierung 2 aus Orientierung 1 durch eine Drehung um 90° hervorgeht, ist es ausreichend, sich auf eine der Orientierungen (Orientierung 1) zu beschränken. Als Maß für den Schwerpunkt der Energiedeposition in Modul i bezüglich seines geometrischen Mittelpunkts ist es naheliegend die Größen D_x und D_y aus den Diodensignalen D_j des j -ten Kanals in folgender Form zu

definieren:

$$D_x = \frac{(D_2 + D_4) - (D_1 + D_3)}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4}, \quad D_y = \frac{(D_3 + D_4) - (D_1 + D_2)}{D_1 + D_2 + D_3 + D_4} \quad (3.2.6)$$

Beschränkt man sich auf Ereignisse, in denen mehr als 75% der Clusterenergie in einem der Module enthalten ist, läßt sich die Korrelation der Größen D_x und D_y mit dem „wahren“ Schauerschwerpunkt im Einzelmodul untersuchen. Dieser wird mit Hilfe der BPC und einem abgeschätzten Schwerpunkt in z-Richtung berechnet. Die Korrelation läßt sich, wie in Abb. 3.4 gezeigt ist, mit folgenden hyperbolischen Funktionen geeignet parametrisieren:

$$x_i^{cog} = P_{x_1} \sinh(P_{x_2} \cdot D_x), \quad y_i^{cog} = P_{y_1} \tanh(P_{y_2} \cdot D_y) \quad (3.2.7)$$

Eine mögliche Energieabhängigkeit der Parametrisierung (3.2.7) ist, wie Untersuchungen an Teststrahlendaten zeigen, zu vernachlässigen. Der Schauerschwerpunkt (x_{clu}^{cog} , y_{clu}^{cog}) wird wie bei

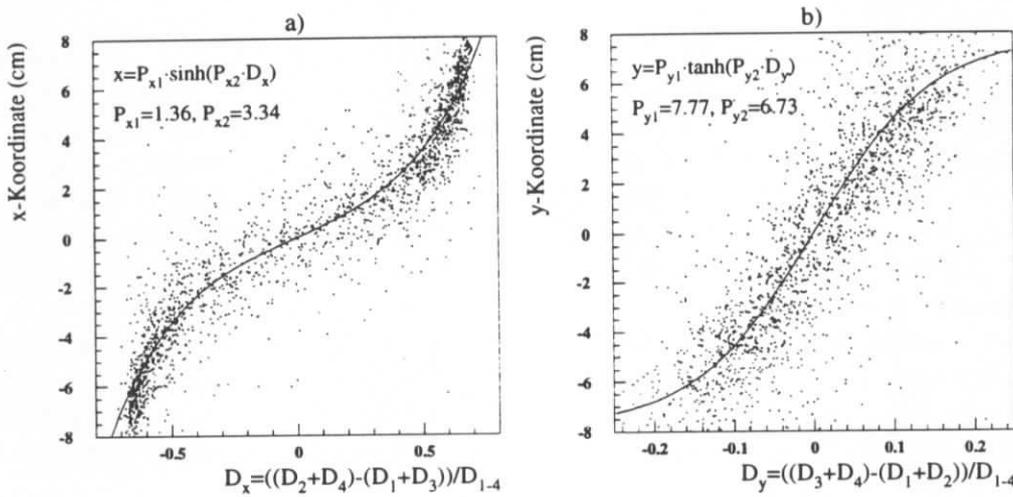


Abbildung 3.4: Dargestellt ist die Abhängigkeit der Größen D_x und D_y von dem Einschubort in x-Richtung (a) und y-Richtung (b). Selektiert wurden Daten mit einer Energie zwischen 10 und 30 GeV und Schnitten gegen Photoproduktionsuntergrund. Die Verteilung läßt sich gut mit zwei einfachen hyperbolischen Funktionen beschreiben.

Verfahren A nach Gl. 3.2.3 berechnet. Den Schauerschwerpunkt in z-Richtung parametrisieren wir nach Gl. 3.2.5 durch

$$z_{clu}^{cog} = X_0 \cos \theta \left(\ln \frac{E_{clu}}{E_{cri}} + K \right), \quad (3.2.8)$$

mit $X_0 = 1.59$ cm, $E_{cri} = 0.0089$ GeV [24]. E_{clu} ist die gemessene Energie (Clusterenergie) des einlaufenden Elektrons/Photons, θ der Auftreffwinkel. Der Unsicherheit hinsichtlich der Werte von X_0 , E_{cri} und C_2 aus Gl. 3.2.3 wird dadurch Rechnung getragen, daß die Konstante K in Gl. 3.2.8 als ein freier Parameter behandelt wird. Die insgesamt 5 freien Parameter P_{x_1} , P_{x_2} , P_{y_1} , P_{y_2} und K werden durch Minimierung des Abstands zwischen Schauerschwerpunkt und BPC-Treffer bestimmt. Um zweifelhafte Fälle zu vermeiden, werden nur Ereignisse verwendet, bei denen genau ein BPC-Treffer im näheren Umkreis des Schauerschwerpunkts

rekonstruiert wird. Da bei der von H1 verwendeten MC-Simulation die laterale Ausdehnung der elektromagnetischen Schauer im BEMC im Mittel zu schmal simuliert wird [24], ist es erforderlich, die Parameter getrennt für die MC-Simulation und die Daten zu bestimmen. Die Ergebnisse der Optimierung sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Auf eine Fehleranalyse wird

	Daten	MC-Simulation
P_{x_1}	1.36	0.81
P_{x_2}	3.34	4.45
P_{y_1}	7.77	8.98
P_{y_2}	6.73	6.72
K	2.30	1.20

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der optimierten Werte der Parameter für Verfahren B.

verzichtet, da die Parameter physikalisch nur schwer interpretierbar sind und im Endeffekt nur die Ortsauflösung der berechneten Schauerposition interessiert.

Ein wichtiger Test für die Güte der Ortsrekonstruktion ist die Überprüfung, ob der Schauerschwerpunkt homogen in der x-y-Ebene des BEMC rekonstruiert wird. In Abb. 3.5 ist die Position des Clusters in der x-y-Ebene zusammen mit der Modulstruktur des BEMC für die alte (links oben) und neue (rechts oben) Rekonstruktion für die Daten des Jahres 1993 dargestellt. Deutlich zu sehen sind Anhäufungen in den Eckbereichen, die bei Verwendung von Verfahren B verschwinden.

In der Graphik links unten ist für simulierte Ereignisse Verfahren B mit demselben Parametersatz verwendet worden wie er für die Daten ermittelt wurde. Die Randbereiche der Module sind stark entvölkert und die Modulstruktur wird deutlich sichtbar. Mit Parametern, die für die MC-Simulation (rechts unten) separat bestimmt wurden, verschwinden diese Inhomogenitäten fast vollständig.

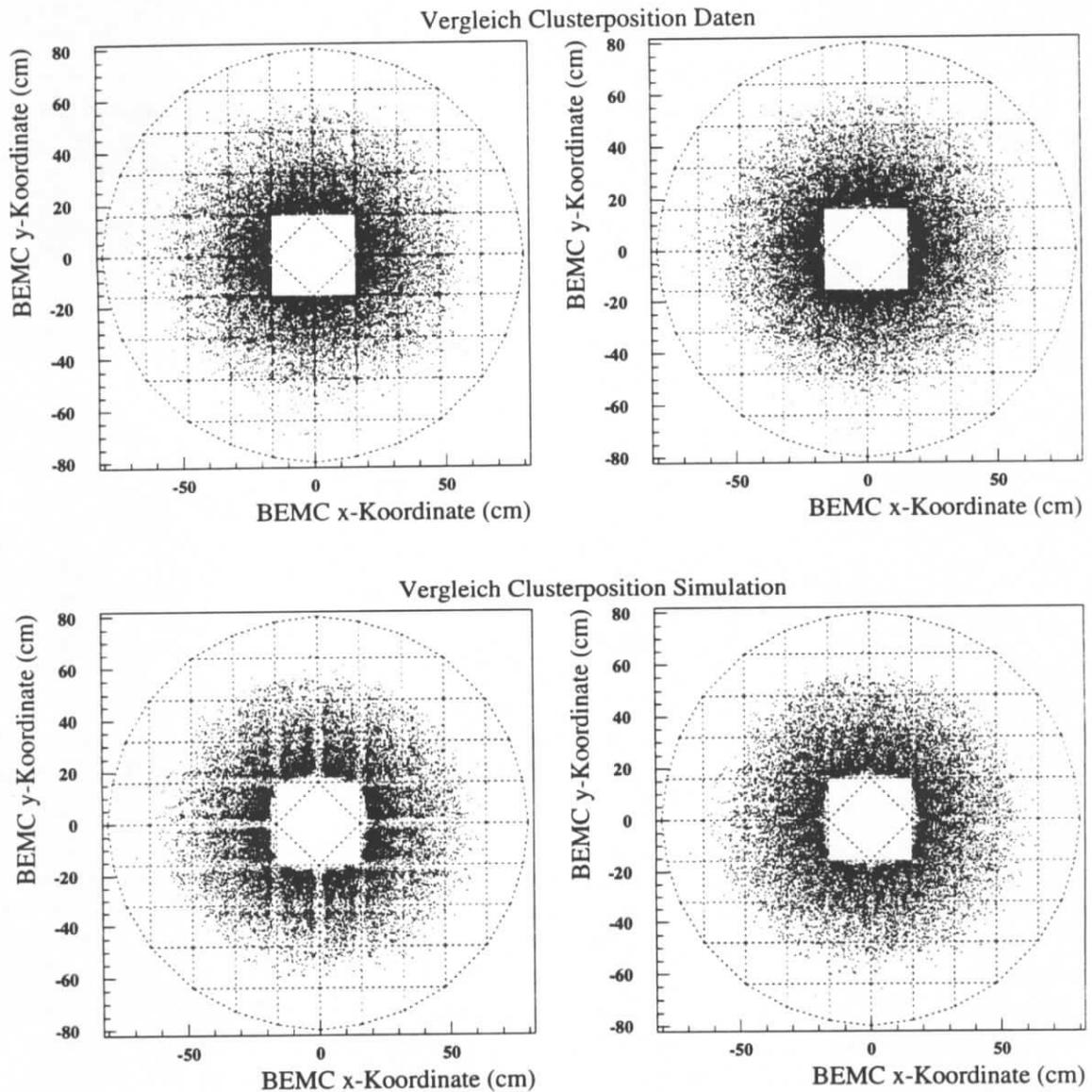


Abbildung 3.5: **Daten:** Figur 1 (links oben) zeigt den Schauerschwerpunkt in der x - y -Ebene berechnet nach Verfahren A. Die deutlich sichtbaren Anhäufungen in den Modulecken verschwinden bei Berechnung der Schauerposition nach Verfahren B, Figur 2 (rechts oben). **MC-Simulation:** Figur 3 (links unten) zeigt die Schauerposition berechnet nach Verfahren B aber mit dem an den Daten optimierten Parametersatz. Die Ausdünnung in den Randbereichen der Module verschwindet bei Verwendung des Parametersatz, der für die MC-Simulation optimiert wurde.

3.2.3 Die Position des BEMC in y-Richtung

Es herrschte lange Zeit Unklarheit darüber, an welcher y-Position das System BPC-BEMC relativ zum Gesamtdetektor installiert ist. Es war zu beobachten, daß die Verteilung des Abstands BPC-Treffer-Schauerschwerpunkt, projiziert auf die y-Achse, um -0.44 ± 0.01 cm in y-Richtung verschoben ist. Dieser Effekt tritt bei entsprechender Projektion auf die x-Achse

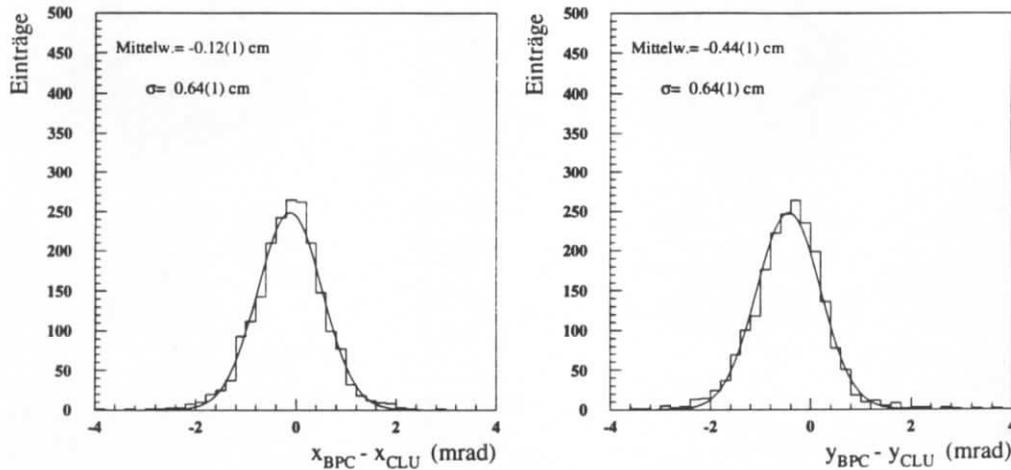


Abbildung 3.6: Dargestellt ist die auf die x und y Koordinate projizierte Abstandsverteilung zwischen BPC-Treffer und parallaxen korrigierter Clusterposition. Selektiert sind Ereignisse mit genau einem rekonstruierten BPC Punkt. Deutlich zu sehen die Verschiebung von ≈ -0.45 cm in y Richtung

nicht auf und ist auch in der MC-Simulation nicht zu beobachten. Graphisch ist diese Beobachtung in Abb. 3.6 dargestellt. Mit Hilfe zusätzlicher Detektorinformation aus der CIP und CIZ konnte gezeigt werden, daß die BPC in x- wie in y-Richtung im Rahmen der Fehler gut zentriert ist. Die gleiche Asymmetrie in y-Richtung wie zwischen BEMC und BPC zeigt sich auch zwischen CIP/CIZ und BEMC. Hinweise zur Lösung des Problems bringt eine genauere Untersuchung der Abstandsverteilungen zwischen BPC und BEMC. Bei Ereignissen, bei denen mehr als 75% der Energie entweder in einem der quadratischen Module mit Orientierung 1 oder mit Orientierung 2 enthalten ist, ist die Ortsrekonstruktion hauptsächlich durch das entsprechende Modul bestimmt. Die Abstandsverteilung zwischen BPC-Treffer und Schauerschwerpunkt, die sich für diese Ereignisse ergibt ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die beobachtete Verschiebung in y wird demnach hauptsächlich von Modulen verursacht, bei denen die Wellenlängenschieber auf der Ober- und Unterseite des Moduls (Orientierung 1) montiert sind (Abb. 3.3), so daß die untenliegenden Wellenlängenschieber einem permanenten Druck durch das erhebliche Gewicht des Moduls von etwa 50 kg ausgesetzt sind. Die Lichtleitung des Szintillationslichts im Wellenlängenschieber erfolgt zum größten Teil durch Totalreflexion. Um die Totalreflexion im Wellenlängenschieber zu ermöglichen, wird der direkte optische Kontakt zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber durch einen dünnen Nylonfaden verhindert, der um die Wellenlängenschieber gewickelt wird. Denkbar ist, daß durch den permanent hohen Druck der Nyldrath in das Material des Wellenlängenschiebers hineingedrückt wird, und damit der Luftspalt zwischen Wellenlängenschieber und Modulkern verschwindet. Die Folge wäre eine verminderte Lichtleitungseffizienz der unteren gegenüber der oberen Wel-

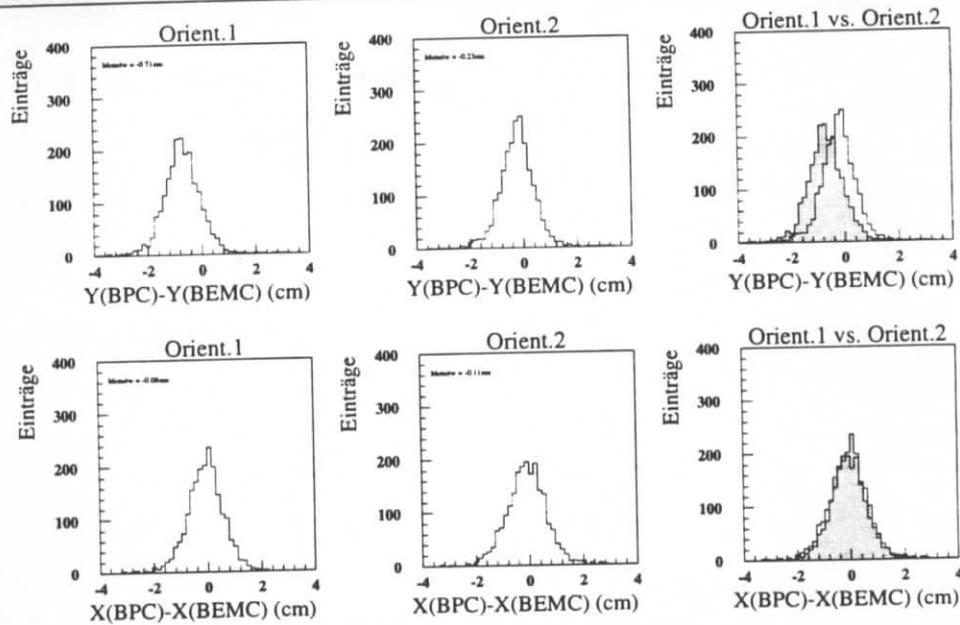


Abbildung 3.7: Zu sehen ist die Abstandsverteilung zwischen der BPC und der parallaxenkorrigierten Clusterposition auf die x- oder y-Koordinate zwischen BPC-Treffer und Clusterposition.

lenlängenschieber. Dies würde dazu führen, daß die y-Position des Clusters fälschlicherweise zu hoch rekonstruiert wird, was mit der Beobachtung übereinstimmt (Abb. 3.7).

Unterstützt wird die Hypothese durch Untersuchungen der Signalabnahme der Module an Teststrahldaten [24]. Bei Modulen mit Orientierung 1 ist eine stärkere Signalabnahme, d.h. eine stärkere Alterung, als bei Modulen mit Orientierung 2 beobachtet worden. Der oben erläuterte Druckeffekt könnte ebenfalls die Ursache dafür sein.

Der Effekt wird für diese Analyse dadurch korrigiert, daß die Signale der untenliegenden Wellenlängenschieber der entsprechenden Module um $\approx 3\%$ hochskaliert werden. Die in Abb. 3.6 illustrierte Asymmetrie zwischen BPC- und Clusterposition in y-Richtung ist nach der Korrektur (Abb. 3.8) im wesentlichen kompensiert.

Die Ursachen für die verbleibenden Verschiebungen in der x- und y-Koordinate von der Größenordnung 1-2 mm lassen sich nur schwer spezifizieren. Denkbar sind eine ganze Reihe von Gründen, wie

1. geometrische Verschiebungen des Systems BPC-BEMC gegenüber dem Gesamtdetektor⁶
2. statische Probleme innerhalb des BEMC⁷
3. unbekannte Druckeffekte innerhalb eines Moduls, die die Lichteffizienz des Szintillators beeinflussen können [24]
4. Unebenheiten der Frontplatte des BEMC, auf der die BPC angeschraubt ist [45]
5. Verschiebungen von innerem und äußerem Befestigungsring der BPC Drähte gegeneinander [45]

⁶Eine Neigung von ≈ 5 mrad bezüglich der z-Achse ist tatsächlich gemessen worden [44].

⁷Die Module, die in der Aluminiumtonne an Front- und Rückseite aufgehängt sind, könnten sich unter ihrem hohen Gewicht von ca. 50 kg etwas durchbiegen.

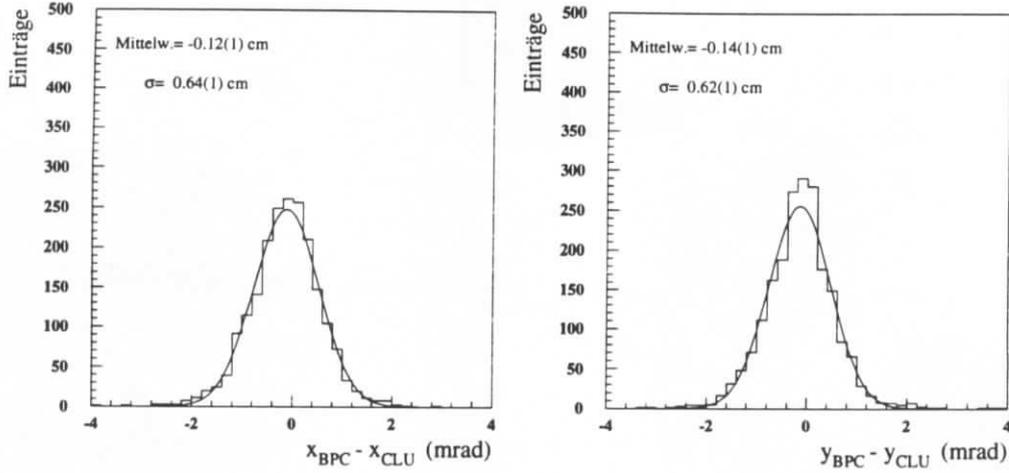


Abbildung 3.8: Dargestellt ist die auf die x - und y -Koordinate projizierte Abstandsverteilung zwischen BPC-Treffer und parallaxenkorrigerter Clusterposition nach der beschriebenen Skalierung der Diodensignale. Die Asymmetrie in y -Richtung ist im Vergleich zu Abb. 3.6 deutlich verringert.

	$\sigma_{\theta_{\text{BPC}}} \text{ (mrad)}$	$\sigma_{\theta_{\text{BPC}}} \text{ (mrad)}, (N_{\text{BPC}}=1)$
Daten	2.5 ± 0.3	1.7 ± 0.7
MC	2.2 ± 0.1	1.9 ± 0.2

Tabelle 3.2: Die Auflösung $\sigma_{\theta_{\text{BPC}}}$ des Streuwinkels θ_{BPC} nach [23] für alle Ereignisse (linke Spalte) und für Ereignisse mit genau einem BPC-Treffer (rechte Spalte).

3.2.4 Die Bestimmung des Streuwinkels θ_{clu}

Der Winkel θ_{clu} des gestreuten Elektrons kann mit Hilfe der radialen Koordinaten des Clusterschwerpunkts ($R_{\text{clu}}, \phi_{\text{clu}}, z_{\text{clu}}$) und des Wechselwirkungspunktes ($R_{\text{v}}, \phi_{\text{v}}, z_{\text{v}}$) bestimmt werden. Vernachlässigt man die sehr kleine radiale Abweichung des Wechselwirkungspunktes, ist der Winkel durch

$$\tan \theta_{\text{clu}} = \frac{R_{\text{clu}}}{z_{\text{clu}} - z_{\text{v}}} \quad (3.2.9)$$

gegeben. Die Auflösung $\sigma_{\theta_{\text{clu}}}$ des Streuwinkels θ_{clu} kann durch Vergleichsmessungen mit der BPC bestimmt werden, deren Winkelauflösung bekannt ist und in Tab. 3.2 zusammengestellt ist. Mit den gegebenen Winkeln $\theta_{\text{BPC}}, \theta_{\text{Diff}} = \theta_{\text{clu}} - \theta_{\text{BPC}}$ und den dazugehörigen Auflösungen $\sigma_{\theta_{\text{BPC}}}, \sigma_{\theta_{\text{Diff}}}$ läßt sich die Auflösung $\sigma_{\theta_{\text{clu}}}$ hinreichend genau $\mathcal{O}(1\%)$ durch

$$\sigma_{\theta_{\text{clu}}} \approx \sqrt{(\sigma_{\theta_{\text{Diff}}}^2 - \sigma_{\theta_{\text{BPC}}}^2)} \quad (3.2.10)$$

bestimmen. Der Einfluß der Ortsauflösung des Wechselwirkungspunktes in z -Richtung kann vernachlässigt werden.

Einen störenden Einfluß auf die Bestimmung der Winkelauflösung könnten Untergrundeignisse haben, die Elektronen im BEMC vortäuschen können. Die dominierende Untergrundquelle stellen Ereignisse aus der Photoproduktion dar. Es zeigt sich jedoch, daß $\sigma_{\theta_{\text{Diff}}}$ nur

wenig sensitiv auf diesen Untergrund ist, da die Breite der Verteilung θ_{Diff} durch den flach darunterliegenden Photoproduktionsuntergrund nur gering beeinflusst wird. Trotzdem wird der Untergrund, wie in Kap. 5.3.2 beschrieben, statistisch subtrahiert. Damit ergibt sich gemittelt über den Winkelbereich von $160\text{-}174^\circ$ und den Energiebereich von $8\text{-}30\text{ GeV}$ die in Tab. 3.3 und Tab. 3.4 angegebene Winkelauflösung. Einschließlich aller Korrekturen ist damit im

Daten			
	Verfahren A	Verfahren B	Verfahren B mit Korrektur in y
$\sigma_{\theta_{\text{clu}}-\theta_{\text{BPC}}} \text{ (mrad)}$	7.27 ± 0.06	6.68 ± 0.04	5.80 ± 0.04
$\sigma_{\theta_{\text{clu}}} \text{ (mrad)}$	6.83 ± 0.13	6.19 ± 0.13	5.23 ± 0.15

Tabelle 3.3: Vergleich der zwei Verfahren zur Ortsrekonstruktion. Die Winkelauflösung ist nach allen Korrekturen um 25% gegenüber der Rekonstruktion nach Verfahren A verbessert.

Daten		
	$N_{\text{BPC}} \geq 1$	$N_{\text{BPC}} = 1$
$\sigma_{\theta_{\text{clu}}} \text{ (mrad)}$	5.23 ± 0.15	5.01 ± 0.16
MC		
$\sigma_{\theta_{\text{clu}}} \text{ (mrad)}$	4.44 ± 0.03	3.90 ± 0.04

Tabelle 3.4: Winkelauflösung in Abhängigkeit von der Anzahl der BPC-Treffer.

Vergleich zu der Rekonstruktionsstrategie von Verfahren A, das für die Analyse der Daten des Jahres 1992 verwendet wurde, eine Verbesserung der Winkelauflösung um 25% erreicht. Die Energieabhängigkeit der Winkelauflösung ist in Abb. 3.9a für Daten und in Abb. 3.9b für die MC-Simulation illustriert. Dort wurde ebenfalls über einen Winkelbereich von 160° bis 174° integriert und der geschätzte Photoproduktionsuntergrund (siehe Kap. 5.3.2) statistisch subtrahiert. Abb. 3.9 ist zu entnehmen, daß sich die Winkelauflösung zu kleinen Energien hin verschlechtert, was auf verschiedene Ursachen zurrückzuführen ist:

1. Das Verhältnis von elektronischem Rauschen zur Clusterenergie verschlechtert sich. Aus Gl. 3.2.3 läßt sich näherungsweise eine $(\delta E_{\text{Rauschen}}/E_{\text{clu}})$ -Abhängigkeit der Auflösung ableiten.
2. Zu kleineren Energien hin tritt vermehrt der Fall ein, daß sich Cluster überlappen. Durch das Herausnehmen der Module im Überlappbereich aus der Energiesummation wird die Ortsauflösung beeinträchtigt.

Auffallend ist, daß der Anstieg in der MC-Simulation wesentlich ausgeprägter ist als in den Daten. Dies läßt sich durch Inhomogenitäten innerhalb des BEMC erklären, die in der MC-Simulation nicht berücksichtigt sind.

Durch eine zusätzliche gaußförmige Verschmierung der Clusterposition in der MC-Simulation kann die Winkelauflösung der Messung angeglichen werden. Die nötige Breite der Verschmierung in Abhängigkeit der Energie kann Abb. 3.10 entnommen werden. Die Funktion

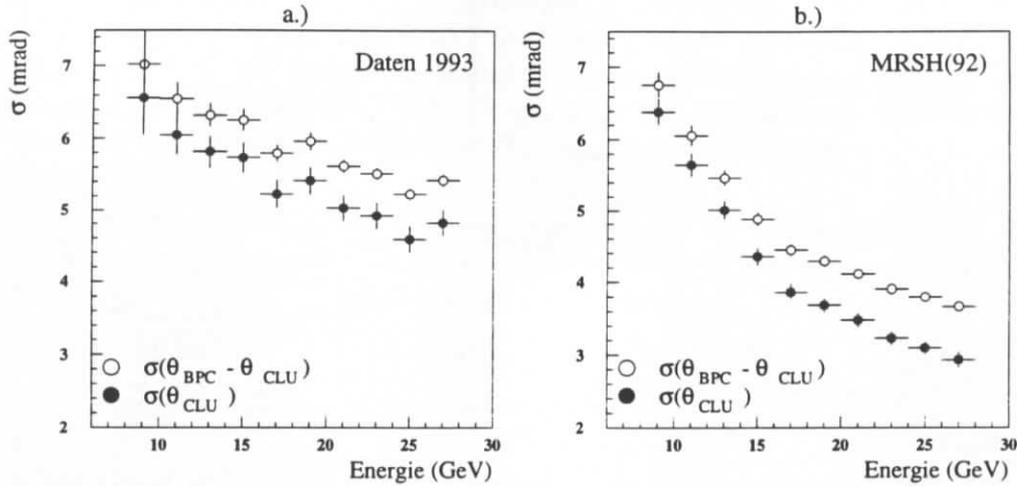


Abbildung 3.9: Dargestellt ist die Energieabhängigkeit der Winkelauflösung im BEMC a.) für die Daten des Jahres 1993 (Verfahren B mit Korrektur in y -Richtung), und b.) entsprechend für die MC-Simulation (Verfahren B)

läßt sich durch

$$\sigma(E) = \begin{cases} 3.82 \pm 0.10 & E > 14.6 \\ (0.36 \pm 0.15) \cdot E - (1.42 \pm 2.00) & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.2.11)$$

parametrisieren. Nach Anwendung dieser Korrekturfunktion erreicht man eine gute Übereinstimmung der Winkelauflösung zwischen MC-Simulation und Daten. Illustriert ist dies in Abb. 3.11, in der die Abstandsverteilung zwischen BPC-Treffer und Schauerschwerpunkt vor und nach der Korrektur im Vergleich zwischen Daten und MC-Simulation gezeigt ist.

Die Winkelabhängigkeit ist im Vergleich zur Energieabhängigkeit ein kleiner Effekt. Über den gesamten Winkelbereich ist die Schwankung in der MC-Simulation wie auch in den Daten kleiner als 10%. Tendentiell ist eine Verschlechterung der Winkelauflösung zu kleineren Winkeln hin zu beobachten.

3.3 Zusammenfassung

In der Einleitung ist motiviert worden, warum eine gute Ortsrekonstruktion des gestreuten Elektrons im BEMC wichtig für die Analyse der tiefunelastischen ep -Streuung ist.

In Kap. 3.1 ist der Clusteralgorithmus vorgestellt worden, der die Basis für die Rekonstruktion von Energie- und Schauerschwerpunkt des gestreuten Elektrons bildet.

In Kap. 3.2 wurden zwei Verfahren eingeführt, mit denen der Schauerschwerpunkt berechnet werden kann. Verfahren A ist für die Analyse der Daten des Jahres 1992 verwendet worden. Verfahren B ist neu entwickelt worden und besitzt neben einer um etwa 25% verbesserten Ortsauflösung den Vorteil, daß es sich, wie in Abb. 3.5 demonstriert, leicht an verschiedene Rahmenbedingungen anpassen läßt.

Anschließend wurde die Winkel- und Energieabhängigkeit der Winkelauflösung diskutiert. Die Winkelauflösung in der MC-Simulation ist erwartungsgemäß besser als in den Daten. Durch eine künstliche zusätzliche Verschmierung der gemessenen Clusterposition läßt sich dieser Unterschied korrigieren.

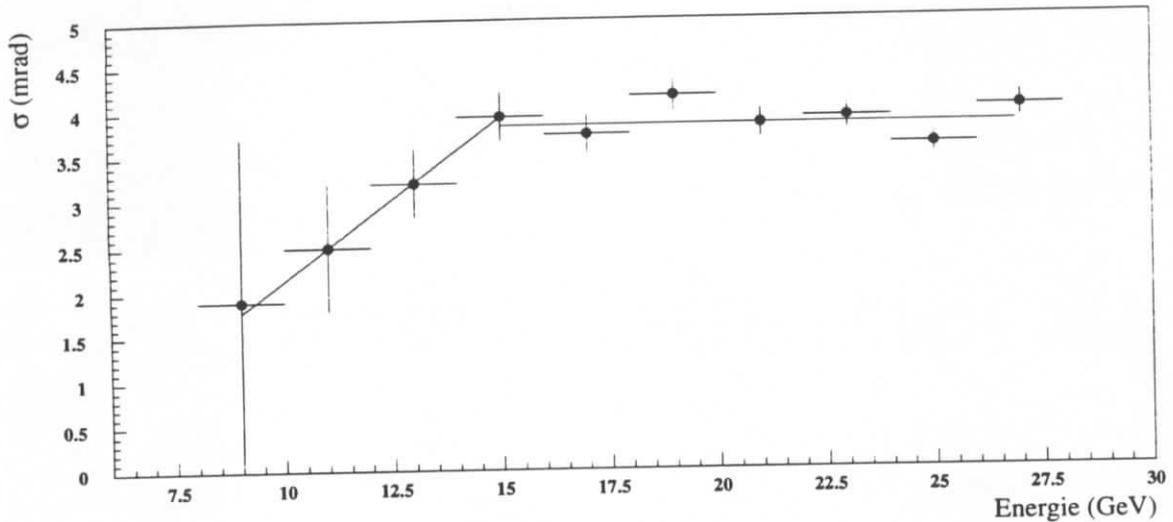


Abbildung 3.10: Aufgetragen ist die nötige Breite mit der die Clusterposition in der MC-Simulation verschmiert werden muß, um eine Angleichung an die Daten zu erreichen. Ebenfalls eingezeichnet ist eine einfache Parametrisierung der Funktion, siehe Text.

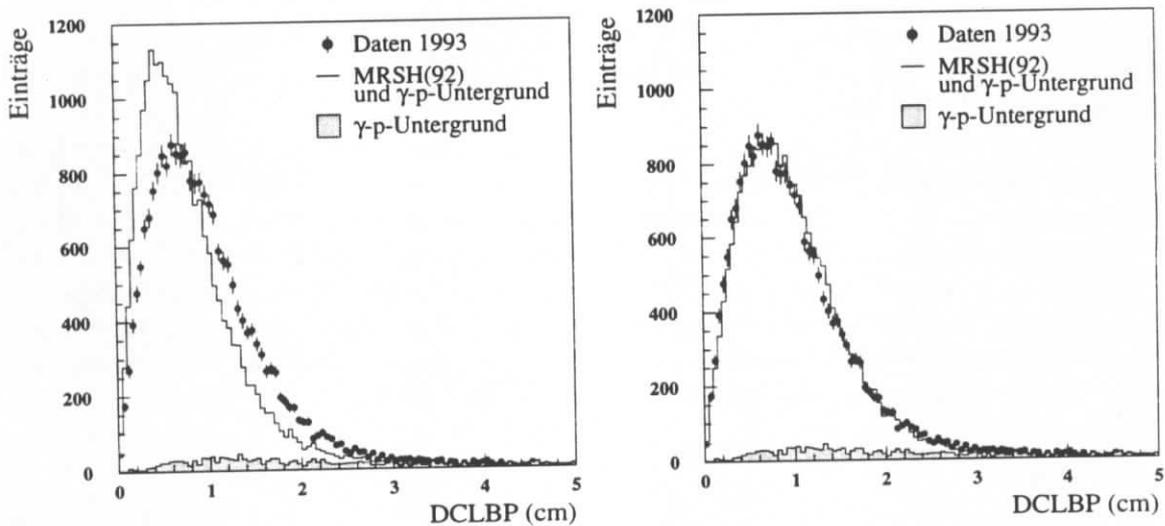


Abbildung 3.11: Auf dem linken Bild ist die Abstandsverteilung (DCLBP; Distance to Closest BPC Point) zwischen nächstem BPC-Treffer und der parallaxenkorrigierten Clusterposition dargestellt. Dabei wurden die Analyseschnitte durchgeführt, die in Kap. 5.5 beschrieben sind. Der Photoproduktionsuntergrund ist mit Hilfe von MC-Simulationen abgeschätzt Kap. 5.3.2. Die MC-Simulation der Ereignisse der tiefunelastischen Streuung basiert auf der Strukturfunktionsparametrisierung MRSH. Links dargestellt die Verteilung ohne die zusätzliche Verschmierung der Clusterposition, rechts die Verteilung nach der Korrektur nach Gl. 3.2.11.

Kapitel 4

Die Kalibration des BEMC

4.1 Einführung

Im folgenden Kapitel wird die Kalibration des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters BEMC vorgestellt. Zunächst soll klargestellt werden, in welchem Sinne der Begriff **Kalibration** in dieser Analyse verwendet wird. Im Vorgriff auf Kap. 5.7 wird deswegen kurz auf die Methode eingegangen, mit der die Strukturfunktion F_2 gemessen wird. Wegen des Zusammenhangs

$$F_2(x, Q^2) \propto \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \quad (4.1.1)$$

ist es experimentell notwendig, den Wirkungsquerschnitt in einem endlichen Flächenelement $\Delta S = \Delta x \Delta Q^2$ in der x - Q^2 -Ebene zu bestimmen, wobei die kinematischen Variablen der Ereignisse aus der tiefunelastischen ep -Streuung in dieser Analyse aus dem Winkel und der Energie des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Beide Größen lassen sich mit einem Detektor nicht beliebig genau bestimmen. Ein Kalorimeter wie das BEMC besitzt zum einen eine endliche Energieauflösung durch Samplingfluktuationen und elektronisches Rauschen (Kap. 4.2), zum anderen können Leckverluste in Bereichen zwischen den Modulen oder Energieverluste im toten Material vor dem Kalorimeter auftreten. Diese Effekte führen zu einer fehlerhaften Bestimmung der Ereigniskoordinaten in der x - Q^2 -Ebene. Der im Flächenelement ΔS gemessene Wirkungsquerschnitt muß auf den tatsächlichen Wirkungsquerschnitt mit einer Korrekturfunktion $A(x, Q^2)$ zurückgerechnet werden¹:

$$\frac{\Delta^2\sigma}{\Delta x \Delta Q^2} = \frac{1}{A(x, Q^2)} \frac{\Delta^2\sigma_{\text{Messung}}}{\Delta x \Delta Q^2} \quad (4.1.2)$$

Die Akzeptanz² $A(x, Q^2)$ wird in dieser Analyse mit Hilfe von MC-Simulationen bestimmt. $A(x, Q^2)$ ist genau dann exakt bestimmt, wenn bei wiederholtem Einschub von Elektronen mit fester Energie an einen festgelegten Punkt des Kalorimeters die Antwortverteilungen, die im Detektor gemessen und durch die MC-Simulation erzeugt werden, übereinstimmen und dies für beliebig gewählte Energien und Einschubpunkte gilt. Es ist also für die Bestimmung

¹Verschiebungen durch andere Effekte, wie beispielsweise die Abstrahlung energiereicher Photonen vom einlaufenden Elektron, werden vernachlässigt. Details dazu finden sich in Kap. 5.7.

²Die durch Gl. 4.1.2 definierte Akzeptanzfunktion $A(x, Q^2)$ wird in der Literatur [17, 46] auch als „verschmierte Akzeptanz“ (smeared acceptance) bezeichnet, da durch sie die Verschmierungen der Ereigniskoordinaten in der x - Q^2 -Ebene korrigiert werden.

von F_2 notwendig, daß die MC-Simulation das Antwortverhalten des Detektors mit all seinen Inhomogenitäten möglichst genau wiedergibt. Die Reduzierung der Breite der Antwortverteilung, was einer Verbesserung der Energieauflösung entspricht, ist in diesem Zusammenhang von nur sekundärem Interesse.

Die Vorgehensweise in diesem Kapitel richtet sich nach diesen Vorgaben. Nach einer Diskussion über die Energieauflösung des BEMC in Kap. 4.2 und einem kurzen Überblick über die Teststrahlanalysen in Kap. 4.3 wird in Kap. 4.4 kurz auf die elektronische Kalibration eingegangen. In Kap. 4.5 wird dann erläutert, wie sich die Homogenität des BEMC verbessern läßt. Es wird eine Korrektur der MC-Simulationen vorgestellt, mit der das Antwortverhalten des Detektors besser beschrieben werden kann. Anschließend wird in Kap. 4.6 und Kap. 4.7 eine Anpassung der Antwortverteilungen zwischen MC-Simulation und Messung mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt. Diese Anpassung wird im weiteren Verlauf als **Kalibration** bezeichnet werden. Detektoreffekte, die nicht von der MC-Simulation beschrieben werden, führen zu einer fehlerhaften Akzeptanzfunktion $A(x, Q^2)$. Diese Effekte werden als **systematische Fehler** bezeichnet. Als mögliche Fehlerquellen sind zum Beispiel Effekte wie Nichtlinearitäten in der optischen und elektronischen Ausleseketten oder nichtkontrollierte Energieverluste durch unbekanntes totes Material vor dem Kalorimeter in Betracht zu ziehen. Sie werden in Kap. 4.8 diskutiert und abgeschätzt. In Kap. 4.9 schließlich werden die wichtigsten Resultate zusammengefaßt.

4.2 Die Energieauflösung

Die Energiemessung in Kalorimetern basiert auf der totalen Absorption der einlaufenden Teilchen durch kaskadenartige inelastische Reaktionen mit dem Detektormaterial. Die Anzahl N der Sekundärteilchen, die in einer solchen Kaskade erzeugt wird, ist näherungsweise proportional zur einlaufenden Energie E , d.h. es gilt: $E \sim N$. Die Fluktuationen in der Anzahl dieser produzierten Teilchen begrenzen prinzipiell die Energieauflösung des Detektors:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{\sigma(N)}{N} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (4.2.3)$$

Dieser sogenannte „Samplingterm“ ist für das BEMC experimentell mit Hilfe von Teststrahl-
daten zu

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{Sampl}} = \frac{0.100(3)\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \quad (4.2.4)$$

bestimmt worden [24, 38]. Auch ohne Aktivität im Kalorimeter liefert die Ausleseketten Photodiode-Vorverstärker ein Pedestal-Signal, dessen Breite als elektronisches Rauschen bezeichnet wird. Das elektronische Rauschen ist energieunabhängig und besitzt pro Kanal einen Wert von ≈ 260 MeV (Kap. 3.1). Setzt man voraus, daß das Rauschen in den einzelnen Kanälen unkorreliert ist, addiert sich das Rauschen bei Bildung eines Clusters, der aus neun Modulen besteht, zu einem Wert von $\approx 390(20)$ MeV. Die bei dieser Konstellation erreichte Energieauflösung, die im folgenden als **intrinsische Energieauflösung** bezeichnet werden soll, ergibt sich zu³:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{\text{intr}} = \left(\frac{0.100(3)\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}\right)_{\text{Sampl}} \oplus \left(\frac{0.39(2)\text{ GeV}}{E}\right)_{\text{Rausch}} \quad (4.2.5)$$

³Mit „ \oplus “ wird die quadratische Fehleraddition bezeichnet.

Da kein Kalorimeter perfekt ist, verschlechtert sich die Energieauflösung durch Leckverluste, Inhomogenitäten zwischen den Modulen und Alterungseffekte. Diese Art von Fluktuationen sind im allgemeinen proportional zur Energie und werden in einem zusätzlichen Term, der gewöhnlich als **konstanter Term** bezeichnet wird zusammengefaßt. Für das BEMC ist für die Analyse des Jahres 1992 ein Wert von 0.028(5) gemessen worden [38], so daß die Energieauflösung für diesen Zeitraum

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{BEMC} = \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{intr} \oplus 0.028(5) \quad (4.2.6)$$

betrug. Korrekturen von Inhomogenitäten verringern den Wert des konstanten Terms und verbessern damit die Energieauflösung. Dies wird unter anderem Gegenstand der Untersuchungen in Kap. 4.5 sein. Im Gegensatz dazu läßt sich die intrinsische Energieauflösung nicht weiter verbessern⁴

4.3 Kalibration am Teststrahl

Das BEMC wurde vor der ersten Datennahme im Jahr 1992 in einer Reihe von Testmessungen bei DESY und am CERN detailliert untersucht. Ziel dieser Messungen waren

1. Die absolute Kalibration der einzelnen Module mit Elektronen definierter Energie und mit Hilfe von kosmischen Myonen,
2. Untersuchung der Linearität,
3. Messungen zur Elektron-Pion-Trennung im Teststrahl,
4. Studien zur Homogenität, Ortsauflösung und Alterung der Module.

Die Details der Messungen und die Ergebnisse sind in [24, 38] eingehend beschrieben, so daß im folgenden nur auf die wichtigsten Punkte eingegangen wird.

4.3.1 Kalibration der quadratischen Module

Alle quadratischen Module wurden in Teststrahlungsmessungen am DESY bei einer Elektronenergie von 5 GeV absolut kalibriert. Die Signale der vier Kanäle mit den langen Wellenlängenschiebern wurden in diesen Messungen auf eine Genauigkeit von $\approx 0.5\%$ relativ zueinander bestimmt. Der systematische Fehler dieser Kalibration beträgt 1-2%, wobei die Ungenauigkeit des Teststrahls von $\approx 0.4\%$ und Alterungseffekte, die in dem Meßzeitraum von 35 Tagen zu einer Abnahme der Signalstärke von 0.4-1.1% pro Modul führten, die Hauptfehlerquellen darstellen [24, 38].

4.3.2 Kalibration der Randmodule

Die Randmodule wurden mit Hilfe kosmischer Myonen kalibriert, indem die relative Lichtausbeute dieser Module bezüglich der kalibrierten quadratischen Module bestimmt wurde.

⁴Der elektronische Rauschterm ließe sich durch Schnitte gegen das Rauschen oder durch Veränderung des Clusteralgorithmus verringern [38].

Die Energieskala bezüglich der quadratischen Module ist auf diese Weise mit einer Genauigkeit von 5% gegeben [38]. Diese Messungen werden mit einer relativen Genauigkeit von 10% durch Analysen bestätigt, die anhand von CERN- und DESY-Teststrahlendaten an den Randmodulen durchgeführt wurden [47].

4.3.3 Kalibration der kurzen Wellenlängenschieber

Die quadratischen und großen Trapez-Module sind (Kap.2.2) mit zwei zusätzlichen Wellenlängenschiebern ausgestattet, die die letzten 15 Szintillatorplatten überdecken. Die Kalibration dieser kurzen Wellenlängenschieber wurde mit Hilfe von 120 GeV-Myonen am CERN durchgeführt, die das BEMC als minimalionisierende Teilchen durchqueren. Aus dem Verhältnis zwischen den Signalen der kurzen und der langen Wellenlängenschieber, gewichtet mit den entsprechenden Lichtakzeptanzen, wurden die Kalibrationskonstanten mit einer Genauigkeit von 11% bestimmt.

Die kurzen Wellenlängenschieber waren dazu gedacht, die Elektron-Pion-Trennung zu unterstützen. In der Praxis stellte sich dies als sehr problematisch heraus, da zum einen die kurzen Wellenlängenschieber nicht gut kalibriert sind, zum anderen die geringe hadronische Absorptionslänge von $\approx 1\lambda$ kein ausreichend signifikantes hadronisches Signal liefert.

4.4 Die elektronische Kalibration

Die bisher geschilderten Kalibrationsschritte betreffen die optische Auslekette vom Szintillationslicht bis zum elektronischen Analogsignal der Photodiode. Schwankungen und Nichtlinearitäten in der elektronischen Auslekette wurden wöchentlich mit Hilfe von Testpulsersignalen, die die elektronische Auslekette durchlaufen, gemessen und korrigiert. Die erreichte Stabilität liegt in einer Größenordnung von $\approx 0.1\%$ [27].

4.5 Untersuchung der Homogenität des BEMC

Die Doppelwinkelmethode erlaubt durch Messung der Winkel des hadronischen Jets θ_{jet} und des gestreuten Elektrons θ_e eine vom BEMC unabhängige Bestimmung der Elektronenergie. Diese Methode wird im folgenden zur Kalibration und zum Studium der Homogenität und Zeitstabilität des BEMC verwendet.

4.5.1 Die Doppelwinkelmethode

Die Energie des gestreuten Elektrons kann durch Messung des Winkels des hadronischen Jets θ_{jet} und des Winkels des gestreuten Elektrons θ_e bei Kenntnis der Energie E des einlaufenden Elektrons bestimmt werden [38]:

$$E_{2\alpha} = \frac{E \sin \theta_{jet}}{\sin \theta_{jet} + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \theta_{jet})} \quad (4.5.7)$$

Die Hauptschwierigkeit bei dieser Methode ist die Rekonstruktion des Polarwinkels θ_{jet} des hadronischen Jets. Es wurde in [17] gezeigt, daß θ_{jet} mit Hilfe der Jacquet-Blondel Variablen y_{JB} und Q_{JB}^2 (Kap. 1.7) als

$$\cos \theta_{jet} = \frac{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) - 4E^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) + 4E^2 y_{JB}^2} = \frac{\sum_h E_h \cos \theta_h}{\sum_h E_h} \quad (4.5.8)$$

berechnet werden kann, wobei sich die Summation über alle Teilchen h des hadronischen Endzustands mit Streuwinkel θ_h und Energie E_h erstreckt. Der so bestimmte Winkel θ_{jet} ist nahezu unabhängig von der Bestimmung der Energie E_h und damit insensitive auf eine mögliche Mißkalibration des LAR-Kalorimeters.

Bei kleinen Werten von y_e , d.h. bei einer Energie des gestreuten Elektrons nahe der Strahlenergie von ≈ 26.7 GeV, läßt sich $E_{2\alpha}$ aus kinematischen Gründen mit hoher Auflösung bestimmen. Dies ist in Abb. 4.1 illustriert.

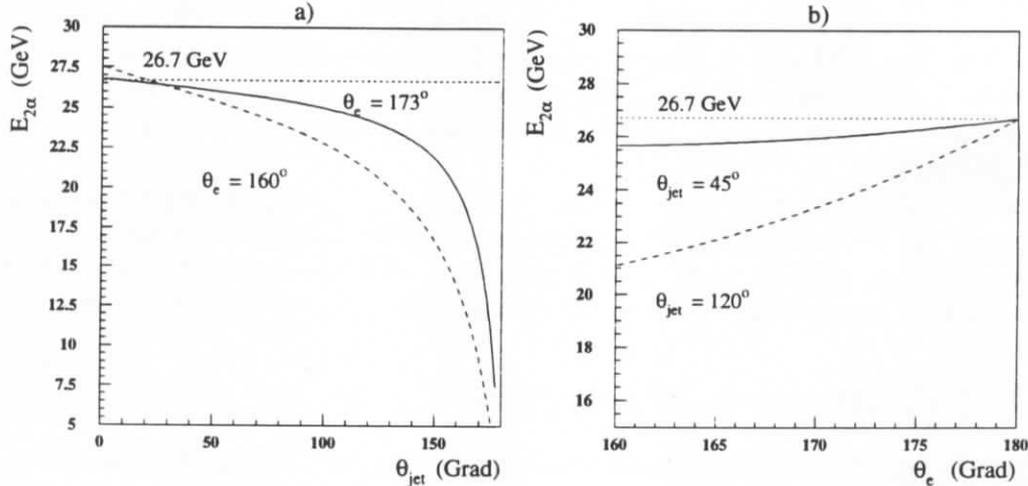


Abbildung 4.1: Dargestellt ist die Abhängigkeit der mit der Doppelwinkelmethode (Gl. 4.5.7) bestimmten Energie $E_{2\alpha}$ von dem Winkel des hadronischen Jets θ_{jet} und dem Streuwinkel des Elektrons θ_e . Weitere Erklärungen sind im Text zu finden.

In Figur(a) ist $E_{2\alpha}$ in Abhängigkeit von dem Winkel des hadronischen Jets θ_{jet} bei festgehaltenem Elektronstreuwinkel $\theta_e = 160^\circ$ und $\theta_e = 173^\circ$ dargestellt⁵. Zu sehen ist, daß in dem kinematischen Bereich kleiner Jetwinkel θ_{jet} die Energie $E_{2\alpha}$ nur wenig von θ_{jet} abhängt.

In Figur(b) ist, im Gegensatz zu Figur(a), θ_{jet} an zwei (beliebigen) Werten fixiert und der Elektronstreuwinkel θ_e variiert. Es zeigt sich hier, daß die Abhängigkeit der Doppelwinkelenergie $E_{2\alpha}$ von θ_e zu kleineren Winkeln von θ_{jet} hin geringer wird.

Aus den Figuren(a) und (b) läßt sich die Schlußfolgerung ziehen, daß der kinematisch günstigste Bereich für eine gute Energieauflösung der Doppelwinkelmethode bei kleinen Winkeln des hadronischen Jets θ_{jet} liegt. Dies bestätigt sich durch eine MC-Studie mit Ereignissen aus MC-Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung (Kap. 5.6). Untersucht wurde dabei, wie zum einen der hadronische Jetwinkel θ_{jet} rekonstruiert wird und wie sich zum anderen dies auf die Bestimmung von $E_{2\alpha}$ auswirkt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.2 illustriert.

In Figur(a) ist die mittlere Abweichung des generierten vom rekonstruierten hadronischen Jetwinkel ($\theta_{jet}(\text{gen}) - \theta_{jet}(\text{rek})$) dargestellt. Zu kleinen Winkeln $\theta_{jet}(\text{gen})$ hin wird der Winkel $\theta_{jet}(\text{rek})$ systematisch zu groß rekonstruiert, was sich an den negativen Werten von $\theta_{jet}(\text{gen}) - \theta_{jet}(\text{rek})$ zeigt. Dies ist durch die großen Energieverluste in das Strahlrohr hinein zu erklären, wenn der hadronische Jet unter kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreut wird.

⁵Der Winkelbereich von $\theta_e = 160-173^\circ$ entspricht ungefähr dem Winkelbereich, der in dieser Analyse verwendet wird (Kap. 5.5).

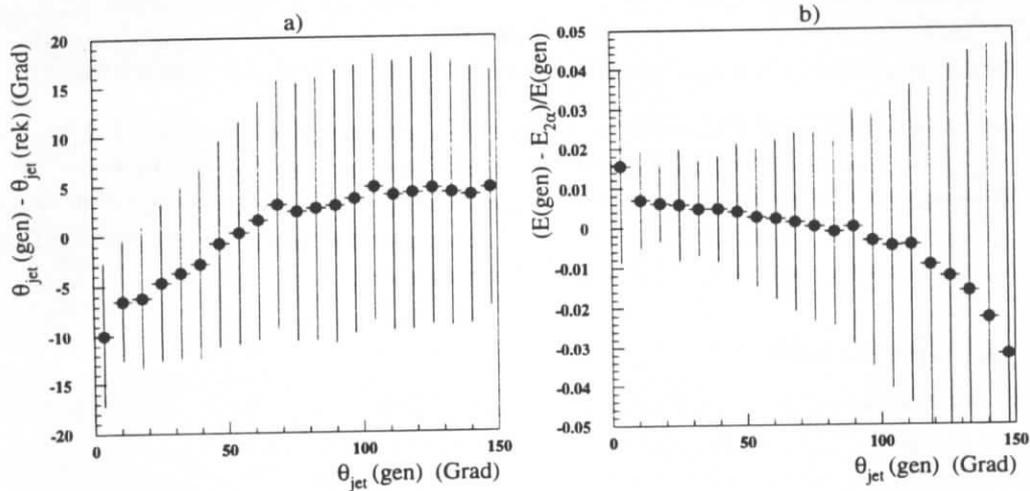


Abbildung 4.2: Dargestellt ist in Figur(a) die mittlere Abweichung des generierten vom rekonstruierten hadronischen Jetwinkel und in Figur(b) die mittlere relative Abweichung der generierten Elektronenergie von der mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierten Energie $E_{2\alpha}$.

Der Einfluß dieses Fehlers auf die Berechnung von $E_{2\alpha}$ ist trotzdem klein, da im kinematischen Bereich kleiner hadronischer Jetwinkel θ_{jet} $E_{2\alpha}$ nur schwach von θ_{jet} abhängt. Dies ist in Abb. 4.2 Figur(b) illustriert, in der die mittlere relative Abweichung der generierten Elektronenergie von der rekonstruierten Doppelwinkelenergie $\frac{E(gen) - E_{2\alpha}}{E(gen)}$ dargestellt ist. Der systematisch zu groß rekonstruierte Winkel $\theta_{jet}(rek)$ für hadronische Jets, die in Vorwärtsrichtung gestreut werden, führt im Winkelbereich $10^\circ \leq \theta_{jet}(gen) \leq 60^\circ$ zu einer systematischen Verschiebung von $E_{2\alpha}$ in einer Größenordnung von $\approx 0.5\%$. Weitere mögliche Fehlerquellen bei der Energiebestimmung mit der Doppelwinkelmethode sind:

1. Um die Sensitivität der Bestimmung des Jetwinkels und der Energie $E_{2\alpha}$ auf die Modellierung des hadronischen Endzustands abzuschätzen, sind zwei verschiedene QCD-Schauermodelle⁶ untersucht worden, die für die Energieflüsse in Vorwärtsrichtung stark voneinander abweichende Vorhersagen treffen. Dabei sind mittlere Differenzen in der Bestimmung des hadronischen Jetwinkels θ_{jet} von $\approx 1^\circ$ und entsprechend $\approx 0.1\%$ für $E_{2\alpha}$ gefunden worden.
2. Eine mögliche Mißkalibration des LAR-Kalorimeters von 10% führt zu Fehlern in der Bestimmung von θ_{jet} , die im Bereich kleinerer Jetwinkel $10^\circ \leq \theta_{jet} \leq 60^\circ$ vernachlässigbar sind und bei größeren Jetwinkeln $100^\circ \leq \theta_{jet} \leq 130^\circ$ bis zu maximal 1° betragen können. Der daraus resultierende Fehler der Bestimmung von $E_{2\alpha}$ liegt in einer Größenordnung von $\approx 0.1\%$.
3. Ein systematischer Fehler des gemessenen Elektronwinkels von 1 mrad führt zu einem Fehler bei der Bestimmung von $E_{2\alpha}$ von $\approx 0.1\%$.

⁶Gebäuchliche Modelle sind, a.) QCD-Matrixelement und Partonschauer (MC-Generator LEPTO X.X) und b.) „Colour Dipole Model“ (MC-Generator ARIADNE X.X). Beide Modelle liefern je nach physikalischer Fragestellung eine gute Beschreibung der hadronischen Endzustände, wie sie bei H1 und ZEUS gemessen werden.

4. Interkalibrationsprobleme zwischen verschiedenen Regionen im LAR-Kalorimeter besitzen einen Einfluß auf $E_{2\alpha}$ von maximal 0.3%, wie in Kap. 4.6 gezeigt wird.

Quadratische Addition der Fehler führt unter der Voraussetzung eines Winkelbereichs von $10^\circ \leq \theta_{\text{jet}} \leq 120^\circ$ zu einem systematischen Fehler der Messung der Doppelwinkelenergie von $\approx 0.6\%$. Die Doppelwinkelmethode eignet sich deswegen sehr gut dazu a) Abschätzungen zur zeitlichen Stabilität des BEMC zu gewinnen, b) Inhomogenitäten innerhalb des BEMC zu studieren und zu korrigieren und c) das BEMC zu kalibrieren.

4.5.2 Zeitliche Stabilität

Das BEMC unterliegt Alterungseffekten, die sich in einer Abnahme der Lichtausleseeffizienz und damit in einer Abnahme der gemessenen Energie äußern. Die Ursachen sind Schädigungen durch Strahlung und Alterung des Szintillators und der Wellenlängenschieber. Beobachtet und untersucht wurden diese Effekte unter kontrollierten Bedingungen mit Hilfe der Teststrahl Daten [24]. Festgestellt wurde eine mittlere Abnahme des Auslesesignals von 0.8% über einen Zeitraum von 6 Wochen⁷. Die Untersuchung zeigt, daß Alterungseffekte bei der Analyse untersucht werden müssen. Mit Hilfe der Doppelwinkelmethode wird dieser Signalverlust im Zusammenhang mit der Kalibration in Kap. 4.6 für den Zeitraum der Datennahme im Jahr 1993 abgeschätzt. Ebenfalls kommentiert wird in diesem Abschnitt die zeitliche Stabilität der elektronischen Auslekette.

4.5.3 Interkalibration der Module

Die Analysen der Teststrahl Daten ergaben, daß die Signalhöhe durch Alterungseffekte abnimmt und, daß diese Alterungseffekte von Modul zu Modul verschieden sein können. Daher war eine individuelle Kalibration der Module erforderlich. Die Statistik der 1993 genommenen Daten war ausreichend, einige der innenliegenden Module⁸ einzeln zu kalibrieren [48], wobei die Kalibrationskonstanten in einem Bereich zwischen 0.5-10% schwanken. Bedenkt man, daß die Module im DESY Teststrahl auf $\approx 1\%$ abgeglichen waren, bestätigt dies die Notwendigkeit einer individuellen Kalibration.

4.5.4 Die Korrektur von Inhomogenitäten

Die Messung der Elektronenergie kann zusätzlich auf zwei verschiedene Art und Weisen verfälscht werden:

1. Vor dem BEMC existiert totes Material in Form von Kabelsträngen, Spurdetektorteilen und der Strahlrohrwand, was dazu führt, daß ein Teil der Elektronenergie absorbiert wird, bevor das Elektron das BEMC erreicht.
2. Trifft das Elektron in die Übergangsregion zwischen zwei Module („Crackregion“), ist die Lichtausbeute geringer, als wenn das Elektron zentral in ein Modul treffen würde. Ursache dafür ist, daß zwischen den Modulen kein optisch aktives Szintillatormaterial existiert.

⁷Diese Analysen sind kurz nach der Konstruktion der Module durchgeführt worden. Die Alterungseffekte unterliegen einer Sättigung, so daß nur anfangs ein dramatischer Signalverlust pro Monat zu verzeichnen war.

⁸Insgesamt konnten 21 Module einzeln kalibriert werden [48]. Es handelte sich dabei um die 4 inneren Dreiecksmodule mit den Modulnummern 44, 45, 54, 55 und 17 quadratische Module mit den Modulnummern 63-66, 52, 53, 56, 42, 43, 46, 47, 33-36, 24, 25.

Der Energieverlust in der Messung, der durch Kombination dieser beiden Effekte entsteht, wurde in aufwendigen MC-Simulationen studiert [49]. Die ortsabhängigen Energieverluste sind für drei verschiedene Einschußenergien (5, 10, 30 GeV) tabelliert. In der Rekonstruktion wird dann die gemessene Energie⁹ bei bekanntem Eintrittspunkt mit Hilfe dieser Tabellen korrigiert¹⁰. Diese Tabellen schließen allerdings nicht den Innenbereich des BEMC mit ein, der in dem Akzeptanzbereich der Analyse liegt. Dieser Innenbereich ist in Abb. 4.3 grau schraffiert. Nach der Selektion liegen $\approx 25\%$ der Ereignisse, die für die Analyse zur Verfügung stehen, in diesem Bereich. In dieser Arbeit wurde daher eine erneute MC-Studie durchgeführt, die den gesamten Akzeptanzbereich der Analyse miteinbezieht. Im Gegensatz zu dem damaligen Vorgehen, bei der eine detaillierte Schauersimulation (H1SIM) eingesetzt wurde, beschränken wir uns auf die für H1 entwickelte schnelle Simulation (H1FAST), die mit parametrisierten elektromagnetischen Schauern arbeitet, und die Rechenzeit um einen Faktor 10-20 reduziert. Ein direkter Vergleich zwischen detaillierter (H1SIM) und schneller MC-Simulation (H1FAST) im Bereich der inneren Dreiecke zeigte, daß sich die Unterschiede in der Vorhersage der relativen Energieverluste zwischen beiden Simulationsverfahren in einem Rahmen von 2-3% bewegen [50], was den Einsatz der schnellen MC-Simulation rechtfertigt.

Da das BEMC symmetrisch in den Quadranten ist, ist es ausreichend, sich auf einen Quadranten zu beschränken. Für Elektronenergien von 5, 10, 15, 20 und 30 GeV wurden jeweils 10^5 Elektronen homogen in ϕ und θ in einem der Quadranten im BEMC simuliert und anschließend rekonstruiert. Die genaueste Information über den Eintrittsort eines Elektrons in das BEMC liefert die BPC, so daß es sinnvoll ist, die Korrekturen auf die BPC-Treffer-Koordinaten zu beziehen. In der x-y-Ebene wird ein Gittersystem mit variabler Gitterkonstante definiert, die in den Problemzonen zwischen den Modulen und im Innenbereich kleiner und in den weniger kritischen Bereichen größer gewählt ist. Jedes generierte und rekonstruierte Ereignis mit einem BPC-Treffer nahe dem Clusterschwerpunkt wird entsprechend der Koordinate des BPC-Treffers einem der vorgegebenen Rechtecke zugeordnet. Der mittlere Energieverlust pro Rechteck wird für jede der 6 Einschußenergien tabelliert. Diese Korrekturtabellen werden im folgenden dazu verwendet, die gemessenen Energien zu korrigieren.

Die mit den oben beschriebenen MC-Simulationen bestimmten Energieverluste sind für 10 GeV Elektronen in Abb. 4.3 graphisch dargestellt. Zur Verdeutlichung ist die Modulstruktur des BEMC gepunktet eingezeichnet. Die Koordinaten der Linien mit gleichem Energieverlust beziehen sich auf die BPC-Treffer-Koordinaten. Schattiert eingezeichnet ist der Bereich, der zwar im Akzeptanzbereich der Analyse liegt, aber mit der bisherigen Korrekturtabelle nicht erfaßt war. Deutlich zu erkennen ist, daß große Energieverluste nur in den Modulrandbereichen auftreten. Insbesondere können in den Bereichen, in denen die inneren Dreiecke aufeinander treffen, Energieverluste bis zu 20% auftreten. Solch große Energieverluste lassen sich nur schwer korrigieren, so daß diese Bereiche in der Analyse durch geeignete Schnitte ausgeschlossen werden (Kap. 5.5). Ebenfalls zu sehen ist der Einfluß durch das starke Magnetfeld. Es bewirkt eine leichte Rotation der entstandenen Struktur in ϕ .

Die Wirkung der neuen Korrekturtabellen wird in Abb. 4.4 und Abb. 4.5 demonstriert, wobei die Bezeichnungen

- E_{gen} für die generierte Energie des Elektrons in den MC-Simulationen,
- E_{BCLR} für die gemessene nicht korrigierte Energie,

⁹Gemessene Energie: Rekonstruktions-Bank BCLR

¹⁰Korrigierte Energie: Rekonstruktions-Bank BCFR

- E_{BCFR} für die mit dem existierenden Verfahren korrigierte Energie und
- E_{NEU} für die mit dem neuen Verfahren korrigierte Energie

verwendet werden. Für die MC-Simulationen, wie auch für die Daten, werden die Analyseschnitte durchgeführt, die in Kap. 5.5 beschrieben werden. Als Referenzenergie wird in den MC-Simulationen die generierte Energie E_{gen} des gestreuten Elektrons verwendet.

Bei den Daten wird als Referenzenergie die mit der Doppelwinkelmethode bestimmte Elektronenergie verwendet, wobei der Winkel des hadronischen Jets auf den Winkelbereich

$$10^\circ < \theta_{jet} < 60^\circ \quad (4.5.9)$$

beschränkt wird. In diesem kinematischen Bereich besitzt die Auflösung der Doppelwinkelenergie $E_{2\alpha}$ nach Abb. 4.2b einen Wert von 1-2%, der hinreichend klein gegenüber den Energieverlusten in den Übergangsbereichen von 5-20% ist. Zur Unterdrückung von radiativen Ereignissen, die einen Energieverlust im Übergangsbereich zwischen den Modulen vortäuschen können, wird zusätzlich der sogenannte E- P_z -Schnitt durchgeführt, der auf Energieverluste in Rückwärtsrichtung sensitiv ist. Mit

$$(E - P_z) = \sum_i (E_i - P_{zi}), \quad (4.5.10)$$

und einer Summation, die sich über alle Teilchen i , die im BEMC und LAR-Kalorimeter gemessen werden, erstreckt, wird gefordert:

$$40 \text{ GeV} \leq (E - P_z) \leq 60 \text{ GeV} \quad (4.5.11)$$

In Abb. 4.4 ist der relative Energieverlust gemittelt über die y -Koordinaten der BPC-Treffer des Elektrons gegen die Absolutbeträge der x -Koordinaten der BPC-Treffer aufgetragen. Die relativen Energieverluste in den Übergangsbereichen zwischen den Modulen sind deutlich in Figur(a)-(d) zu sehen. Nach Anwendung der Korrekturtabellen in Figur(e) und (f) gelingt es, die relativen Energieverluste im Mittel auf 1% zu beschränken, wodurch sich insbesondere die Übereinstimmung zwischen der MC-Simulation und den Daten verbessert.

In Abb. 4.5 wird entsprechend Abb. 4.4 der relative Energieverlust über die ϕ -Koordinaten der BPC-Treffer gemittelt und gegen die θ -Koordinaten der BPC-Treffer aufgetragen. In Figur(c) und (d) wird besonders deutlich, daß die alte Korrektur nur bis zu einem Winkel von $\approx 171^\circ$ wirksam ist. Die großen Energieverluste von $\approx 5\%$, die bei Verwendung der alten Rekonstruktionsmethode im Winkelbereich von $\theta_e = 172-174^\circ$ auftreten (Figuren(a)-(d)), können mit der neuen Korrektur im Mittel auf eine Größenordnung von 1% reduziert werden.

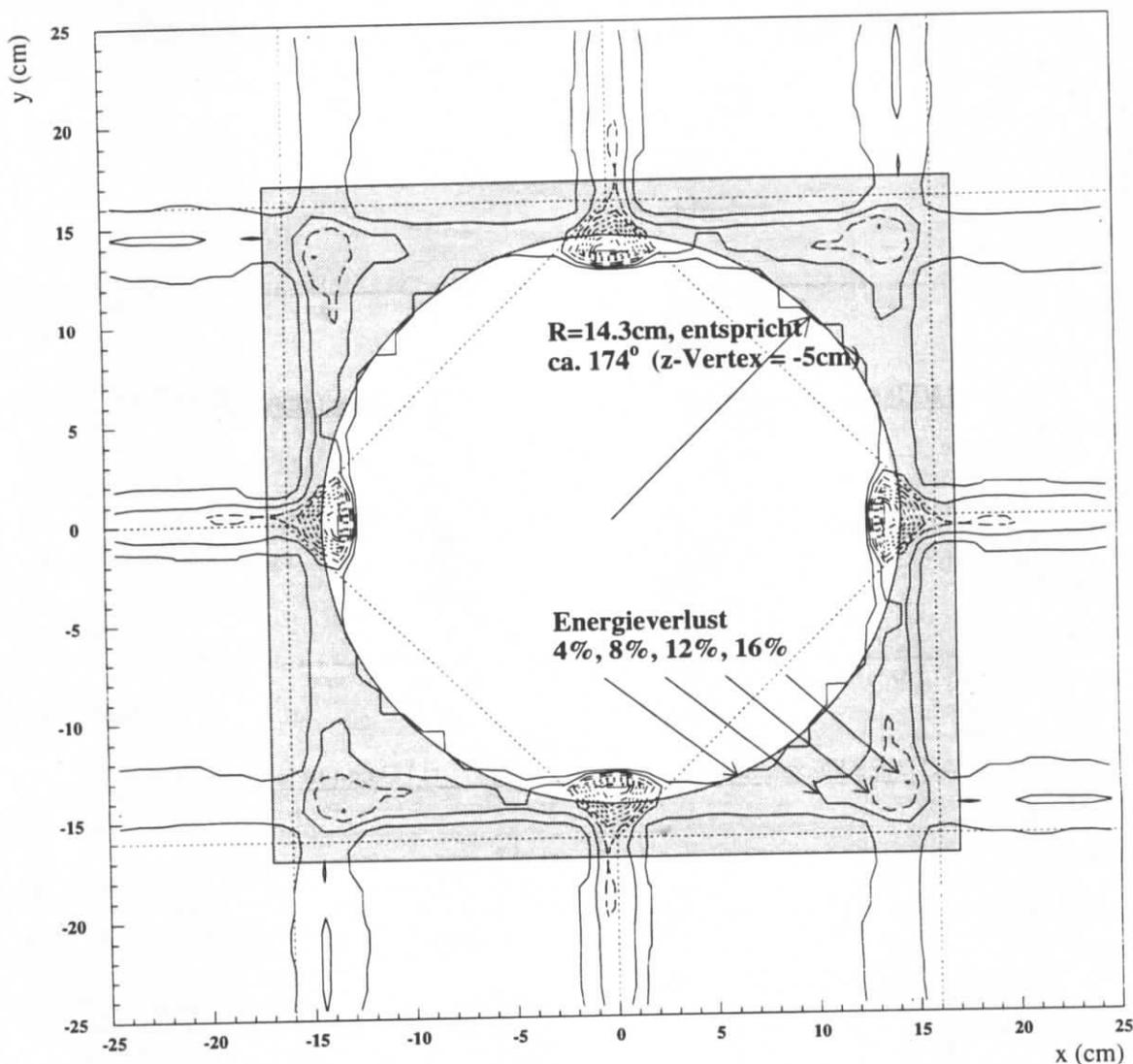


Abbildung 4.3: In dieser Abbildung ist schematisch der innere Bereich des BEMC, vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen, schematisch dargestellt. Die Modulgrenzen sind gepunktet angedeutet. Eingezeichnet sind die Linien mit gleichem relativen Energieverlust, bezogen auf die BPC-Treffer-Koordinaten des einlaufenden Elektrons. Schattiert eingezeichnet ist der Bereich, der zwar im Akzeptanzbereich der Analyse liegt, aber bisher in der Rekonstruktion nicht auf die relativen Energieverluste in den Übergangsbereichen der Module und durch totes Material vor dem BEMC korrigiert ist. Deutlich ist der Einfluß des starken Magnetfelds zu sehen, durch das eine leichte Rotation der entstandenen Struktur in ϕ bewirkt wird. Weitere Erklärungen sind im Text zu finden.

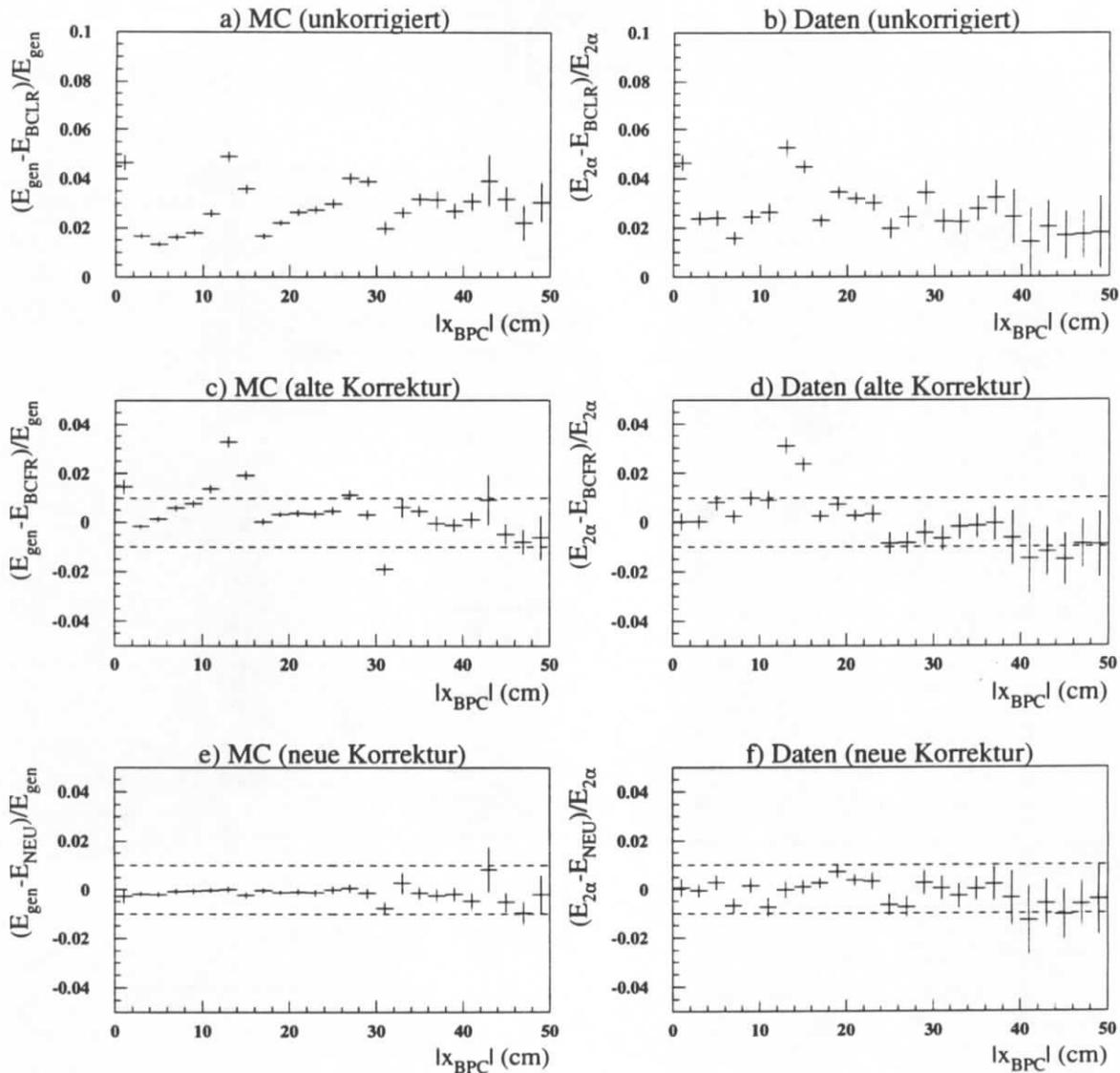


Abbildung 4.4: Aufgetragen ist der relative Energieverlust gemittelt über die y-Koordinaten der BPC-Treffer des Elektrons gegen die Absolutbeträge der x-Koordinaten der BPC-Treffer. Als Referenzenergie ist in den MC-Simulationen die generierte Energie des gestreuten Elektrons E_{gen} und in den Daten die Doppelwinkelenergie $E_{2\alpha}$ verwendet worden. Verglichen werden die relativen mittleren Energieverluste bei Verwendung der unkorrigierten Energie E_{BCLR} , der Energie mit der alten Korrektur E_{BCFR} und der Energie mit der neuen Korrektur E_{NEU} . Der 1%-Schwankungsbereich ist gestrichelt eingezeichnet. Entsprechende Resultate erhält man, wenn der relative Energieverlust über x_{BPC} gemittelt und auf $|x_{\text{BPC}}|$ projiziert wird.

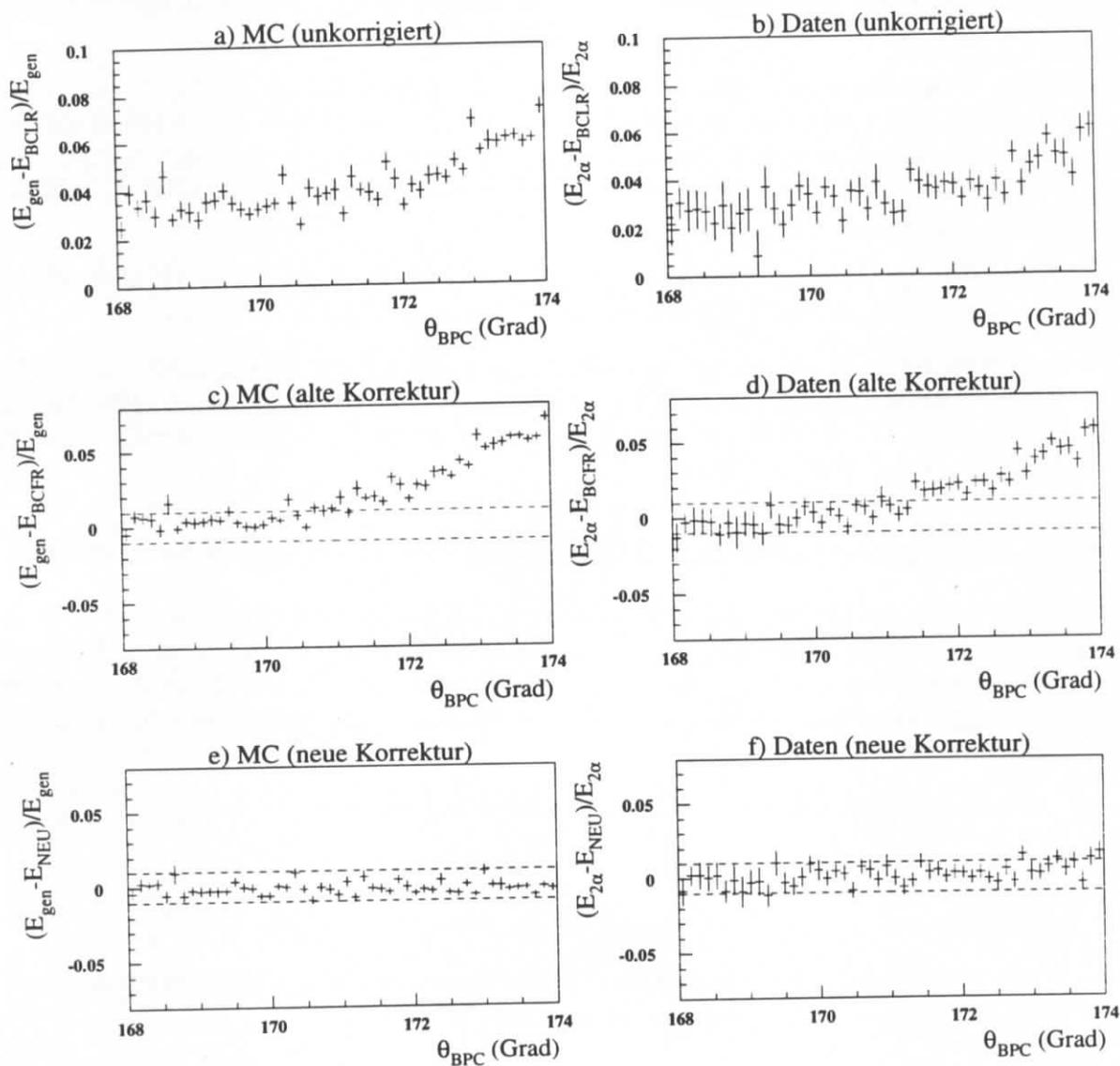


Abbildung 4.5: Entsprechend Abb. 4.4 wird der mittlere relative Energieverlust über die ϕ -Koordinaten der BPC-Treffer gemittelt und gegen die θ -Koordinaten der BPC-Treffer aufgetragen.

Zusammenfassend läßt sich sagen:

1. Auf der Basis der schnellen Simulation des H1-Detektors (H1FAST) sind für sechs¹¹ verschiedene Elektronenergien zwischen 5 und 30 GeV Tabellen der Energieverluste, die durch Leckverluste zwischen den Modulen und totes Material vor dem BEMC verursacht werden, erstellt worden. Diese Tabellen werden zur Korrektur der gemessenen Energie verwendet.
2. Die Wirksamkeit der Tabellen ist mit Hilfe der Doppelwinkelmethode an den Daten, die im Jahr 1993 genommen wurden, überprüft worden. Dies ist allerdings nur bei hohen Elektronenergien $E > 25$ GeV möglich, da nur in diesem kinematischen Bereich die Doppelwinkelmethode eine ausreichend genaue Energiebestimmung erlaubt (Abb. 4.1 und Abb. 4.2).
3. Der Bereich der inneren Dreiecke $\theta_e \approx 171-174^\circ$ wird im Gegensatz zu der alten Rekonstruktion mit der neuen Tabelle überdeckt, wie in Abb. 4.5 illustriert ist.
4. In Abb. 4.4 und Abb. 4.5 ist demonstriert, daß sich a.) die Homogenität und b.) die Übereinstimmung zwischen den MC-Simulationen und Daten verbessert. Die Inhomogenitäten sind mit Hilfe der neuen Korrekturtabelle in der MC-Simulation wie auch in den Daten auf 1-2% korrigiert.

4.6 Die Kalibration des BEMC mit der Doppelwinkelmethode

In diesem Abschnitt wird die Kalibration des BEMC mit Hilfe der Doppelwinkelmethode beschrieben. Die gemessenen Energien werden dabei nach dem oben beschriebenen Verfahren korrigiert. Die Daten, die für die Kalibration verwendet werden, sind nach den Analyse Kriterien selektiert, die in Kap. 5.5 ausführlich beschrieben sind. Zwei zusätzliche Schnitte werden durchgeführt:

1. Um den Einfluß radiativer Ereignisse zu unterdrücken, wird

$$40 \text{ GeV} \leq (E - P_z) \leq 60 \text{ GeV}$$

gefordert.

2. Der Winkelbereich wird gegenüber dem vorangegangenen Abschnitt erweitert, um die Statistik zu erhöhen. Der Jetwinkel wird auf den Bereich

$$10^\circ < \theta_{jet} < 120^\circ$$

beschränkt. Dabei wird eine Verschlechterung der Auflösung der Energie $E_{2\alpha}$ in Kauf genommen.

Die Kalibration wird für drei verschiedene Datennahmenperioden durchgeführt, um mögliche Alterungseffekte (Kap. 4.5.2) korrigieren zu können. Außerdem wurde während der Datennahme im Jahr 1993 die Systematik der elektronischen Kalibration verändert (ab Run 64090), was zu einer Verringerung der Signalstärke von $\approx 0.5\%$ geführt hat [51, 52]. Die Zeitperioden werden wie folgt eingeteilt:

¹¹Die alten Korrekturtabellen basieren auf nur drei verschiedenen Elektronenergien.

1. **Periode 1:** Der Zeitraum, bevor der H1-Magnet für zwei Wochen außer Betrieb war ($L \approx 50 \text{ nb}^{-1}$).
2. **Periode 2:** Der Zeitraum, ab dem der Magnet wieder in Betrieb war, bis zu dem Zeitpunkt (Run 64090), an dem die elektronische Kalibration verändert wurde ($L \approx 50 \text{ nb}^{-1}$).
3. **Periode 3:** Der Zeitraum ab Run 64090 bis zum Ende der Datennahme ($L \approx 120 \text{ nb}^{-1}$).

Die Relativkalibration der Daten zu der MC-Simulation kann anhand von Abb. 4.6 durchgeführt werden. In Abb. 4.6 sind die Mittelwerte der relativen Energieabweichung zwischen der Doppelwinkelenergie $E_{2\alpha}$, die als Referenzenergie verwendet wird, und der mit dem BEMC gemessenen und korrigierten Energie E_{NEU} a) für die MC-Simulationen¹², b) für die Daten der Periode 1, c) für die Daten der Periode 2 und d) für die Daten der Periode 3, dargestellt. An die Verteilungen in Abb. 4.6 wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. Die Kalibrationskonstanten in Tab. 4.1 erhält man durch Bilden der Differenz der Mittelwerte der jeweiligen Gaußfunktion bezüglich des Mittelwertes der Verteilung der MC-Simulation a). Die Werte sind in Tab. 4.1 zusammengestellt.

Periode 1 (in %)	Periode 2 (in %)	Periode 3 (in %)
1.2 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.1 ± 0.1

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der Kalibrationsfaktoren, die mit Hilfe der Doppelwinkelmethode bestimmt wurden.

Der systematische Fehler ist in Kap. 4.5.1 auf $\approx 0.6\%$ abgeschätzt worden. Der Fehler durch Interkalibrationsprobleme im LAR-Kalorimeter ist dadurch abgeschätzt worden, daß die Kalibration für verschiedene Jetwinkelbereiche durchgeführt wurde. Der Fehler beträgt maximal 0.3% .

4.7 Kalibration am „kinematischen Peak“

Als sogenannten „kinematischen Peak“ bezeichnet man in der tiefunelastischen ep-Streuung das starke Ansteigen der $\frac{d\sigma}{dy_e}$ -Verteilung für $y_e \rightarrow 0$. Physikalisch gesehen ist dies gerade der kinematische Bereich, in dem das Elektron elastisch an einem Parton aus dem Proton gestreut wird. y_e ist mit der Energie des gestreuten Elektrons E_e und dem Streuwinkel θ_e durch die Relation

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (4.7.12)$$

verknüpft, so daß entsprechend die $\frac{d\sigma}{dE_e}$ -Verteilung stark für $E_e \rightarrow \frac{E}{\sin^2 \frac{\theta_e}{2}}$ ansteigt. Die Energie des einlaufenden Elektrons E ist mit einer Genauigkeit von $\approx 0.1\%$ bekannt, so daß es sich anbietet, die ausgeprägte „Peakstruktur“ in der Energieverteilung zur Kalibration des BEMC zu verwenden. Die Idee ist es, die Energieverteilung, die aus der MC-Simulation gewonnen wird mit der Messung zu vergleichen. Zu beachten ist:

1. Die Form des Energiespektrums ist stark abhängig von der Strukturfunktion F_2 . Die verschiedenen Modellierungen von F_2 stimmen gut bis zu x -Werten von $x \approx 10^{-2}$ überein.

¹²Die MC-Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung, die hier verwendet werden basieren auf der Strukturfunktion MRSH.

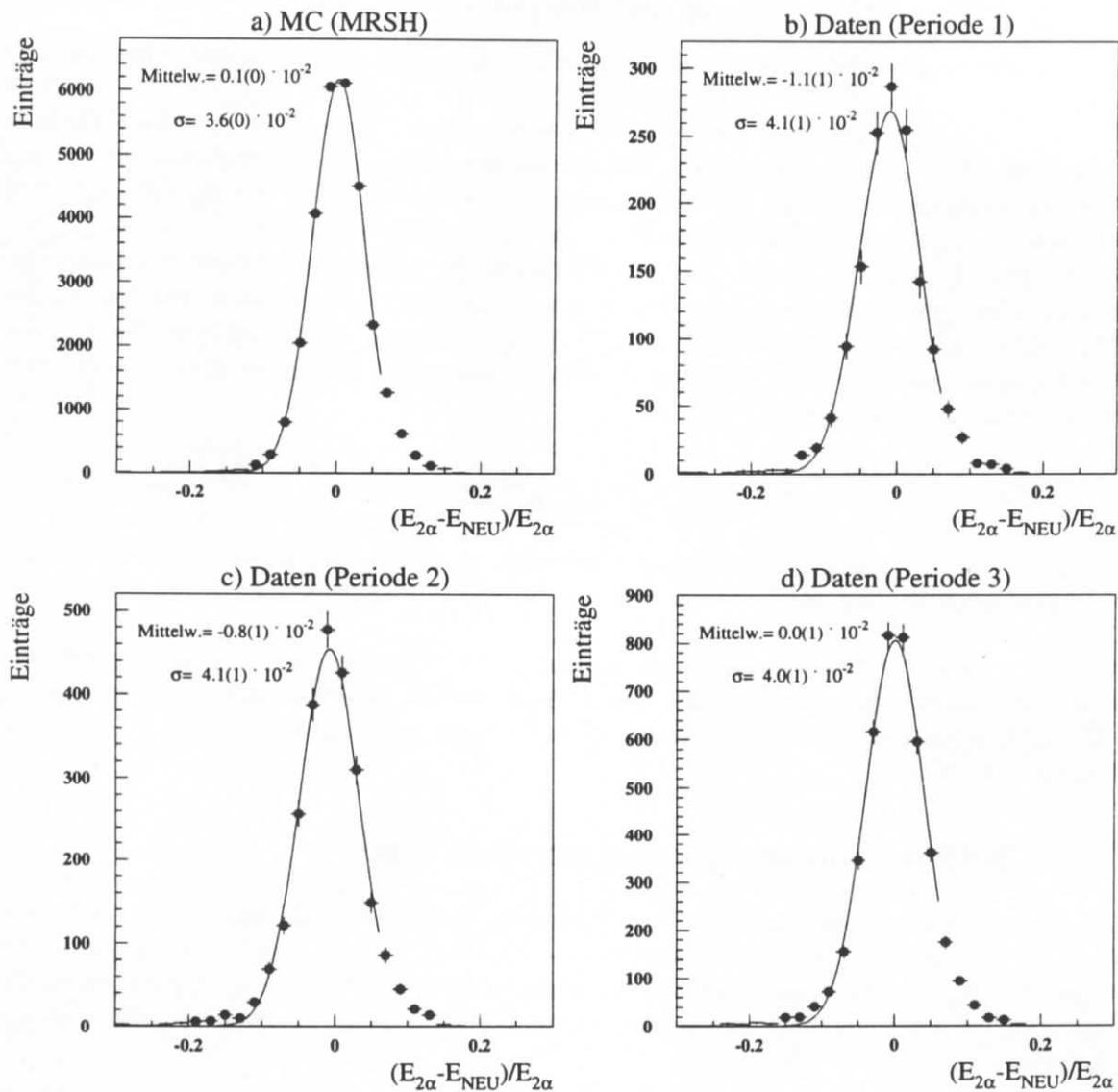


Abbildung 4.6: Dargestellt sind die Verteilungen der relativen Energieabweichung zwischen der Doppelwinkelenergie $E_{2\alpha}$, die als Referenzenergie verwendet wird, und der mit dem BEMC gemessenen und korrigierten Energie E_{NEU} : a) für die MC-Simulationen b) für die Daten der Periode 1, c) für die Daten der Periode 2 und d) für die Daten der Periode 3, dargestellt. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußfunktion angepasst. Die Kalibrationskonstanten in Tab. 4.1 erhält man durch Bilden der Differenz der Mittelwerte der jeweiligen Gaußfunktion bezüglich des Mittelwertes der Verteilung der MC-Simulation a).

Der Bereich zu kleineren x -Werten ist Gegenstand der gegenwärtigen Analysen und sollte ausgeschlossen werden, so daß für die Kalibration ein kinematischer Bereich mit

$$y_e \leq \frac{Q_{min}^2}{x_{min} \cdot s} \approx \frac{5 \text{ GeV}^2}{10^{-2} \cdot 4 \cdot 26.7 \text{ GeV} \cdot 820 \text{ GeV}} = 5.7 \cdot 10^{-3} \quad (4.7.13)$$

gewählt wird.

2. Das BEMC soll für den Winkelbereich $160^\circ \leq \theta_e \leq 174^\circ$ kalibriert werden. Aus

$$y_e < 5.7 \cdot 10^{-3} \quad \text{und} \quad E = 26.7 \text{ GeV}$$

folgt aus Gl. 4.7.12, daß der Energiebereich, in dem die Kalibration erfolgen soll auf

$$26.6 \text{ GeV} < E_e < 27.4 \text{ GeV}$$

beschränkt werden muß. Berücksichtigt man eine Energieauflösung des BEMC von $\approx 3\%$, so ist dieser Bereich etwas zu erweitern:

$$26.0 \text{ GeV} < E_e < 28.0 \text{ GeV} \quad (4.7.14)$$

Die Kalibration erfolgt durch einen statistischen Vergleich der histogrammierten Energiespektren zwischen MC-Simulation und Messung, wobei die MC-Verteilung als Referenz dient. Die Histogrammeinteilung von 0.75 GeV wird dabei entsprechend der Detektorauflösung gewählt.

Die Ereignisse werden nach den in Kap. 5.5 erläuterten Analyse Kriterien selektiert. Auf Schnitte, die den Wechselwirkungspunkt betreffen, muß verzichtet werden, da bei kleinen Werten von y_e ($y_e < 0.05$) die Wahrscheinlichkeit, einen Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren in den Daten und den MC-Simulationen stark voneinander abweicht. Als statistischen Test für die Übereinstimmung zwischen den Histogrammen wird ein χ^2 -Test mit

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sqrt{S/R} R_i - \sqrt{R/S} S_i)^2}{R_i + S_i}, \quad (4.7.15)$$

und

$$R = \sum_i R_i, \quad S = \sum_i S_i$$

gewählt. R_i und S_i bezeichnen den Histogramminhalt der i -ten Spalte des jeweiligen Histogramms. Das χ^2 wird von zwei freien Parametern abhängig gemacht, zum einen von dem globalen Skalenfaktor, mit dem die Daten skaliert werden müssen, zum anderen von einer zusätzlichen gaußförmigen Verschmierung der MC-Verteilung.

Eine Schätzung dieser Parameter kann durch das Suchen des Minimums der χ^2 -Verteilung in der zweidimensionalen Parameterebene gewonnen werden. Der statistische Fehler der so bestimmten Parameter ergibt sich durch die absolute Grenze der Linie für $\Delta\chi^2=1$ in dem zweidimensionalen Parameterraum.

Die Ergebnisse der Anpassung und das Resultat sind in Abb. 4.7 und Abb. 4.8 dargestellt. Für Abb. 4.7 wurden MC-Ereignisse verwendet, die mit der Strukturfunktion MRSH generiert wurden. Um den Einfluß der Strukturfunktion auf das Ergebnis zu studieren, wurde eine weitere Anpassung mit MC-Ereignissen, die mit der Strukturfunktion MRSD0' erzeugt wurden, durchgeführt (Abb. 4.8). Zu beobachten sind kleine von der gewählten Strukturfunktion

abhängige Unterschiede der Größenordnung von $\approx 0.2\%$, die als systematischer Fehler aufgefaßt werden. Da die Strukturfunktion MRS_H die bei HERA gemessenen Werte von F_2 besser beschreibt als die Strukturfunktion MRSD0', wird für die Kalibration die MC-Simulation verwendet, die auf der Strukturfunktion MRS_H basiert. Die Kalibrationskonstanten sind in Tab. 4.2 zusammengestellt. Wie ein Vergleich von Tab. 4.2 mit Tab. 4.1 zeigt, stimmen die

Periode 2 (in %)	Periode 3 (in %)
0.9 ± 0.2	0.1 ± 0.2

Tabelle 4.2: Die Tabelle zeigt eine Zusammenstellung der Kalibrationsfaktoren, die mit Hilfe der „kinematischen Peakmethode“ bestimmt wurden.

Resultate mit den Ergebnissen der Kalibration mit der Doppelwinkelmethode überein. Aus Abb. 4.7 und Abb. 4.8 folgt außerdem, daß durch eine zusätzliche gaußförmige Verschmierung der Energie in der MC-Simulation von $1.4 \pm 0.2\%$, die Übereinstimmung zwischen MC-Simulation und Messung verbessert werden kann.

4.8 Der systematische Fehler

Die Energieskala wird mit den beiden beschriebenen Kalibrationsmethoden nur in einem kleinen Energiebereich nahe des „kinematischen Peaks“ fixiert. Zusätzlich zu den systematischen Fehlern durch die Kalibrationsmethode, kann die Energieskala bei niedrigeren Energien zwischen MC-Simulationen und Messung verschoben sein. Folgende Aspekte müssen berücksichtigt werden:

1. Die Linearität der elektronischen Auslekette ist für die Datenperiode 1993 auf Werte kleiner als 0.5% abgeschätzt worden [53].
2. Die Linearität der optischen Kette, angefangen bei der Erzeugung des Szintillationslichts bis zum Eingang des Vorverstärkers ist an Teststrahlendaten detailliert untersucht worden [24]. Die Analysen zeigen, daß die auf Energien umgerechneten Signale, bei einer Einschußenergie von 10 GeV um $\approx 1\%$ höher berechnet werden als bei einer Energie von 30 GeV.
3. Bekannt ist, daß die Multiplizität der BPC-Treffer in den Daten im Mittel doppelt so hoch ist wie in der MC-Simulation. Ursache dafür könnte sein, daß mehr nichtsensitives totes Material wie Kabelstränge, Elektronik, etc. vor dem BEMC liegt als in der MC-Simulation des H1-Detektors berücksichtigt ist. Der Grad der relativen Energieabsorption im toten Material ist von der Energie des einlaufenden Elektrons und dem Material abhängig¹³. Geht man davon aus, daß das tote Material mit einer Strahlungslänge von $1X_0$ in der MC-Simulation berücksichtigt ist, in Wirklichkeit aber Material von z.B. $2X_0$ vor dem BEMC liegt, hat die Fixierung der Energieskala bei ≈ 26.7 GeV zur Folge, daß die rekonstruierte Energie bei 10 GeV im Vergleich zur Simulation um bis zu 1.4% zu gering ist [47].

¹³Denkbar wäre aber auch, daß vom Kalorimeter zurückgestreute niederenergetische Teilchen für die erhöhte Multiplizität verantwortlich sind. Dies ist allerdings bisher nicht untersucht worden.

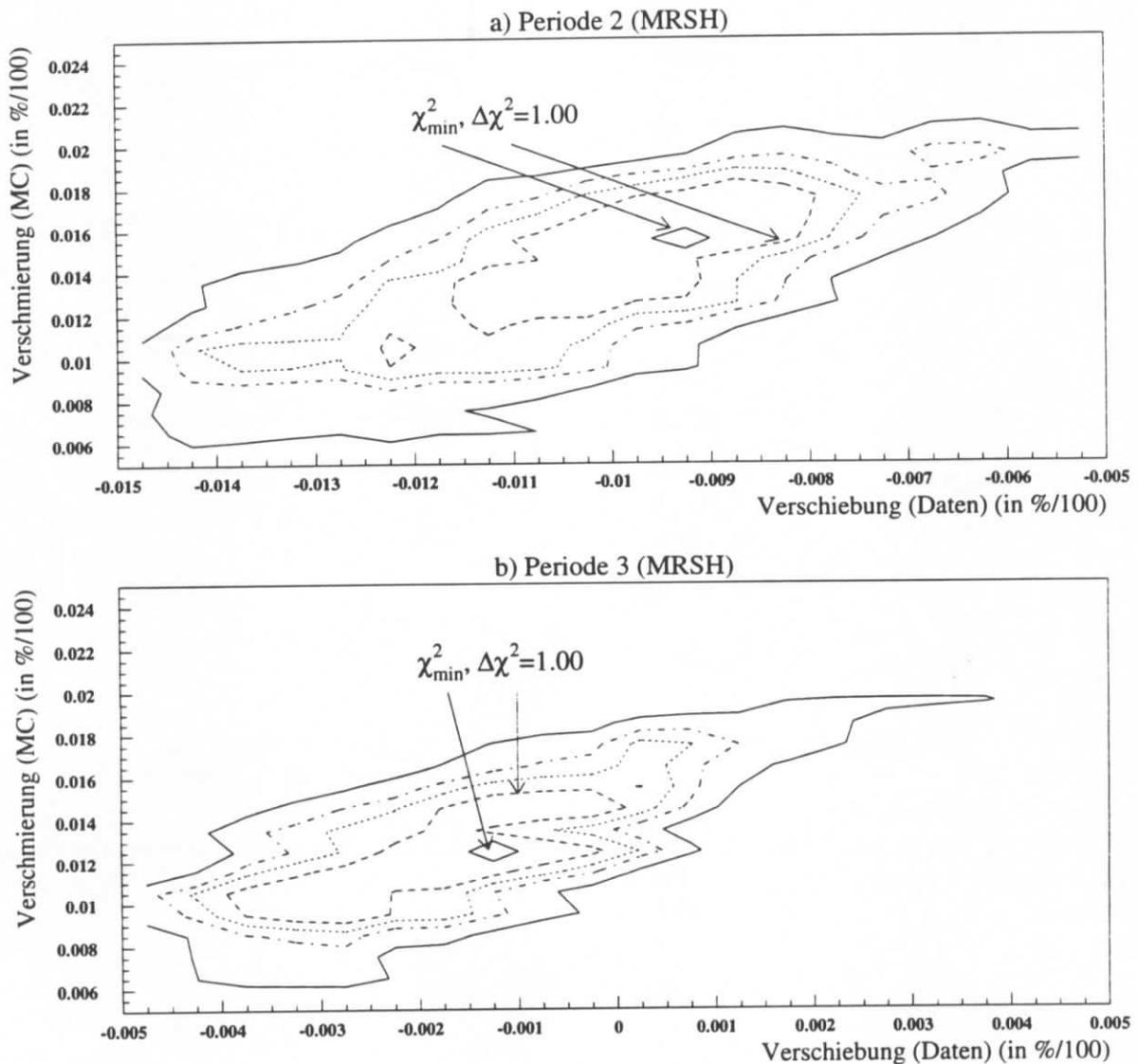


Abbildung 4.7: In dieser Abbildung ist die Kalibration des BEMC mit Hilfe des „kinematischen Peaks“ dargestellt. In (a) ist die Anpassung an die Daten aus der Periode 2 und in (b) aus der Periode 3 durchgeführt worden. Als Referenz dienen MC-Ereignisse, simuliert mit der Strukturfunktion MRSB. Eingezeichnet sind die Linien mit gleichem χ^2 in Abhängigkeit von der Verschiebung der Daten und einer zusätzlichen Verschmierung der Energie in der MC-Simulation. Das Minimum liefert die optimalen Werte für die freien Parameter. Der statistische Fehler der bestimmten Parameter ergibt sich durch die absoluten Grenzen der Linie für $\Delta\chi^2=1$.

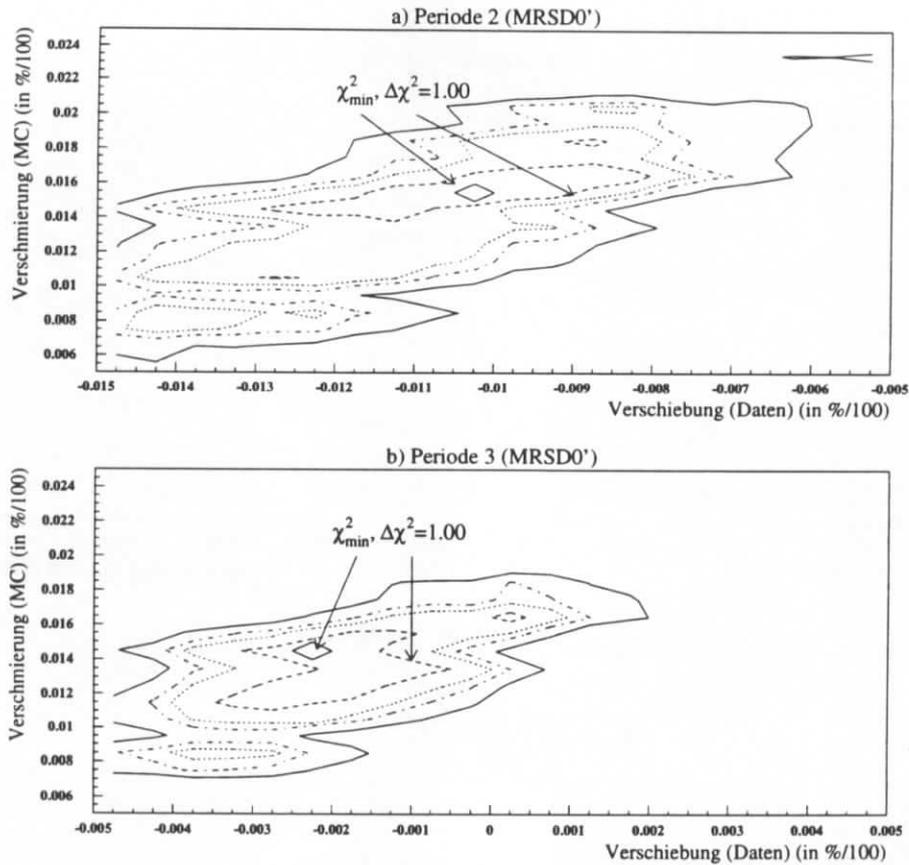


Abbildung 4.8: Entsprechend Abb. 4.7 ist die Kalibration mit Hilfe des „kinematischen Peaks“ mit MC-Ereignissen durchgeführt worden, die mit der Strukturfunktion MRSD0' simuliert worden sind.

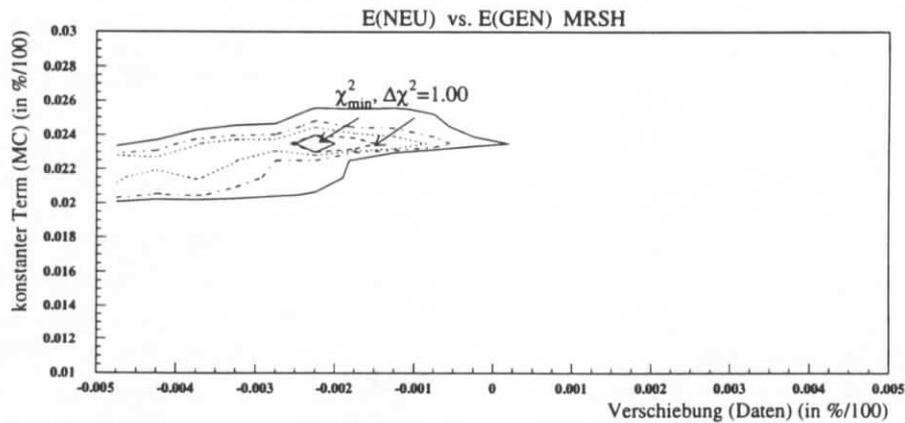


Abbildung 4.9: In dieser Abbildung ist die Bestimmung des konstanten Terms illustriert. Die Bezeichnungen sind entsprechend Abb. 4.7 gewählt. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

4.9 Zusammenfassung

Die Energieskala ist relativ zu der Simulation mit Hilfe zweier unabhängiger Methoden im Energiebereich des „kinematischen Peaks“ für drei verschiedene Zeitperioden fixiert worden. Mögliche systematische Fehler der Bestimmung der Energieskala des BEMC sind angegeben worden. Eine Zusammenstellung ist in Tab.4.3 zu finden.

Nichtlinearität der Elektronik	0.50%
Nichtlinearität der Module	1.00%
Nichtsensitives Material	1.40%
Fehler der Doppelwinkelmethode	0.60%
Fehler der „kinematischen Peakmethode“	0.20%

Tabelle 4.3: Die Tabelle zeigt die Zusammenstellung der systematischen Fehler auf die Energieskala des BEMC

Bei Verwendung der Kalibration mit Hilfe der Doppelwinkelmethode und quadratischer Addition der systematischen Fehler aus Tab. 4.3 erhält man eine Genauigkeit der Energieskala im BEMC von:

$$0.1\%_{stat.} \oplus 1.9\%_{syst.} \quad (4.9.16)$$

Die Übereinstimmung zwischen MC-Simulation und Messung hinsichtlich der Auflösung läßt sich durch eine zusätzliche gaußförmige Verschmierung der Energie von $1.4 \pm 0.2\%$ in der MC-Simulation verbessern.

Die Energieauflösung des BEMC betrug für die Datennahme 1992:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{BEMC} = \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{intr} \oplus 0.028(5) \quad (4.9.17)$$

Die Verbesserung der Homogenität des BEMC durch die verbesserten Energiekorrekturen im Übergangsbereich zwischen den Modulen und die Relativkalibration der Module machen sich in einer Verringerung des konstanten Terms bemerkbar.

In Abb. 4.9 ist die Bestimmung des konstanten Terms illustriert. Die Energien, die mit dem MC-Generator unter Verwendung der Strukturfunktion MRSH generiert werden, werden mit einer Gaußverteilung der Breite

$$\sigma(E, p) = \sigma(E)_{intr} \oplus p \cdot E \quad (4.9.18)$$

gefaltet. Analog zur in Kap.4.7 beschriebenen Kalibration wird das Minimum der χ^2 -Verteilung bezüglich des konstanten Terms p und der Verschiebung der Daten gesucht, was in Abb. 4.9 graphisch dargestellt ist. Damit ergibt sich für die Auflösung des BEMC

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{BEMC} = \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{intr} \oplus 0.023(1), \quad (4.9.19)$$

was eine Verbesserung der Auflösung von $\approx 18\%$ gegenüber der Situation von 1992 bedeutet.

Kapitel 5

Die Messung der Strukturfunktion F_2

5.1 Einführung

Der Zusammenhang zwischen der Strukturfunktion F_2 und dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt ist nach Kap. 1.3 durch

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \kappa(R) \cdot F_2(x, Q^2) \cdot (1 + \delta_{RC}) = \kappa(R) \cdot F_2(x, Q^2) \cdot RC \quad (5.1.1)$$

mit

$$\kappa(R) = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R} \right) \quad (5.1.2)$$

gegeben, wobei folgende Bezeichnungen eingeführt wurden:

- $(1+\delta_{RC})=RC$ bezeichnet die Korrekturen durch Strahlungsbeiträge höherer Ordnung. Bei kleinen Werten von Q^2 liefern QED-Strahlungskorrekturen den dominanten Beitrag. Erst bei Q^2 -Werten im Bereich des Massenquadrats der schweren Bosonen W^\pm , Z^0 ($Q^2 \approx 10000 \text{ GeV}^2$) sind Korrekturen durch elektroschwache Prozesse nicht mehr vernachlässigbar. Die Strahlungskorrekturen werden detailliert in Kap. 5.4 diskutiert.
- R ist als das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte longitudinal zu transversal polarisierter virtueller Photonen definiert. Es gilt: $R=F_L/2xF_1$. R ist in dem kinematischen Bereich von HERA bisher nicht gemessen worden, so daß R aus QCD-Rechnungen abgeschätzt werden muß.

Gemessen wird das Integral des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts über das Flächenelement $\square=\Delta x\Delta Q^2$ in der kinematischen x - Q^2 -Ebene:

$$\int_{\square} \frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2 = \frac{N}{A\epsilon L} \frac{1}{MI} \quad (5.1.3)$$

Die Bezeichnungen in Gl. 5.1.3 haben dabei folgende Bedeutung:

- N steht für die Anzahl der gemessenen Ereignisse N_{rek} im Flächenelement $\Delta x\Delta Q^2$ nach Abzug aller Untergrundereignisse N_{Ug} , d.h.:

$$N = N_{rek} - N_{Ug}$$

- A bezeichnet die Akzeptanz, die folgendermaßen definiert ist:

$$A = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \Big|_{E_{rad} \leq \Delta E} \quad (5.1.4)$$

N_{gen} ist die Anzahl der Ereignisse, die im Flächenelement $\Delta x \Delta Q^2$ rekonstruiert würde, wäre die Messung perfekt, im Gegensatz zur Anzahl der Ereignisse N_{rek} , die bei der endlichen Auflösung bezüglich θ_e und E_e rekonstruiert wird. A wird in dieser Analyse mit Hilfe von MC-Simulationen bestimmt. Mögliche Migrationseffekte durch die Abstrahlung eines energiereichen Photons vom einlaufenden oder auslaufenden Elektron werden in der MC-Simulation durch die Forderung, daß die Energie des abgestrahlten Photons kleiner als ein definierter Schwellenwert ΔE sein muß, unterdrückt. Für diese Analyse wird das MC-Programm DJANGO 2.1 verwendet (Kap. 5.6), bei dem die $\mathcal{O}(\alpha)$ -QED-Korrekturen zum Bornwirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2}$ ebenfalls simuliert werden. In diesem MC-Programm ist der Schwellenwert ΔE bei einem Wert von ≈ 50 MeV festgesetzt. Dies bedeutet, daß abgestrahlte reelle Photonen mindestens eine Energie von 50 MeV besitzen. Der Beitrag der niederenergetischen Photonen wird analytisch berechnet. Details dazu finden sich in Kap. 5.4.

- ϵ bezeichnet die Effizienzen der Schnitte und der Selektionskriterien, siehe Kap. 5.5.
- L ist die totale integrierte Luminosität nach Anwendung der Selektionskriterien.
- MI ist eine Korrektur auf eine mögliche Mißidentifikation des Elektrons bei der Selektion. Insbesondere im Bereich kleiner Werte von x werden die Teilchen des hadronischen Endzustands in das BEMC gestreut, was dazu führen kann, daß der falsche BEMC-Cluster als der Elektronkandidat ausgewählt wird.

Interessiert ist man nicht an dem Integral über das Flächenelement, sondern an dem Wert des differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem festen Punkt, dem Zentralwert (x_c, Q_c^2) innerhalb des Flächenelements. Um den Bezug zwischen Messung und Zentralwert herstellen zu können ist, ein Korrekturfaktor $1/BC$ nötig, der folgendermaßen aus dem differentiellen Bornwirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2}$ bestimmt wird:

$$\frac{1}{BC} = \frac{\frac{d^2\sigma_0(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2}}{\int_{\square} \frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2} \quad (5.1.5)$$

Der Korrekturfaktor $1/BC$ wird, wie auch die Akzeptanz A , mit Hilfe der MC-Simulation bestimmt. Aus Kombination von Gl. 5.1.1, Gl. 5.1.3 und Gl. 5.1.5 erhält man die Strukturfunktion F_2 an einem festen Punkt (x_c, Q_c^2) innerhalb des Flächenelements:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{\kappa(R)} \frac{d^2\sigma_0(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2} \frac{1}{(1 + \delta_{RC})} \quad (5.1.6)$$

$$= \frac{1}{\kappa(R)} \frac{N_{rek} - N_{Ug}}{A\epsilon L} \frac{1}{BC} \frac{1}{RC} \frac{1}{MI} \quad (5.1.7)$$

Anhand von Gl. 5.1.7 wird klar, daß für die Berechnung von F_2 folgende Punkte untersucht werden müssen:

1. Die möglichen Untergrundquellen müssen untersucht werden und der Beitrag zu den Ereignissen der tiefunelastischen ep -Streuung muß abgeschätzt werden. In Kap. 5.2 und Kap. 5.3 wird dies für den strahlinduzierten Untergrund und den Photoproduktionsuntergrund durchgeführt.
2. In Kap. 5.4 wird der Beitrag der radiativen Korrekturen diskutiert.
3. In Kap. 5.5 werden die Selektionskriterien erläutert.
4. In Kap. 5.7 wird die kinematische x - Q^2 -Ebene in die $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelemente aufgeteilt, die Akzeptanz A bestimmt und die Strukturfunktion F_2 entfaltet.
5. In Kap. 5.8 schließlich wird das Ergebnis der Messung vorgestellt und mit den existierenden Messungen verglichen.

5.2 Der strahlinduzierte Untergrund

Der strahlinduzierte Untergrund wird durch Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohrwand-Ereignisse erzeugt (Kap. 2.2). Vor der Selektion in den Triggerstufen L1, L4 und L5 (Kap. 2.2) bilden diese Ereignisse die Hauptuntergrundquelle. Nach dem Durchlaufen dieser vier Filterstufen und der Anwendung der endgültigen Analyseschnitte (Kap. 5.5) gelingt es, den restlichen strahlinduzierten Untergrund auf einen Anteil von weniger als $\approx 1\%$ zu reduzieren. Dieser Wert ist mit Hilfe der Teilchenpakete ermittelt worden, die keine Kollisionspartner besitzen, den sogenannten „Pilot bunches“. Die Abschätzung läßt sich dadurch gewinnen, daß man die Anzahl der Ereignisse, die durch die „Pilot bunches“ verursacht werden und die Selektionschnitte passieren, durch den relativen Stromanteil der „Pilot bunches“ an dem Gesamtstrom dividiert¹. Der verbleibende Restuntergrund wird in der Analyse auf diese Weise für jedes Flächenelement $\Delta x \Delta Q^2$ abgeschätzt und statistisch subtrahiert (Tab. 5.6).

5.3 Der Photoproduktionsuntergrund

Nach der Selektion (Kap. 5.5) besteht der Untergrund zur tiefunelastischen Streuung hauptsächlich aus Photoproduktionsereignissen, die einen um einen Faktor 1000 größeren Wirkungsquerschnitt besitzen als die Prozesse der tiefunelastischen Streuung [29, 30].

Bei Photoproduktionsprozessen wird ein quasideeles Photon mit einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 \leq 10^{-2} \text{GeV}^2$ zwischen Elektron und Proton ausgetauscht. Die Elektronen werden unter kleinem Streuwinkel gestreut und erreichen das BEMC nicht für Energien $> 150 \text{MeV}$. Ein Teil dieser Elektronen kann jedoch in dem Elektrondetektor ET des Luminositätssystems (Kap. 2.2) nachgewiesen werden, der bei $z = -33.4 \text{m}$ strahlrohrabwärts im HERA-Tunnel installiert ist. Dies wird in Kap. 5.3.3 dazu ausgenutzt, einen Teil der selektierten potentiellen DIS-Ereignisse als Photoproduktionsereignisse zu identifizieren und mit speziellen MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds (Kap. 5.3.2) zu vergleichen.

Der Photoproduktionsuntergrund zu den DIS-Ereignissen entsteht dadurch, daß Teilchen aus den Photoproduktionsprozessen in manchen Fällen nur schwer von einem Elektron aus der

¹Während der Datennahme 1993 betrug dieses Verhältnis 0.138 ± 0.025 für den Elektron- und 0.074 ± 0.007 für den Protonstrahl [23].

tiefunelastischen Streuung zu unterscheiden sind. Ein typisches Beispiel hierfür ist ein Ereignis, bei dem ein geladenes Pion einen BPC-Treffer und ein räumlich nahes Photon einen elektromagnetischen Cluster im BEMC erzeugen. Da der BPC-Treffer in der Nähe des Clusters liegt, scheinen die Teilchenspur und der elektromagnetische Cluster von demselben Teilchen zu stammen. Mit der begrenzten Information aus der BPC und dem BEMC ist es in einem solchen Fall häufig nicht möglich, zu unterscheiden, ob es sich um ein Photoproduktions- oder ein DIS-Ereignis handelt.

Für die Messung der Strukturfunktion F_2 ist es wichtig, den Photoproduktionsuntergrund durch geeignete Schnitte möglichst stark zu reduzieren und den verbleibenden Rest abzuschätzen. Dies wird in dieser Analyse mit Hilfe von speziellen MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds durchgeführt, die im folgenden beschrieben werden.

5.3.1 Klassifizierung der Photoproduktionsprozesse

Die Streuung eines quasireellen Photons (γ^*) mit einem Proton kann durch drei verschiedene Mechanismen beschrieben werden², die sich u.a. durch die Größe der auftretenden Transversalimpulse p_T im hadronischen Endzustand voneinander unterscheiden. Prozesse mit kleineren Transversalimpulsen $p_T \leq 1.5 \text{ GeV}$ im hadronischen Endzustand werden im folgenden als „weiche“ und die Prozesse mit größeren Transversalimpulsen $p_T \geq 1.5 \text{ GeV}$ entsprechend als „harte“ Prozesse bezeichnet. Dieser Grenzwert zwischen „harten“ und „weichen“ Photoproduktionsprozessen dient als eine ungefähre Richtgröße.

1. **Der VDM-Anteil („weiche“ Prozesse):** Die weichen Prozesse in der Photon-Proton-Wechselwirkung besitzen bei HERA den größten Wirkungsquerschnitt unter den Photoproduktionsprozessen. Sie besitzen im Experiment eine sehr ähnliche Signatur, wie sie auch in der Hadron-Proton-Wechselwirkung beobachtet wird. Neben elastischen und unelastischen diffraktiven Prozessen werden auch Streuprozesse mit niedrigen Transversalimpulsen p_T im hadronischen Endzustand beobachtet. Dieses hadronartige Verhalten läßt sich im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells (VDM) [55] gut beschreiben. In diesem Modell kann das Photon in Vektormesonen ρ , ω , ϕ , ... fluktuieren, die die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzen. Durch die Fluktuation in die hadronischen Zwischenzustände kann das Photon wie ein Hadron mit dem Proton wechselwirken. Die in diesem Modell möglichen Prozesse sind graphisch in Abb. 5.1 illustriert.

Im Bild des Quark-Parton-Modells löst sich das Photon in Partonen auf (es ist „resolved“). Im Vektor-Dominanz-Modell gehen Quark und Antiquark einen mesonischen Bindungszustand ein, bevor es zur Wechselwirkung mit dem Proton kommt.

Die Prozesse, denen eine Fluktuation des Photons in seinen partonischen Inhalt vorangeht, werden allgemein als „resolved“-Photoproduktionsprozesse bezeichnet, im Unterschied zu den „direkten“-Photoproduktionsprozessen, bei denen das Photon als Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung „direkt“ mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt (siehe Punkt 3.).

²Eine detaillierte Diskussion über Photoproduktion bei HERA ist in [54] zu finden.

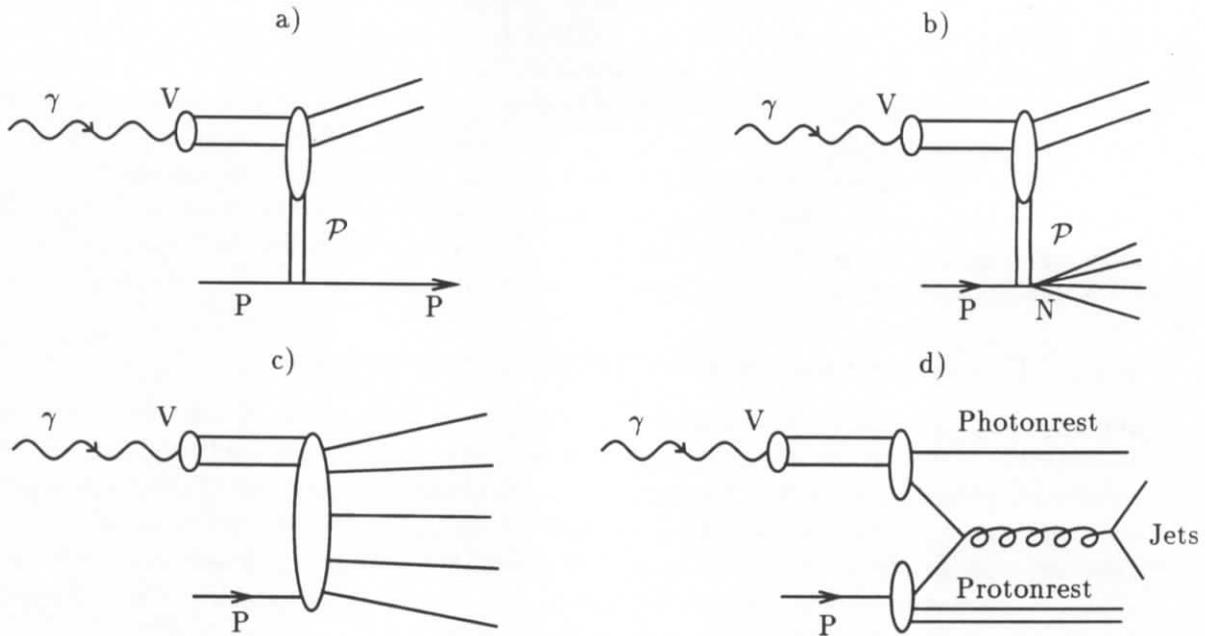


Abbildung 5.1: Dargestellt sind die Feynmandiagramme der Prozesse der Photon-Proton-Wechselwirkung, die mit Hilfe des VDM-Modells beschrieben werden können. In Figur(a) ist der elastische, in (b) der unelastische diffraktive Streuprozess, in Figur(c) der nichtdiffraktive, weiche Streuprozess und in Figur(d) der (semi)harte QCD-Streuprozess zu sehen.

2. **Die anomale Komponente („harte“ Prozesse):** Die zweite Klasse von Ereignissen ist den (semi)harten VDM-Streuprozessen (Figur(c) in Abb. 5.1) sehr ähnlich. Bei den VDM-Streuprozessen wechselwirkt ein Parton aus dem $q\bar{q}$ -Bindungszustand des Vektormesons mit einem Parton aus dem Proton. Der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse wird in diesem Fall durch die Partonverteilungen des Vektormesons und des Protons bestimmt. Das Photon kann aber auch in ein $q\bar{q}$ -Paar aufspalten, ohne daß Quark und Antiquark einen Bindungszustand eingehen, wobei dann das Quark oder Antiquark mit einem der Partonen des Protons wechselwirkt. Dies ist die sogenannte „anomale“ Komponente der „resolved“-Photoproduktionsprozesse. Der Feynmangraph, der diesen Prozeß beschreibt, ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die Partonverteilungen für die anomale Photonkomponente sind deutlich härter³ als die Partonverteilungen des Vektormesons, was sich in der Bildung von Jets mit hohem Transversalimpuls p_T und einen Photonrest (den sogenannten „remnant“) zeigt. Der Photonrest wird bevorzugt in Rückwärtsrichtung gestreut und kann im Detektor als Elektron mißidentifiziert werden.
3. **Direkte Prozesse („harte“ Prozesse):** Die dritte Klasse von Ereignissen wird durch Prozesse gebildet, bei denen das Photon direkt mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt. Dominierend sind hier der QCD-Compton-Prozeß und die Photon-Gluon-Fusion.

³„Härter“ meint in diesem Zusammenhang, daß die Partonen des „anomalen“ Photons im Mittel einen größeren Anteil am Photonimpuls besitzen als die Partonen im Vektormeson.

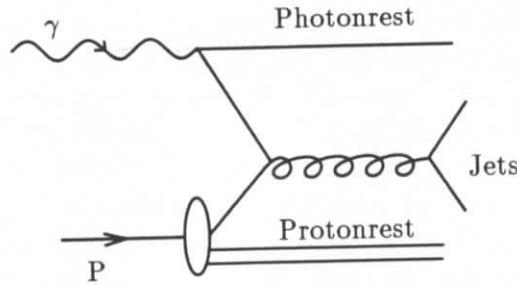


Abbildung 5.2: In dieser Abbildung ist das Feynmandiagramm der anomalen Photon-Proton-Wechselwirkung dargestellt.

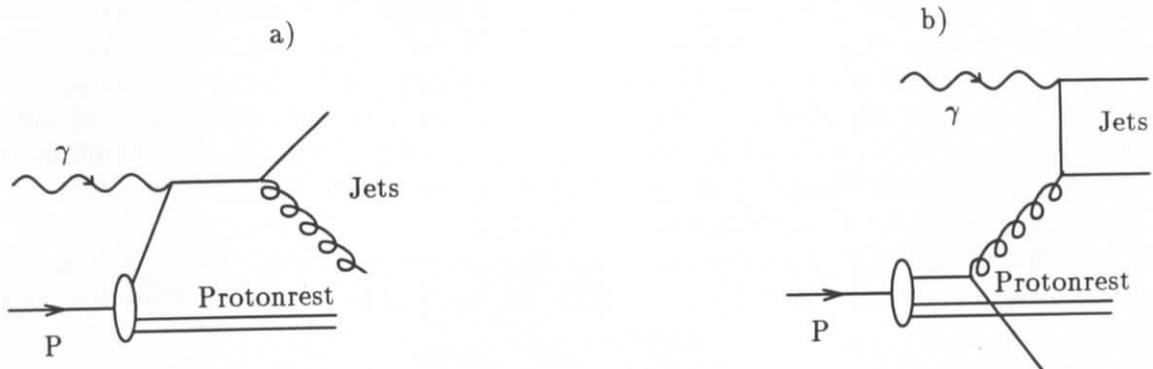


Abbildung 5.3: Dargestellt sind die Feynmandiagramme der Photon-Proton-Wechselwirkung, bei denen das Photon direkt mit einem Quark aus dem Proton wechselwirkt. In Figur(a) ist der QCD-Compton-Prozeß und in Figur(b) der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion zu sehen.

Die zugehörigen Feynmandiagramme sind in Figur(a) und Figur(b) in Abb. 5.3 zu sehen. Da in diesem Fall die volle Photonenergie für den Wechselwirkungsprozeß zur Verfügung steht, sind bei diesen Prozessen Jets mit hohem Transversalimpuls p_T im Endzustand zu erwarten.

Da der Phasenraum dieser Prozesse nur geringe Überlappungsbereiche besitzt, ist die Bildung der inkohärenten Summe aus diesen drei Anteilen gerechtfertigt. Formal läßt sich schreiben,

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*P}(s) = \sigma_{VDM}^{\gamma^*P}(s) + \sigma_{anom}^{\gamma^*P}(s) + \sigma_{direkt}^{\gamma^*P}(s) \quad (5.3.8)$$

\longrightarrow p_T \longrightarrow

wobei die einzelnen Anteile nach steigendem p_T geordnet sind.

Die MC-Simulationen der einzelnen Beiträge sind in Anlehnung an die H1-Analyse des inklusiven Teilchenspektrums geladener Teilchen [56] durchgeführt worden. Die weichen Vektormeson-Proton Streuprozesse werden im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells mit dem MC-Generator LUCVDM [57] generiert. Der von dem Elektronstrahl erzeugte Photonfluß wird in Weizsäcker-Williams-Näherung mit dem Programm RAYPHOTON [58] be-

rechnet⁴. Die harten γp -Streuprozesse (direkte und anomale Komponente) wurden mit dem Generator PYTHIA 5.6 [59] erzeugt. Der PYTHIA-Generator basiert auf QCD-Rechnungen, die nur bis zur führenden Ordnung α_s durchgeführt sind. Der Wirkungsquerschnitt divergiert aus diesem Grund für $\hat{p}_T \rightarrow 0$, so daß ein Minimalwert \hat{p}_T^{\min} festgesetzt werden muß⁵. Die beste Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulationen bei der H1-Analyse der inklusiven Wirkungsquerschnitte von geladenen Teilchen in der Photoproduktion ist mit einem Wert von $\hat{p}_T^{\min}=2.3\pm 0.2$ GeV gefunden worden [56]. In dieser Analyse wurde ein Wert von $\hat{p}_T^{\min}=2.0$ GeV gewählt⁶, der nahe bei dem von H1 experimentell bestimmten Wert liegt.

5.3.2 Die MC-Simulationen

Nur ein Bruchteil der Photoproduktionsereignisse führt zu nennenswerter Energiedeposition im BEMC. Um eine signifikante Anzahl von Ereignissen zu erhalten, die zu einer Mißidentifikation als Elektron führen können, ist eine hohe Statistik $\mathcal{O}(10^6)$ -Ereignisse an simulierten Photoproduktionsereignissen erforderlich. Die MC-Simulationen der Messung aller dieser Ereignisse mit dem H1-Detektor (H1SIM) würde eine nicht vertretbares Maß an Rechenzeit und Speicherplatz erfordern⁷. Aus diesem Grund führt man eine Vorselektion durch und beschränkt sich darauf, die Ereignisse zu simulieren, die die Selektion der tiefunelastischen Ereignisse passieren könnten. Mit dieser Methode der „Turbo-Simulation“ [60] wird eine Zeitersparnis der Größenordnung $\mathcal{O}(100)$ erzielt.

Dieses Verfahren ist mit den Ereignissen durchgeführt worden, die mit den in Kap. 5.3.1 beschriebenen Generatoren generiert wurden. In Tab. 5.1 findet sich eine Übersicht über die

MC-Generator	Q_{\max}^2 (GeV ²)	y_{\min}	Anzahl simulierter Ereignisse	σ_{tot} (nb)	L (nb ⁻¹)	Ereignisse nach Vorselektion
RAYVDM	1.0	0.1	$1.8 \cdot 10^6$	5820	309	9521
PYTHIA 5.6 (resolved)	4.0	0.1	$7.2 \cdot 10^5$	4440	162	10133
PYTHIA 5.6 (direkt)	4.0	0.1	$1.6 \cdot 10^5$	450	356	3839
PYTHIA 5.6 (direkt, c)	4.0	0.1	$0.8 \cdot 10^5$	54	1481	1500

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt eine Übersicht über die verwendeten MC-Generatoren. Der Generator RAYVDM ist eine Kombination aus den Generatoren RAYPHOTON und LUCVDM. „(direkt, c)“ besagt, daß in diesem Modus die Produktion von Charm-Quarks in der Photon-Gluon-Fusion mitberücksichtigt wird. Zusätzlich angegeben ist die Anzahl der Ereignisse, die die Vorselektion passieren.

verwendeten Generatoren, die Anzahl der generierten Ereignisse, die kinematischen Schnitte, sowie die Wirkungsquerschnitte der Einzelprozesse. Die Vorselektion wird nur von einem sehr geringen Teil der Ereignisse passiert, wie ebenfalls in Tab. 5.1 dargestellt ist. Diese Ereignisse sind simuliert und rekonstruiert worden und bilden die Grundlage für die Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds in der Messung der Strukturfunktion F_2 .

⁴In der Praxis wurde eine Kombination beider Programm mit dem Namen „RAYVDM“ verwendet.

⁵ \hat{p}_T bezeichnet den Transversalimpuls auf Partonniveau im Gegensatz zu dem Transversalimpuls p_T nach der Hadronisierung.

⁶Die Analyse [56] war zu dem Zeitpunkt als die MC-Simulationen für diese Analyse durchgeführt wurden, noch nicht beendet.

⁷Es ist keine Schwierigkeit, diese Anzahl von Ereignissen mit den MC-Generatoren (PYTHIA, RAYVDM) zu erzeugen. Zeit- und speicheraufwendig ist die Simulation der Ereignisse im H1-Detektor H1SIM. Die Simulation eines Ereignisses im H1-Detektor benötigt ≈ 1 min Rechenzeit und ≈ 150 kB Speicherplatz pro Ereignis.

5.3.3 Vergleich: Daten-MC-Simulation

Um die simulierten MC-Ereignisse zur Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds verwenden zu können, muß gewährleistet sein, daß der Photoproduktionsuntergrund durch die MC-Simulationen realistisch beschrieben wird.

Um dies überprüfen zu können, ist es wiederum erforderlich, einige der selektierten potentiellen DIS-Kandidaten⁸ als Photoproduktionsereignisse zu identifizieren. Dies ist mit Hilfe des Elektrondetektors ET möglich, da in etwa 10% der Fälle bei einem Photoproduktionsprozeß das gestreute Elektron in diesen Elektrondetektor gestreut wird. Der Elektrondetektor ET ist empfindlich auf Elektronen, die in einem Energiebereich von 4-20 GeV liegen und unter einem Streuwinkel von 0-5 mrad abgelenkt werden. Um Unsicherheiten durch starke Fluktuationen im Randbereich der Energieakzeptanz zu vermeiden, wird im folgenden ein Energiesignal von mehr als 8 GeV im Elektrondetektor gefordert.

Diese gemessenen Ereignisse sind im Gegensatz zu den MC-Simulationen nicht frei von Untergrund. Nach weiteren Schnitten, die im nächsten Abschnitt erläutert werden, gelingt es, diesen Untergrund zu beseitigen. Anschließend wird dann der Vergleich zwischen Daten und MC-Simulationen durchgeführt.

In dem dann folgenden Abschnitt wird mit Hilfe aller DIS-Kandidaten die Normierung überprüft. Zusätzlich wird eine unabhängige Methode zur Berechnung des Photoproduktionsuntergrunds vorgestellt. Der Vergleich beider Ansätze erlaubt die Abschätzung des systematischen Fehlers.

In Kap. 5.3.4 schließlich wird die Wirkung und Effizienz zweier spezieller Schnitte gegen Photoproduktionsuntergrund diskutiert.

Reduzierung des Untergrunds

Aus den selektierten potentiellen DIS-Kandidaten werden durch die Forderung

$$E_{ET} \geq 8 \text{ GeV} \quad (5.3.9)$$

mögliche Photoproduktionsereignisse herausgefiltert. Das Energiespektrum der Summe der Energien, die mit Elektrondetektor ET und dem Photondetektor PD gemessen werden, zeigt, daß es sich bei einigen dieser Ereignisse um keine Photoproduktionsereignisse handelt. Illustriert ist dies in Abb. 5.4. In Figur(a) sind schraffiert die Ereignisse eingezeichnet, die mehr als 2 GeV im Photon- und mehr als 8 GeV im Elektrondetektor deponiert haben. Die Verteilung der Energiesumme dieser Ereignisse besitzt einen Mittelwert, der bei der Energie des einlaufenden Elektrons von 26.7 GeV liegt. Dies ist ein Indiz, daß es sich bei diesen Ereignissen um Bethe-Heitler-Ereignisse ($ep \rightarrow ep\gamma$) handelt, die den ep -Streuprozessen zufällig überlagert sind. Mit der Forderung $E_{PD} \leq 2 \text{ GeV}$ lassen sich diese Bethe-Heitler-Ereignisse beseitigen, wie der Vergleich zwischen Figur(a) und Figur(b) zeigt.

In Figur(b) ist weiter zu sehen, daß nach diesem Schnitt noch ein anderer Untergrund verbleibt, der ebenfalls schraffiert eingezeichnet ist. Er wird durch Elektronen verursacht, die durch Energieverluste in Strahl-Restgas-Prozessen aus ihrer Bahn im Strahlrohr geworfen werden und zufällig von den Magneten des Luminositätssystems eingefangen werden [21] und

⁸Bei den Daten handelt es sich um eine Vorselektion, bei der neben der Forderung $E_{BEMC} \geq 8 \text{ GeV}$, einige weitere Kriterien wie ein begrenzter Schauerradius (ECRA (Gl. 5.3.16)) und ein dicht beim Schauerschwerpunkt liegender BPC-Treffer (DCLBP (Kap. 3.2.4)) gefordert werden.

sich einem Photoproduktionsereignis überlagern können. Diese Ereignisse werden mit Hilfe der Größe

$$(E - P_z)_{tot} = \sum_i (E_i - P_{z_i}), \quad (5.3.10)$$

erkannt, wobei sich die Summation i über alle Detektoren, einschließlich Photon- und Elektronendetektor erstreckt.

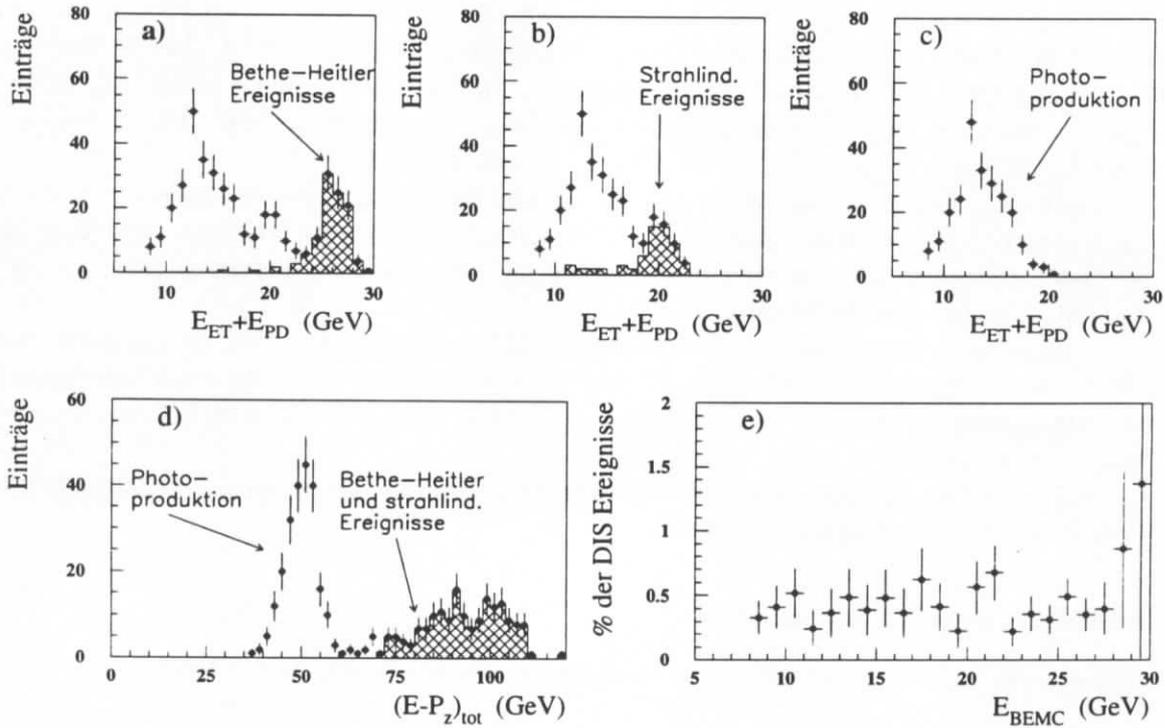


Abbildung 5.4: Illustration der zufälligen Koinzidenz von Bethe-Heitler und strahlinduzierten Ereignissen zu Ereignissen der tiefelastischen Streuung, Figur(a)-(c). In Figur(d) ist die $(E-P_z)_{tot}$ -Verteilung dargestellt. In Figur(e) ist der Anteil der Überlappereignisse an den DIS-Ereignissen für die Bethe-Heitler-Ereignisse gezeigt.

Unter der Voraussetzung, daß im Elektronendetektor ein Energiesignal von mehr als 8 GeV gemessen wird, besitzt $(E-P_z)_{tot}$ folgende Wertebereiche⁹:

1. Für Photoproduktionsereignisse (ohne Überlapp):

$$(E - P_z)_{tot} \leq 2 \cdot 26.7 \text{ GeV} = 53.4 \text{ GeV} \quad (5.3.11)$$

2. Für Photoproduktionsereignisse (mit Überlapp):

$$(E - P_z)_{tot} \leq 4 \cdot 26.7 \text{ GeV} = 106.4 \text{ GeV} \quad (5.3.12)$$

3. Für DIS-Ereignisse (mit Überlapp):

$$2 \cdot (26.7 + 8.0) \text{ GeV} \approx 70 \text{ GeV} \leq (E - P_z)_{tot} \leq 4 \cdot 26.7 \text{ GeV} = 106.4 \text{ GeV} \quad (5.3.13)$$

⁹Der Ausdruck „Überlapp“ steht hier für eine zufällige Koinzidenz von einem γp - oder DIS-Ereignis mit einem Bethe-Heitler- oder strahlinduzierten Ereignis.

Der $(E - P_z)_{tot}$ -Wertebereich ist graphisch in Figur(d) dargestellt. Der Untergrund ist deutlich von den Photoproduktionsereignissen separiert. Der in Figur(b) noch verbleibende Untergrund kann mit Ausnahme der Photoproduktionsereignisse mit Überlapp mit der Forderung

$$(E - P_z)_{tot} \leq 70 \text{ GeV} \quad (5.3.14)$$

unterdrückt werden. Dies wird durch den Vergleich von Figur(b) und Figur(c) deutlich. Während die Verteilung in (b) noch den strahlinduzierten Untergrund enthält, wurde dieser in (c) durch den zusätzlichen Schnitt Gl. 5.3.14 unterdrückt. In Figur(e) ist der Anteil der identifizierten Bethe-Heitler-Ereignisse ($E_{ET} \geq 8 \text{ GeV}$) und ($E_{PD} \geq 2 \text{ GeV}$) an den DIS-Ereignissen in Abhängigkeit von der im BEMC gemessenen Energie dargestellt. Die Energieunabhängigkeit der Verteilung bestätigt, daß es sich bei diesen Prozessen tatsächlich um eine zufällige Überlagerung handelt. Der prozentuale Anteil von 0.3-0.5% stimmt mit der Erwartung überein, die sich bei 84 miteinander kollidierenden Teilchenpaketen (siehe Tab. 2.1 in Kap. 2.1) und einer gemessenen mittleren Rate von 11-15 kHz Bethe-Heitler-Ereignissen ergibt. Umgerechnet ergibt diese Rate gerade einen Wert von ≈ 0.003 Ereignissen pro Kollision zweier Teilchenpakete.

Vergleich der Verteilungen

In diesem Abschnitt wird nun der Vergleich zwischen den MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds und den als Photoproduktionsereignissen identifizierten DIS-Kandidaten durchgeführt. Dabei ist allerdings folgendes zu beachten: Die Akzeptanz des Elektronendetektors ET ist eine Funktion der kinematischen Variablen y_e . Diese Abhängigkeit hatte sich während der Datennahme im Jahr 1993 gegenüber dem Vorjahr 1992 verändert. Die MC-Simulation der Photoproduktionsereignisse wurde aber unter der Annahme durchgeführt, daß sich die Akzeptanz nicht verändert hatte, so daß nachträglich eine Akzeptanzkorrektur auf dem Analyseniveau angebracht werden muß [61]. Erst dann können MC-Simulation und Daten miteinander verglichen werden. Die Photoproduktionsereignisse werden durch die Forderung

$$E_{ET} \geq 8 \text{ GeV}$$

selektiert, der Untergrund durch die zufälligen Überlappereignisse durch die beiden Schnitte

$$(E - P_z)_{tot} \leq 70 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E_{PD} \leq 2 \text{ GeV}$$

unterdrückt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.5 dargestellt. Figur(a) zeigt das im Elektronendetektor ET gemessene Energiespektrum, Figur(b) das Energiespektrum und Figur(c) das Winkelspektrum des fälschlicherweise als Elektron identifizierten Teilchens. Die niedrigen p_T -Werte der Prozesse, die durch das VDM-Modell beschrieben werden, spiegeln sich darin wieder, daß diese Ereignisse stark bei großen Winkeln konzentriert sind. Die Komponenten mit größeren p_T -Werten (PYTHIA) verteilen sich dagegen homogen über einen großen Winkelbereich. Die beiden wirkungsvollsten Schnitte gegen Photoproduktionsuntergrund (Kap. 5.3.4) sind der Schnitt auf den parallaxenkorrigierten Abstand zwischen BPC-Treffer und dem Schauerschwerpunkt DCLBP und der Schnitt auf den energiegewichteten Clusterradius ECRA, der in Kap. 5.3.4 in Gl. 5.3.16 definiert wird. Die Verteilungen dieser beiden Größen sind in Figur(d) und (e) zu sehen. Sie werden insgesamt gut in Normierung und Form durch die MC-Simulationen beschrieben. Eine unabhängige Methode wird im nächsten Abschnitt dazu verwendet werden, abzuschätzen, wie gut die MC-Simulationen den Untergrund beschreiben.

Die Normierung

Die Verteilungen in Abb. 5.5 basieren auf Ereignissen, die mit Hilfe des Elektrondetektors ET als Photoproduktionsereignisse identifiziert worden waren. Eine erste Überprüfung der Normierung kann an dem Energie- und Winkelspektrum aller Ereignisse, die für die Analyse verwendet werden, durchgeführt werden. Das Ergebnis ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die MC-Verteilungen sind absolut normiert, mit der gemessenen Strukturfunktion gewichtet und auf alle relative Effizienzen zwischen Daten und MC-Simulationen (Kap. 5.5) korrigiert worden. Die Energieverteilung in Figur(a) und die Winkelverteilung in Figur(c) werden gut durch die die MC-Simulationen beschrieben.

Eine (fast) unabhängige Methode zur Bestimmung des Photoproduktionsuntergrunds besteht darin, die Proportionalkammer CIP (Kap. 2.2) als Veto gegen Untergrund zu verwenden, der durch in zwei Photonen zerfallende π^0 s verursacht wird [23]. Vorausgesetzt, die Effizienz und Akzeptanz des Detektors ist verstanden, können Ereignisse, die die Selektionskriterien erfüllen, als Photoproduktionsuntergrund identifiziert werden, wenn in einer definierten Umgebung der Achse Wechselwirkungspunkt-BPC-Treffer-BEMC-Cluster keine Aktivität in der CIP festgestellt wurde¹⁰. Ist nun $(1 - \epsilon_{\text{Daten}})$ der Anteil der Untergrundereignisse, der sich in den Daten auf diese Weise nachweisen läßt und ist ϵ_{MC} der aus der MC-Simulation geschätzte Anteil, der sich auf diese Weise nicht identifizieren läßt, dann kann der relative Anteil des Photoproduktionsuntergrunds an allen gemessenen Ereignissen $\epsilon_{\gamma p}$ durch

$$\epsilon_{\gamma p} = (1 - \epsilon_{\text{Daten}}) \epsilon_{\text{MC}} \quad (5.3.15)$$

abgeschätzt werden. Mit den gleichen Analyseschnitten wie in Abb. 5.6 wurde mit dieser Methode der Anteil des Photoproduktionsuntergrunds auf einen Wert von $\approx 60\%$ bei einer im BEMC gemessenen Energie von 8 GeV geschätzt, gegenüber einem vorhergesagten Wert von $\approx 50\%$ in Abb. 5.6. Daraus läßt sich abschätzen, daß die Genauigkeit der Vorhersage durch die MC-Simulationen in einer Größenordnung von 20% liegt.

¹⁰Die Achse muß dabei natürlich innerhalb des Akzeptanzbereichs der CIP liegen.

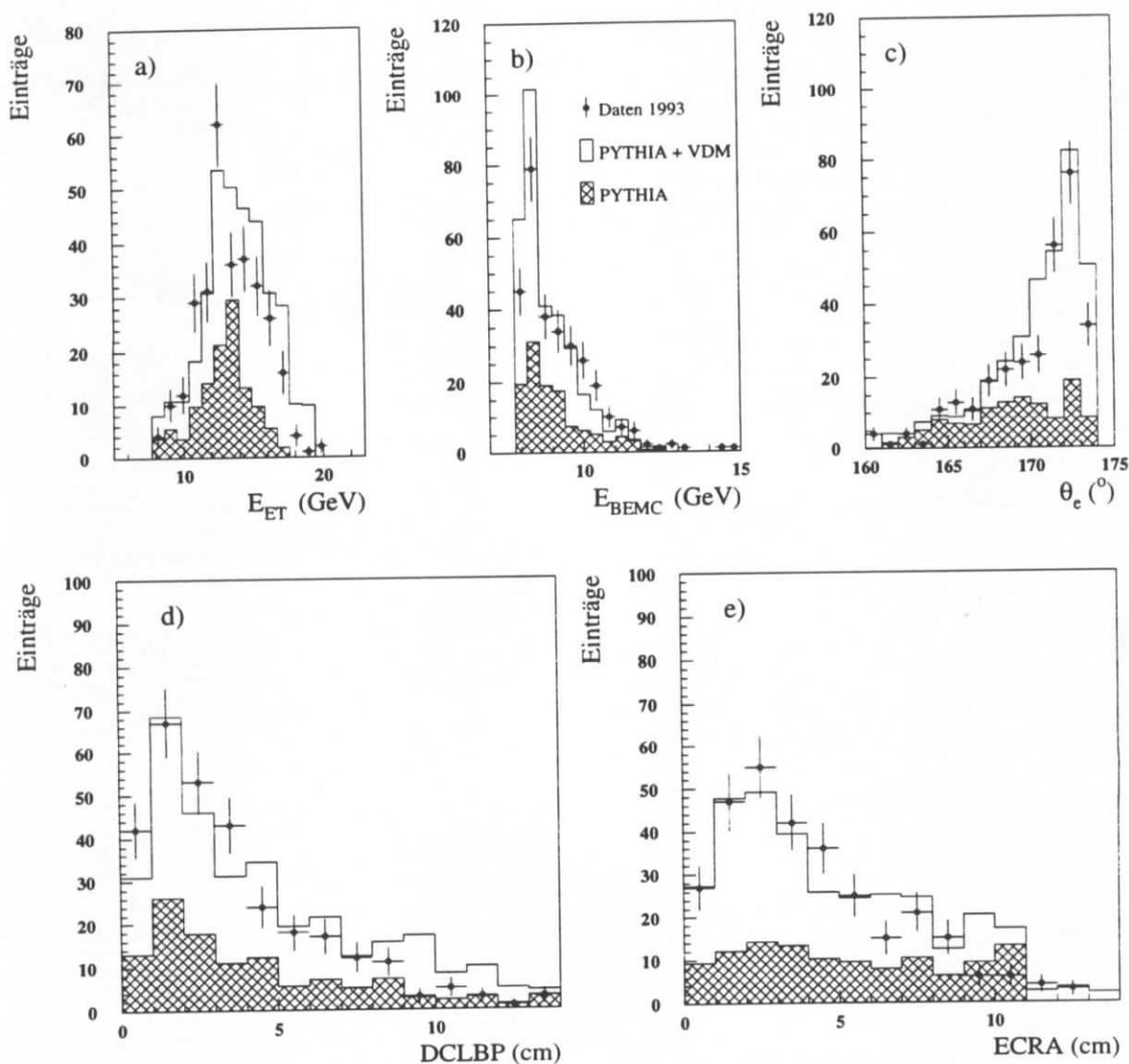


Abbildung 5.5: Figur(a) zeigt im Vergleich das im Elektronendetektor ET gemessene Energiespektrum, Figur(b) das Energiespektrum und Figur(c) das Winkelspektrum des mißidentifizierten Elektrons im BEMC. Die beiden wirkungsvollsten Schnitte gegen Photoproduktionsuntergrund sind der Schnitt auf den parallaxenkorrigierten Abstand zwischen dem BPC-Treffer und dem Schauerschwerpunkt (DCLBP) und der Schnitt auf den energiegewichteten Clusterradius (ECRA). Beide Verteilungen werden für das mißidentifizierte Elektron im BEMC in ihrer Normierung und ihrer Form beschrieben, wie in Figur(d) und (e) illustriert ist.

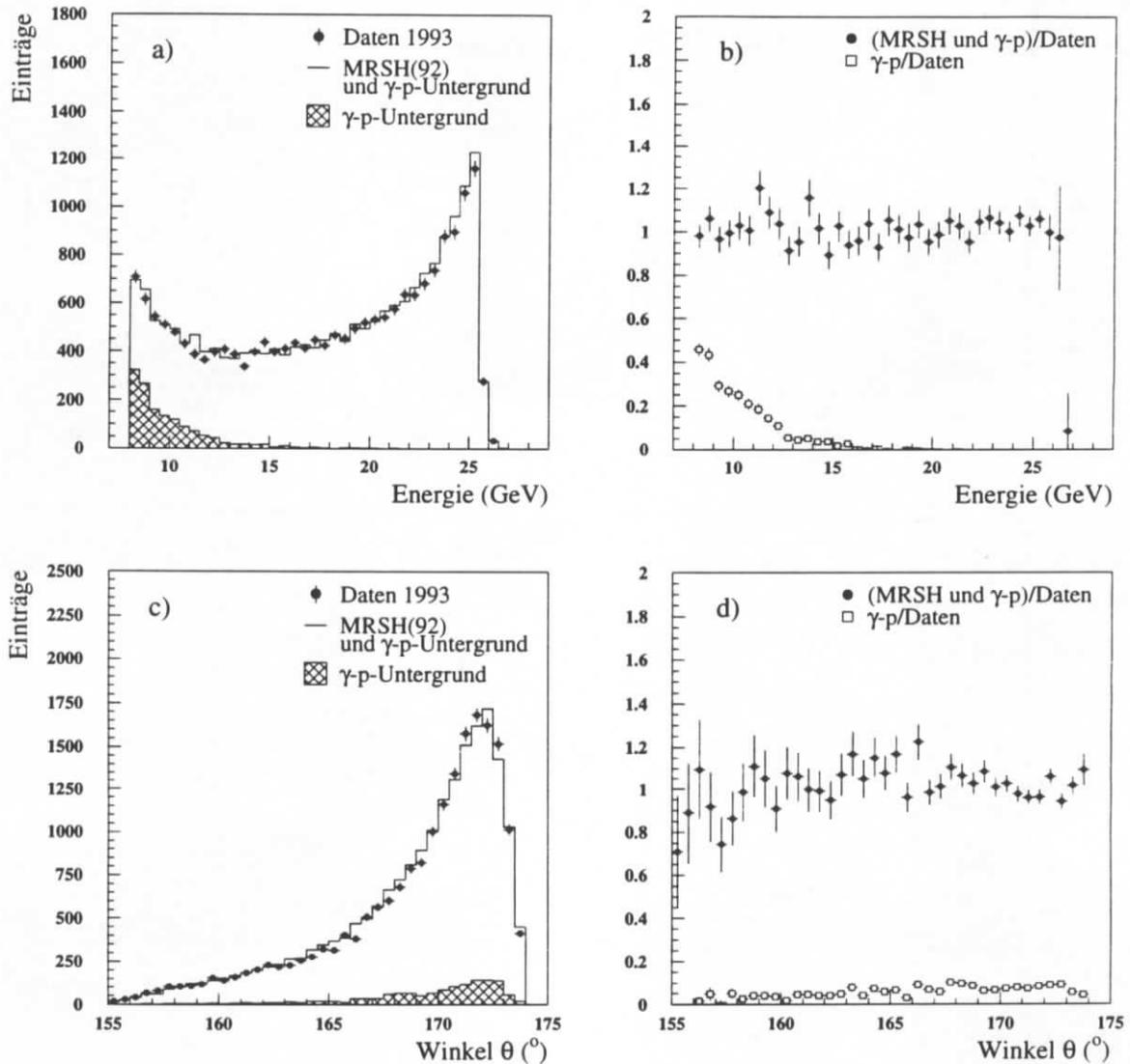


Abbildung 5.6: Dargestellt sind Energie- und Winkelverteilung der Daten nach den Analyseschnitten. Die MC-Verteilungen sind absolut auf die Luminosität normiert und auf alle Effizienzen korrigiert. Die DIS-MC-Ereignisse sind zusätzlich auf die neuen Meßwerte von F_2 gewichtet.

5.3.4 Schnitte gegen den Photoproduktionsuntergrund

Ein charakteristisches Merkmal für elektromagnetische Schauer ist die gut lokalisierte Energiedeposition im Kalorimeter (Kap. 3.2.1). Sie unterscheiden sich darin von hadronischen Schauern, die ihre Energie wesentlich weiter gestreut im Kalorimeter deponieren. Diesen Umstand kann man zur Identifikation von elektromagnetischen Schauern im BEMC ausnutzen. Als Maß für die laterale Schauerbreitung hat sich in der Analyse der sogenannte „energiegewichtete Clusterradius ECRA“ bewährt [38], der in den Bezeichnungen von Kap. 3.2 wie folgt definiert ist:

$$ECRA = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{i=1}^{N_{clu}} E_i \left| \begin{pmatrix} x_i^{cog} \\ y_i^{cog} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_{clu}^{cog} \\ y_{clu}^{cog} \end{pmatrix} \right| \quad (5.3.16)$$

In Abb. 5.7(a) ist die ECRA-Verteilung dargestellt. Dabei wurden die in Kap. 5.5 beschriebenen Analyseschnitte mit Ausnahme des ECRA-Schnitts, durchgeführt. Der Photoproduktionsuntergrund wird mit Hilfe der MC-Simulationen in Kap. 5.3.2 abgeschätzt. Die Verteilung

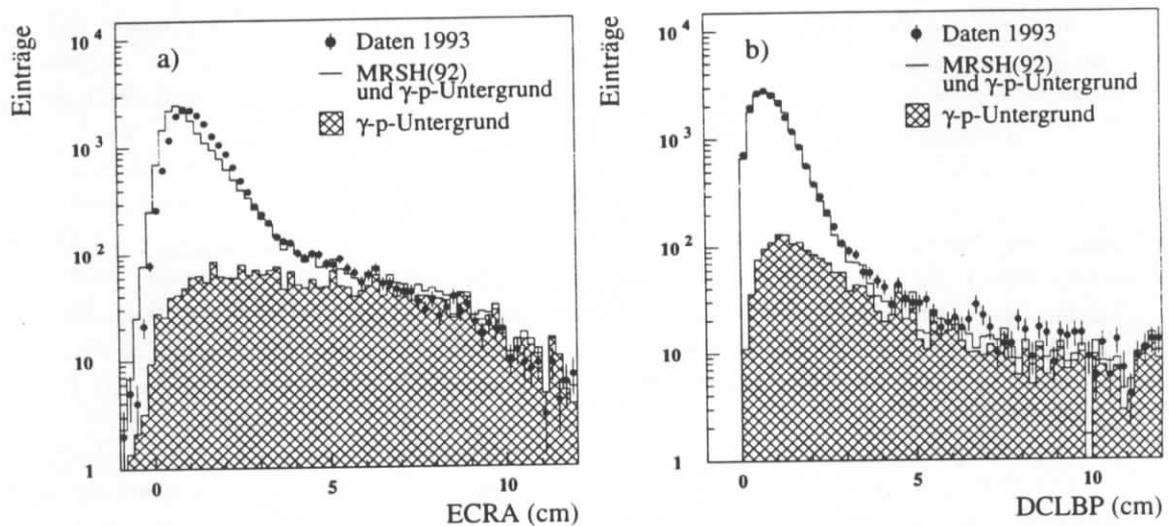


Abbildung 5.7: In Figur(a) ist die ECRA-Verteilung und in Figur(b) die DCLBP-Verteilung (nach Gl. 5.3.16) zu sehen. Dabei wurden die Analyseschnitte durchgeführt, die in Kap. 5.5 beschrieben sind.

besitzt ein ausgeprägtes Maximum in einem Bereich zwischen 1-2 cm, der durch die elektromagnetischen Cluster verursacht wird. Zu größeren Werten hin wird die Verteilung von Photoproduktionsereignissen dominiert. MC-Simulationen [38] zeigen, daß große ECRA-Werte bevorzugt durch Hadronen, insbesondere geladene Pionen, erzeugt werden. Negative ECRA-Werte werden durch negative Modulenergien E_i ermöglicht, da bei der Rekonstruktion der Modulenergien kein Schnitt auf elektronisches Rauschen durchgeführt wird. Das Maximum der Verteilungen von MC-Simulation und Daten deckt sich nicht, da in der MC-Simulation die elektromagnetischen Schauer in der parametrisierten Simulation (H1FAST) hinsichtlich des lateralen Profils zu schmal beschrieben werden [24].

In Abb. 5.7(b) ist die DCLBP-Verteilung dargestellt. Die Clusterposition ist in der MC-Simulation nach der in Kap. 3.2.4 beschriebenen Methode gaußförmig verschmiert, so daß eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht wird.

Die Randbereiche der ECRA- und DCLBP-Verteilung werden beide in Form und Normierung gut durch die MC-Simulationen beschrieben. Beide Größen eignen sich dazu, wie Abb. 5.7 deutlich macht, Photoproduktionsuntergrund zu unterdrücken. In der Analyse werden folgende zwei Schnitte durchgeführt:

$$DCLBP \leq 4 \text{ cm} \quad \text{und} \quad ECRA \leq 5 \text{ cm} \quad (5.3.17)$$

Mit Hilfe der MC-Simulationen ist es möglich, abzuschätzen, welche Effizienz die beiden Schnitte alleine und kombiniert besitzen und auf welche Art von Untergrund sie schneiden. Hierzu wird geprüft, welche Teilchensorte für die Bildung des Clusters, der als Elektron mißidentifiziert wurde, verantwortlich sein kann. Basierend auf den hier beschriebenen MC-Simulationen ist dies detailliert in [23] studiert worden, so daß im folgenden nur die für diese Analyse wichtigen Punkte erwähnt und die fehlenden ergänzt werden.

In Abb. 5.8 und Abb. 5.9 ist die Ineffizienz der beiden Schnitte alleine und in Abb. 5.10 kombiniert dargestellt. Unter Ineffizienz wird in den Abbildungen der relative Anteil der Untergrund-Ereignisse bezeichnet, die durch den Schnitt nicht beseitigt werden. Die Ineffizienzen sind, wie in den Figuren(a) der drei Abbildungen zu sehen ist, für alle drei Fälle nahezu energieunabhängig. Bei Anwendung des DCLBP-Schnitts läßt sich $\approx 50\%$ des Photoproduktionsuntergrunds beseitigen, bei Anwendung des ECRA-Schnitts $\approx 40\%$ und bei Kombination beider Schnitte $\approx 70\%$.

Wie in Abb. 5.8(b) und (c) illustriert ist, wirkt der DCLBP-Schnitt besonders effizient auf Ereignisse, bei denen der Schauer im BEMC und der BPC-Treffer durch einen Überlapp mehrerer Teilchen, wie z.B. Photon und Pion ($\pi + \gamma$) oder Elektron (aus Photonkonversion) und Photon (e, γ), erzeugt werden. Der ECRA-Schnitt ist erwartungsgemäß am wenigsten effizient bei Ereignissen, bei denen der Cluster im BEMC auf Grund eines elektromagnetische Schauers (e, γ) entstanden ist. Dies wird in Abb. 5.9(b) und (c) gezeigt. Hadronische Schauer ($\pi, \text{misc.}, \pi + \gamma$) werden dagegen mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 60\%$ als Untergrund identifiziert.

Zum Vergleich ist die gleiche Studie an DIS-MC-Ereignissen durchgeführt (Abb. 5.11). Die DCLBP- und die ECRA-Verteilung werden zu kleinen Elektronenergien hin breiter, da sich das Signal-Rausch-Verhältnis in den BEMC-Modulen verschlechtert. Dies wirkt sich darin aus, daß durch die Schnitte DIS-Ereignisse verloren gehen, wie in Abb. 5.11(a) zu sehen ist. In Abb. 5.11(b) ist zu sehen, daß einige BEMC-Schauer nicht durch das Elektron ausgelöst werden. Die Ursache dafür ist, daß der falsche Cluster selektiert wurde. Dieser Effekt ist detailliert in [38] beschrieben, so daß hier auf eine Diskussion verzichtet wird.

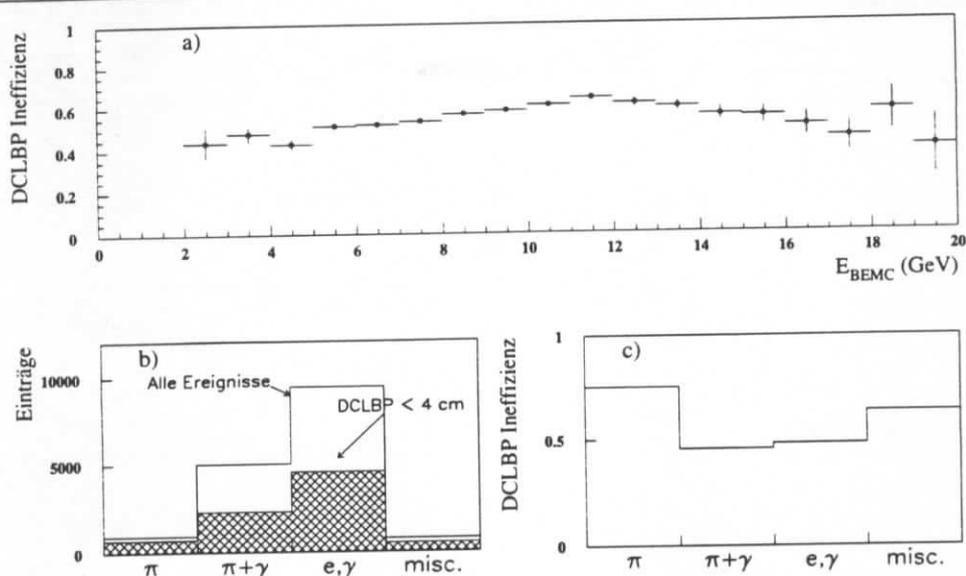


Abbildung 5.8: In Figur(a) ist die Ineffizienz des Schnitts $DCLBP \leq 4$ cm für alle simulierten Photoproduktionsereignisse in Abhängigkeit von der im BEMC gemessenen Energie dargestellt. In Figur(b) und (c) ist die Ineffizienz für verschiedene Klassen von Untergrundeignissen gezeigt. Die Ineffizienz ist für Ereignisse, die durch einen Überlapp mehrerer Teilchen erzeugt werden am größten. Hadronische Schauer, die durch Pionen (π) oder andere Hadronen (misc.) erzeugt werden, werden in 60-80% der Fälle nicht als Untergrund erkannt.

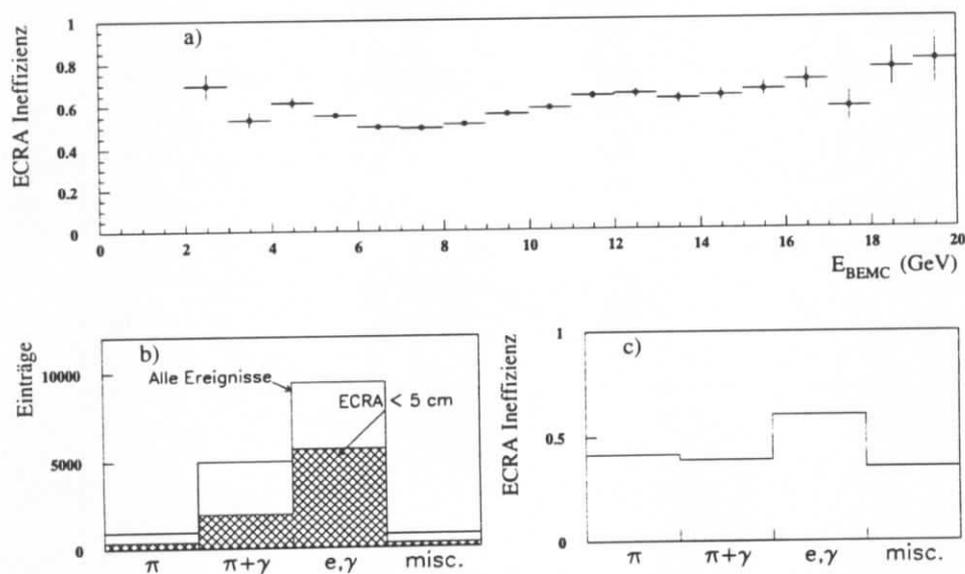


Abbildung 5.9: In Figur(a) ist die Ineffizienz des Schnitts $ECRA \leq 5$ cm für alle simulierten Photoproduktionsereignisse in Abhängigkeit von der im BEMC gemessenen Energie dargestellt. In Figur(b) und (c) ist die Ineffizienz für verschiedene Klassen von Untergrundeignissen gezeigt. Die Effizienz des Schnittes ist für hadronischen Untergrund am größten.

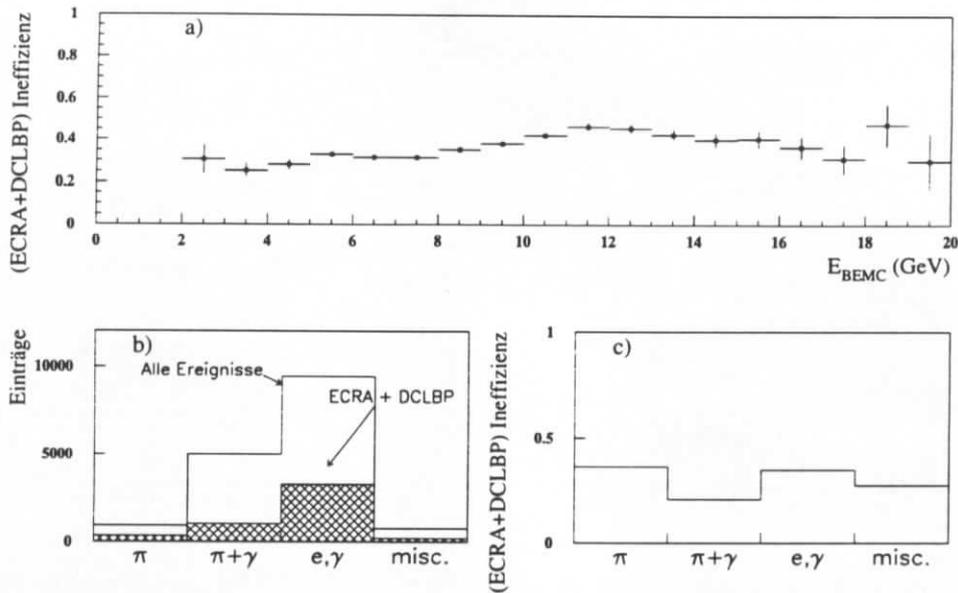


Abbildung 5.10: In Figur(a) ist die Ineffizienz des Schnitts $ECRA \leq 5$ cm und $DCLBP \leq 4$ cm für alle simulierten Photoproduktionsereignisse in Abhängigkeit von der im BEMC gemessenen Energie dargestellt. In Figur(b) und (c) ist die Effizienz für verschiedene Klassen von Untergrundereignissen gezeigt. Die beiden Schnitte ergänzen sich in ihrer Wirkung.

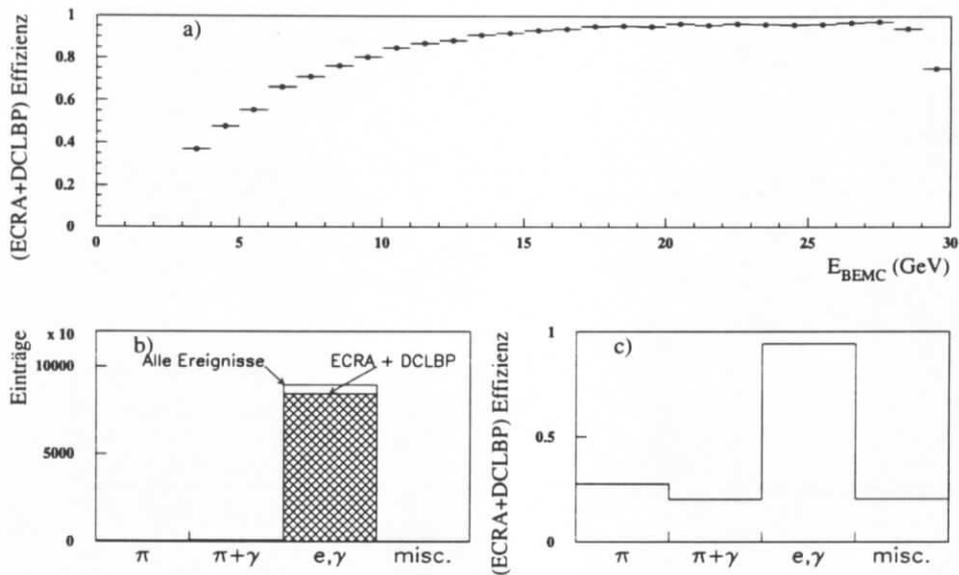


Abbildung 5.11: In Figur(a) ist die Effizienz des Schnitts $ECRA \leq 5$ cm und $DCLBP \leq 4$ cm für simulierte DIS-Ereignisse in Abhängigkeit von der im BEMC gemessenen Energie dargestellt.

5.4 Strahlungskorrekturen

Die experimentell gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte des tiefunelastischen Streuprozesses enthalten, störungstheoretisch gesprochen, implizit die Beiträge zu allen Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung. Theoretischer Bezugspunkt aber ist der nur formal existierende Bornwirkungsquerschnitt, d.h. der Wirkungsquerschnitt ohne alle höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung. Dort soll die Theorie mit dem Experiment verglichen werden. Aus diesem Grund ist es notwendig auf Effekte höherer Ordnungen zu korrigieren.

Bei Messungen im Bereich von Impulsüberträgen, die wesentlich kleiner als die Massenquadrate der Eichbosonen W^\pm und Z^0 der schwachen Wechselwirkung sind, ist der Einfluß der schwachen Wechselwirkung zu vernachlässigen. Ganz im Gegensatz dazu können QED-Strahlungseffekte einen erheblichen Einfluß auf die differentiellen Wirkungsquerschnitte haben, so daß für die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 eine Kontrolle über diese Effekte sehr wichtig ist.

5.4.1 Die radiativen Prozesse bei HERA

Die dominierenden Beiträge der radiativen elastischen Streuung ($ep \rightarrow e\gamma + p$) und der inelastischen Streuung ($ep \rightarrow e\gamma + X$) haben ihren Ursprung in Prozessen, die durch die zwei Feynman-Diagramme beschrieben werden, die in Abbildung 5.12 gezeigt sind:

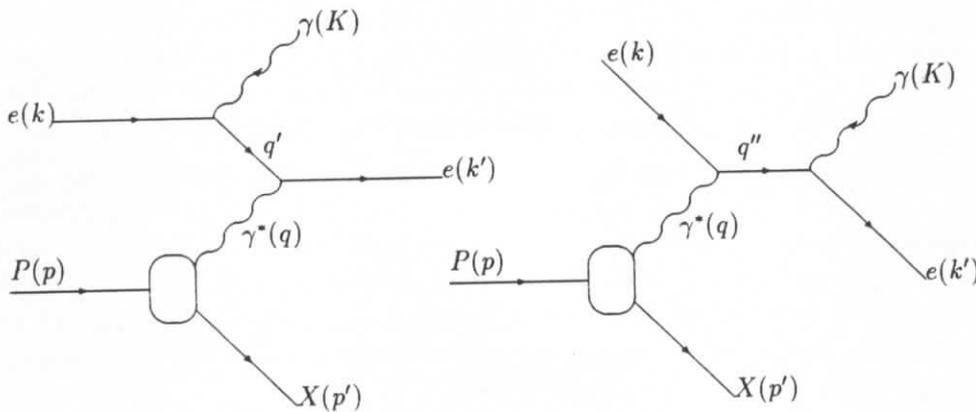


Abbildung 5.12: Dargestellt sind die zwei Feynman-Diagramme des ($ep \rightarrow e\gamma + X$)-Streuprozesses. Hierbei findet ein Bremsstrahlungsprozeß einmal vor der Elektron-Proton-Wechselwirkung und einmal danach statt. Sie werden im folgenden als ISR- bzw. FSR-Prozesse bezeichnet, wobei ISR für „Initial State Radiation“ und FSR für „Final State Radiation“ steht.

Hierbei beschreiben p , k , p' , k' und K die Vierervektoren des einlaufenden Protons, des einlaufenden Elektrons, des hadronischen Endzustands, des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons. Die Kinematik eines Ereignisses bestimmt sich je nach Wahl der Rekonstruktionsmethode aus der Messung und der Kombination dieser Vierervektoren.

Die Polstruktur der Diagramme in Abb. 5.12, die sich durch die auftretenden inneren Photon- und Elektronlinien ergibt, liefert die kinematischen Bereiche, in denen der Wirkungsquerschnitt groß wird. Diesen Bereichen lassen sich drei Klassen von Prozessen zuordnen [62], die durch ihre verschiedene experimentelle Signatur voneinander unterschieden werden.

1. Der **Bremsstrahlungsprozeß** entspricht den Polbereichen, bei dem die invarianten Massen von virtuellem Photon und Elektron sehr klein sind ($q^2, q'^2, q''^2 \approx 0$). Das Photon wird in diesem Fall unter einem sehr kleinen Winkel gestreut und kann experimentell nur im Photodetektor beobachtet werden. Die Winkelakzeptanz des Photodetektors von ≈ 0.45 mrad beschränkt die Messung auf einen maximalen Impulsübertrag von $Q^2 = -q^2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$.

Das Elektron wird elastisch an dem Proton gestreut. Da bei diesen geringen Impulsüberträgen die Protonstruktur nicht aufgelöst wird, eignet sich dieser Prozeß zur Luminositätsmessung. Der Wirkungsquerschnitt wird im ultrarelativistischen Grenzfall durch die Bethe-Heitler-Formel [63] beschrieben und ist Grundlage für die Luminositätsmessung bei H1. Elektron, Photon und Proton können im zentralen Detektor nicht nachgewiesen werden und sind deswegen als Untergrundquelle zu den Ereignissen der tiefunelastischen Streuung zu vernachlässigen.

Sie können allerdings Ereignissen aus anderen Prozeßkanälen überlagert sein (Kap. 5.3.3) und müssen deswegen bei Studien, die mit dem Elektron- und Photodetektor durchgeführt werden, berücksichtigt werden.

2. Der **QED Compton Prozeß** entspricht dem Polbereich, bei dem die invariante Masse des virtuellen Photons klein gegenüber der invarianten Masse des $e\text{-}\gamma$ -Systems ist. Der Impulsübertrag auf das Elektron kann dagegen so groß sein ($q'^2, q''^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$), daß das gestreute Elektron im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann. Da auch hier die Struktur des Protons nur bis zu Längenskalen aufgelöst wird, die in Experimenten vor HERA gut ausgemessen sind, bieten diese Ereignisse, die im Akzeptanzbereich des Zentraldetektors liegen, eine alternative Methode zur Luminositätsmessung.

Wegen des geringen Impulsübertrags auf das hadronische System wird das Proton bei elastischen QED-Compton-Prozessen oder seine Fragmente bei inelastischen QED-Compton-Prozessen in den meisten Fällen nicht nachgewiesen. Es ist daher nur sehr unwahrscheinlich, daß ein Wechselwirkungspunkt durch die Spurenkammern rekonstruiert wird. Der Untergrund durch den elastischen und unelastischen Kanal zu den tiefunelastischen Ereignissen bei niedrigen Werten von Q^2 wird in MC-Simulationen auf 3% abgeschätzt [51].

3. Ein **radiatives DIS-Ereignis** ist ein tiefunelastisches Streueignis, bei dem zusätzlich ein energiereiches Photon vom einlaufenden oder auslaufenden Elektron abgestrahlt wird. Der Viererimpulsübertrag Q^2 ist groß $Q^2 = -q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$. Wegen der Pole bei $q'^2 = 0$ und $q''^2 = 0$ wird der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse durch kollineare Abstrahlung des Photons vom einlaufenden oder auslaufenden Elektron dominiert. Je nach gewählter Methode zur Rekonstruktion der Kinematik können große Korrekturen zum Bornwirkungsquerschnitt entstehen, die Gegenstand der folgenden Diskussion sein werden.

Korrekturen durch die Abstrahlung eines Photons von der Quarklinie werden vernachlässigt. Die auftretenden Singularitäten werden, wie auch schon die Massensingularitäten aus der Gluonabstrahlung, in der Strukturfunktion absorbiert. Die verbleibenden endlichen Terme sind vernachlässigbar klein [64], so daß wir uns in der folgenden Diskussion auf Abstrahlungen von den Elektronlinien beschränken.

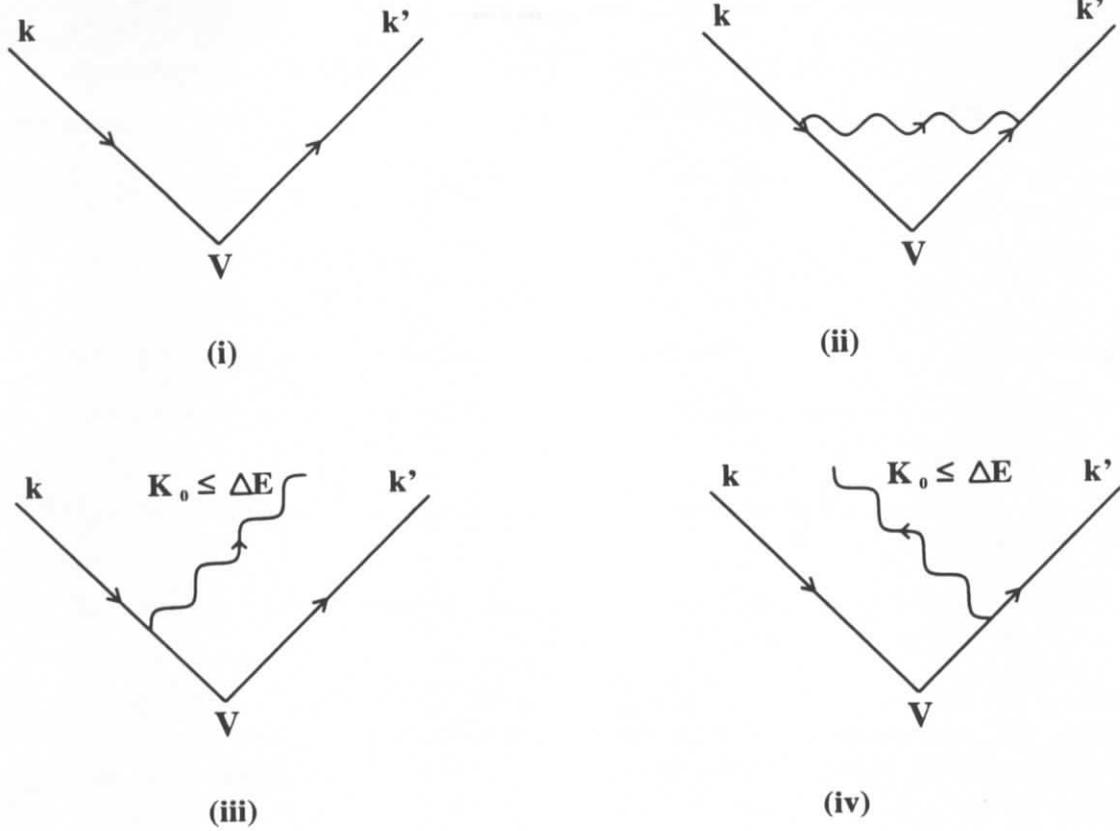


Abbildung 5.13: Diagramm (i) beschreibt die Streuung eines Elektrons e an einem externen Potential V , (ii) zeigt die Vertexkorrektur, (iii) und (iv) die Abstrahlung eines weichen ($K_0 \leq \Delta E$) Photons.

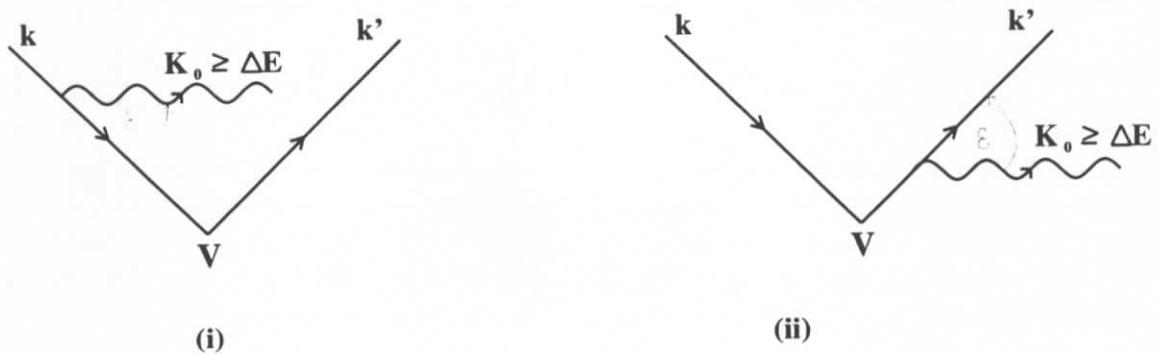


Abbildung 5.14: Die Diagramme (i) und (ii) beschreiben die Abstrahlung eines harten ($K_0 \geq \Delta E$) Photons.

5.4.2 Abschätzung der radiativen Korrektur

Der differentielle Bornwirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2}$ wird durch Strahlungskorrekturen δ_{RC} in $\mathcal{O}(\alpha)$ -Störungstheorie zu $\frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2}$ modifiziert:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2} &= \frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2} (1 + \delta_{RC}) \\ \frac{d^2\sigma(x, Q^2)}{dx dQ^2} &= \frac{d^2\sigma_0(x, Q^2)}{dx dQ^2} + \frac{d^2\sigma_1(x, Q^2)}{dx dQ^2}\end{aligned}\quad (5.4.18)$$

Die dominierenden Beiträge zu der Strahlungskorrektur δ_{RC} haben ihren Ursprung in:

1. Der Abstrahlung von weichen und virtuellen Photonen, siehe Diagramme (i)-(iv) in Abb. 5.13.
2. Der Abstrahlung von energiereichen Photonen vom einlaufenden Elektron (ISR), Diagramm (i) in Abb. 5.14.
3. Der Abstrahlung von energiereichen Photonen vom auslaufenden Elektron (FSR), Diagramm (ii) in Abb. 5.14.

Die Beiträge der divergenten Selbstenergiendiagramme von Photon und Elektron sind in der renormierten Elektronmasse, der Wellenfunktion und der Ladung absorbiert und sind für diese Problemstellung irrelevant. Der Beitrag der Vertexkorrektur (Diagramm (ii) in Abb. 5.13) enthält allerdings zusätzlich zur UV-Divergenz, die durch die Renormierung der Ladung kompensiert wird, eine Infrarotdivergenz. Diese Divergenz wiederum hebt sich gegen die ebenfalls infrarotdivergenten Anteile der Bremsstrahlungsprozesse (Diagramme (i)-(ii) in Abb. 5.14) auf. Sie werden bis zu einer von der Detektorauflösung abhängigen Schwellenenergie ΔE aufsummiert.

Spürbare Korrekturen werden durch große Logarithmen der Form $\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{Q^2}{m_e^2}$ verursacht, die ihren Ursprung in der kollinearen Abstrahlung des Photons von der Elektronlinie haben. In der sogenannten „Leading Log“-Approximation werden diese großen Logarithmen der drei verschiedenen Beiträge aufsummiert. Die Gesamtkorrektur δ_{RC} , zusammengesetzt aus den diskutierten Teilbeiträgen, läßt sich auf diese Weise sehr kompakt darstellen [64]:

$$\frac{d^2\sigma_1(x, Q^2)}{dx dy} = \frac{\alpha}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{m_e^2} \int_0^1 dz \frac{1+z}{1-z} \left\{ \theta(z - z_0) |J(x, y)| \frac{d^2\sigma_0}{dx dy}(\hat{x}, \hat{y}) - \frac{d^2\sigma_0}{dx dy}(x, y) \right\}. \quad (5.4.19)$$

x und y sind die kinematischen Variablen, die im Experiment gemessen werden. $|J(x, y)|$ ist die Determinante der Transformationsmatrix, die die Transformation der Werte am hadronischen Vertex \hat{x} und \hat{y} zu den der gemessenen x und y beschreibt. z ist als das Verhältnis der Elektronenergie nach der Abstrahlung und der Energie vor der Abstrahlung definiert und ist deshalb für ISR- und FSR-Bremsstrahlungsprozesse unterschiedlich:

$$\text{ISR: } z_i = \frac{\hat{E}_i}{E_i} \quad \text{FSR: } z_f = \frac{E_f}{\hat{E}_f} \quad (5.4.20)$$

Die Variable z_0 in Gl. 5.4.19 ergibt sich aus den kinematischen Randbedingungen

$$0 \leq z_i, z_f, \hat{x}, \hat{y} \leq 1$$

und ist entsprechend von der kinematischen Rekonstruktionsmethode abhängig. Für ISR-Bremsstrahlung und bei Rekonstruktion der Kinematik mit Hilfe der Elektronmethode (siehe Kap. 1.7.1) lauten die Transformationsregeln folgendermaßen:

$$\hat{Q}^2 = z_i Q^2, \quad \hat{y} = \frac{z_i + y - 1}{z_i}, \quad \hat{x} = \frac{z_i x y}{z_i + y - 1}, \quad z_0 = \frac{1 - y}{1 - x y} \quad (5.4.21)$$

In der Näherung von Gl. 5.4.19 sind die Interferenzterme zwischen ISR- und FSR-Bremsstrahlung vernachlässigt, da sie keine führenden Logarithmen der Ordnung $\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{Q^2}{m^2}$ liefern. Dies rechtfertigt die Bildung der inkohärenten Summe aus beiden Beiträgen. Aus Gl. 5.4.19 lassen sich für die Messung von F_2 folgende Schlußfolgerungen ziehen:

1. Gl. 5.4.19 zeigt, daß die Größe der radiativen Korrekturen hauptsächlich von der verwendeten Rekonstruktionsmethode abhängt.

Beispielsweise muß bei Verwendung der Elektronmethode keine FSR-Korrektur durchgeführt werden, da in einer kalorimetrischen Messung das e- γ -System inklusiv gemessen wird. Dies spiegelt sich in Gl. 5.4.19 dadurch wieder, daß in diesem Fall die Transformationsmatrix $|J(x, y)|$ gerade die Einheitsmatrix ist.

Ganz anders wäre allerdings die Situation, wenn die Elektronenergie zum Beispiel mit Hilfe magnetspektroskopischer Methoden gemessen würde. In diesem Fall würden sich die führenden Logarithmen nicht kompensieren und große radiative Korrekturen wären die Konsequenz.

2. Die radiative Korrektur ist abhängig von der benutzten Strukturfunktion, da die Integration über den strukturfunktionsabhängigen differentiellen Bornwirkungsquerschnitt erfolgt. Illustriert ist dies in Tab. 5.2 für die Strukturfunktionen MRSH und MRSD0' bei Verwendung der Elektronmethode.

3. Die Korrekturen können durch geeignete Schnitte stark reduziert werden. So läßt sich zum Beispiel mit einem Schnitt auf die Größe $(E - P_z)$ die Photonenergie, die maximal vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden kann, begrenzen. Bei Anwendung dieses Schnitts läßt sich in Gl. 5.4.19 der Integrationsbereich einschränken, was in gewissen kinematischen Bereichen zu einer Reduzierung der radiativen Korrektur führen kann [65].

4. Der Phasenraum für harte radiative Abstrahlung ist am größten für kleine Werte von x und große Werte von y , was sich in Gl. 5.4.19 formal darin äußert, daß aus Gl. 5.4.21 bei Anwendung der Elektronmethode $z_0 \rightarrow 0$ folgt. Der Term proportional zu $\frac{d^2\sigma_0(\hat{x}, \hat{y})}{dx dy}$ in Gl. 5.4.19 führt in diesem Fall zu einem starken Anstieg der Strahlungskorrektur in diesem kinematischen Bereich. Umgekehrt ist für kleine Werte von y der Phasenraum für harte Bremsstrahlung sehr klein, was $z_0 \rightarrow 1$ zur Folge hat. Wie in Gl. 5.4.19 nachzuvollziehen ist, wird die radiative Korrektur in diesem Grenzfall negativ. Für kleine Werte von y ist bei Verwendung der Elektronmethode die kinematische Bedingung so scharf gestellt, daß durch die Abstrahlung weicher Photonen Ereignisse aus dem kinematischen $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelement fallen können.

Dies qualitativ diskutierte Verhalten läßt sich gut in Tab. 5.2 beobachten. Da der y -Bereich nach unten beschränkt ist, treten keine negativen Strahlungskorrekturen in der Tabelle auf.

Radiative Korrektur δ_{RC}					
Q^2	x	y	z_0	δ_{RC} MRSD0' (%)	δ_{RC} MRSH (%)
6.0	0.00012	0.57	0.43	53.2	29.6
	0.00018	0.38	0.62	34.3	19.1
	0.00026	0.26	0.74	25.6	14.1
8.5	0.00018	0.54	0.47	44.3	27.0
	0.00026	0.37	0.63	30.2	18.4
	0.00038	0.26	0.74	23.1	13.8
	0.00056	0.17	0.83	18.0	10.5
	0.00083	0.12	0.88	14.0	7.9
	0.00133	0.07	0.92	9.9	5.2
12.0	0.00026	0.53	0.47	38.3	25.1
	0.00038	0.36	0.64	26.7	17.3
	0.00056	0.24	0.76	20.2	12.9
	0.00083	0.17	0.84	15.6	9.7
	0.00133	0.10	0.90	11.1	6.6
15.0	0.00038	0.45	0.55	31.0	21.2
	0.00056	0.31	0.69	22.4	15.2
	0.00083	0.21	0.79	17.0	11.3
	0.00133	0.13	0.87	12.1	7.7
	0.00237	0.07	0.93	7.2	4.2
20.0	0.00056	0.41	0.59	27.1	19.4
	0.00083	0.28	0.72	19.8	14.0
	0.00133	0.17	0.83	13.8	9.5
	0.00237	0.10	0.90	8.5	5.6
25.0	0.00056	0.51	0.49	32.6	24.2
	0.00083	0.34	0.66	22.5	16.6
	0.00133	0.21	0.79	15.4	11.2
	0.00237	0.12	0.88	9.6	6.7
	0.00421	0.07	0.93	4.9	3.1
35.0	0.00083	0.48	0.52	29.6	22.9
	0.00133	0.30	0.70	18.8	14.5
	0.00237	0.17	0.83	11.6	8.8
	0.00421	0.10	0.91	6.4	4.7
50.0	0.00133	0.43	0.57	24.7	19.9
	0.00237	0.24	0.76	14.5	11.7
	0.00421	0.14	0.86	8.3	6.7
	0.00750	0.08	0.92	3.5	2.7
65.0	0.00237	0.31	0.69	17.4	14.5
	0.00421	0.18	0.82	10.1	8.4
	0.00750	0.10	0.90	4.8	4.0

Tabelle 5.2: Die radiativen Korrekturen für die in dieser Analyse verwendeten Flächenelemente in der x - Q^2 -Ebene sind in LL-Approximation mit Hilfe von Gl. 5.4.19 für die Elektronmethode abgeschätzt worden. Die Korrekturen hängen stark von der verwendeten Strukturfunktion und der Rekonstruktionsmethode ab. Beispielsweise bewegen sich die Korrekturfaktoren bei Verwendung der gemischten Methode in einem Bereich von ungefähr -5% bis 5%.

5.4.3 Experimentelle Konsequenzen

Zur Abschätzung der radiativen Korrekturen werden in dieser Analyse MC-Simulationen verwendet, die mit dem Programmpaket DJANGO 2.1 [31] erstellt wurden. DJANGO 2.1 verbindet den Generator HERACLES [32], der $\mathcal{O}(\alpha)$ korrigierte radiative Ereignisse generiert, mit dem Generator LEPTO 5.4 [33], der die entsprechenden hadronischen Endzustände erzeugt. Es ist sehr bequem, die radiativen Korrekturen mit Hilfe der MC-Ereignisse durchzuführen, da Detektoreffekte und Schnitte richtig behandelt werden. Dennoch sollte man folgendes beachten:

1. Üblicherweise wird die Simulation nur bis zu einem vorgegebenen Wert von Q^2 durchgeführt. Der Generator bestimmt diesen Wert nach

$$Q^2 = -q^2 \approx 4E_i E_f \cos^2 \frac{\theta_f}{2},$$

wobei E_i und E_f die Energie des einlaufenden bzw. unter dem Winkel θ_f auslaufenden Elektrons bezeichnet. Bei harten FSR-Prozessen kann es passieren, daß der Q^2 -Wert dieses Ereignisses unterhalb des vorgegebenen Schwellenwertes liegt aber das Elektron-Photon-System einen Q^2 -Wert besitzt, der weit höher liegt. Sind Elektron und Photon kollinear bis zu einem Winkel von ≈ 10 mrad, können Elektron und Photon im BEMC nicht mehr getrennt gemessen werden.

In dieser Analyse wurden wie bei der H1-Analyse zunächst nur MC-Simulationen verwendet, bei denen nur Ereignisse generiert wurden, die einen Q^2 -Wert von mindestens 5 GeV^2 besitzen. Es zeigte sich, daß durch den oben beschriebenen Effekt, bis zu $\approx 5\%$ zuwenig Ereignisse in den für die Analyse verwendeten Flächenelementen $\Delta x \Delta Q^2$ simuliert wurden. Diese Verluste müssen durch MC-Simulationen ausgeglichen werden, bei denen der Q^2 -Schnitt bei niedrigeren Werten von Q^2 durchgeführt wird (siehe Tab. 5.5 in Kap. 5.6).

2. Die radiativen Korrekturen sind, wie Tab. 5.2 zu entnehmen ist, stark von der Strukturfunktion abhängig. Das in dieser wie auch in der offiziellen H1-Analyse verwendete Entfaltungsverfahren bestimmt die Korrekturfaktoren δ_{RC} aus MC-Simulationen, die mit der Strukturfunktion MRSH durchgeführt wurden. Bei großen Abweichungen der Messung von den vorgegebenen Werten der MC-Simulation kann dieses Verfahren insbesondere bei Verwendung der Elektronmethode zu Fehlern führen, die abgeschätzt werden müssen.

Der Fehler läßt sich durch neue Gewichte für die verwendeten MC-Ereignisse reduzieren. Um die radiativen Korrekturen konsistent zu berechnen, müssen die Gewichte abhängig von den kinematischen Größen am hadronischen Vertex \hat{x} , \hat{y} und \hat{Q}^2 angebracht werden.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, eine Rekonstruktionsmethode zu verwenden, bei der man weitgehend insensitive auf Strahlungskorrekturen ist. Dies ist z.B. bei der Σ -Methode [66] der Fall, die 1993 ebenfalls zur Messung der Strukturfunktion F_2 verwendet wurde.

3. Die radiativen Korrekturen sind zusätzlich mit dem Programmpaket TERAD [67] abgeschätzt worden. Der Vergleich mit den Resultaten, die das MC-Programm DJANGO 2.1 liefert, gibt einen Hinweis auf die Größe des systematischen Fehlers. Der Fehler beträgt zwischen 2 und 4% [68] und ist Teil des systematischen Fehlers.

5.5 Datenselektion, Effizienzen

Die Ereignisse, die für die Messung der Strukturfunktion F_2 verwendet werden, haben zunächst die Triggerstufen L1 und L4 durchlaufen. Anschließend werden sie in der Triggerstufe L5 vollständig rekonstruiert und verschiedenen Ereignisklassen zugeordnet, die so ausgelegt sind, daß eine Kontrolle wichtiger Analyseschnitte möglich ist. Eine detaillierte Beschreibung dieser Klassifizierung, die im Jahr 1993 verwendet wurde, ist in [69] zu finden. Aus diesen Ereignissen¹¹ werden dann mit speziellen Analysekrterien die Kandidaten herausselektiert, die für die Messung der Strukturfunktion F_2 verwendet werden. Diese Analyseschnitte werden mit den zugehörigen Effizienzen im folgenden beschrieben. Zu beachten ist, daß bei der gewählten Entfaltungsmethode (Kap. 5.7) nicht die absolute Effizienz eines bestimmten Schnitts $\epsilon_{\text{Schnitt}}^{\text{Daten}}$ sondern die relative Effizienz dieses Schnitts bezüglich der MC-Simulation bestimmt werden muß, d.h. $\frac{\epsilon_{\text{Schnitt}}^{\text{Daten}}}{\epsilon_{\text{Schnitt}}^{\text{MC}}}$. Die verwendeten MC-Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung sind in Kap. 5.6 beschrieben.

Die Selektion sogenannter „Guter Runs“

Es werden nur Runs¹² zur Analyse herangezogen, bei denen alle für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten wie BEMC, BPC, CJC, etc. während der Datennahme in Betrieb waren. Die aus dieser Selektion resultierende Luminosität beträgt 273 nb^{-1} [18].

Die Triggerkriterien

1. **BSET:** Der BSET-CL2-Trigger (Kap. 2.2) muß angesprochen haben. Der Trigger war während der Datennahme im Jahr 1993 so eingestellt, daß die inneren Dreiecke keinen Triggercluster initiieren konnten, so daß auf Elektronen nahe des Strahlrohrs nicht getriggert wurde. Um die Ineffizienz, die in der MC-Simulation nicht vorhanden ist, zu kontrollieren, werden aus diesem Grund Ereignisse, die in diesem inneren Bereich liegen durch geeignete räumliche Schnitte ausgeschlossen. Im Rahmen der Diskussion dieser Schnitte wird die Effizienz dieses Subtriggers bestimmt.
2. **ToF:** Das ToF hat entweder kein Signal gegeben oder wenn ein Signal innerhalb des Ereigniszeitfensters liegt, dann dürfen nur maximal zwei Zähler im Untergrundzeitfenster angesprochen haben. Die Effizienz ist zu

$$\frac{\epsilon_{\text{TOF}}^{\text{Daten}}}{\epsilon_{\text{TOF}}^{\text{MC}}} = 0.98 \pm 0.02 \quad (5.5.22)$$

abgeschätzt worden [70], wobei trivialerweise für die MC-Simulation gilt: $\epsilon_{\text{TOF}}^{\text{MC}} = 1$.

Schnitte auf den Wechselwirkungspunkt

Für die Messung der kinematischen Variablen mit der Elektronmethode (Kap. 1.7) ist eine genaue Bestimmung des Wechselwirkungspunktes unerlässlich. Die Nominalposition des Wechselwirkungspunktes in z-Richtung lag während der Datennahme im Jahr 1993 bei einem Wert

¹¹Die Kandidaten für die tiefunelastische ep-Streuung bei niedrigen und mittleren Werten von Q^2 sind in den FPACK-Ereignisklassen 10 und 11 zusammengefaßt.

¹²Die Datennahme wird in kleinen Einheiten durchgeführt, die als „Runs“ bezeichnet werden.

von $z=-5$ cm bei einer Breite der Verteilung von $\sigma=10$ cm (Abb. 5.15). Der Wechselwirkungspunkt muß entweder von den zentralen oder den Vorwärtsspurkammern rekonstruiert worden sein. Die z -Position, auch „ z -Vertex“ genannt, muß außerdem innerhalb eines Bereichs von ± 25 cm um die Nominalposition bei $z=-5$ cm herum liegen, d.h.:

$$-30 \text{ cm} \leq z\text{-Vertex} \leq 20 \text{ cm} \quad (5.5.23)$$

Bei Bestimmung der Effizienz dieses Schnitts sind zwei voneinander getrennte Probleme zu lösen:

1. **Rekonstruktionseffizienz:** Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert wird, hängt stark von der Aktivität in den Spurenkammern ab und damit von der invarianten Masse W des hadronischen Endzustands und damit wegen $W^2 \approx y \cdot s$ vom y -Wert am hadronischen Vertex. Für kleine Werte von y , d.h. im Bereich des „kinematischen Peaks“ oder bei harter Strahlung vom einlaufenden Elektron, sinkt aus diesem Grund die Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes. In der verwendeten MC-Simulation der tiefunelastischen ep-Streuung (Kap. 5.6) wird sowohl der hadronische Endzustand, als auch die Abstrahlung von Photonen simuliert. Es zeigt sich, daß in dem kinematischen Bereich $y \geq 0.05$ die Effizienz für die Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes $\epsilon_{z\text{-Vertex}}$ durch die MC-Simulationen bis auf eine kleine globale Korrektur gut beschrieben wird [71]:

$$\frac{\epsilon_{z\text{-Vertex}}^{\text{Daten}}}{\epsilon_{z\text{-Vertex}}^{\text{MC}}} = 0.98 \pm 0.02 \quad (5.5.24)$$

Abb. 5.15 zeigt die z -Vertex-Verteilung nach Anwendung aller hier beschriebenen Selektionskriterien im Vergleich zwischen MC-Simulation und Daten. In Figur(a) ist deutlich zu sehen, daß die Mittelwerte von MC-Simulation und Daten nicht übereinstimmen, wohingegen die Form und Breite der Verteilungen in guter Übereinstimmung sind. Die Ursache liegt darin, daß der Mittelwert der z -Vertex-Verteilung bei einem Wert von $z=-3.6$ cm simuliert wurde, der Mittelwert während der Datennahme 1993 bei einem Wert von $z=-5.0$ cm lag. In der Analyse wird dies durch eine z -Vertex-abhängige neue Gewichtung der MC-Ereignisse korrigiert (Abb. 5.15, Figur(b)).

2. **Luminositätskorrektur:** Die z -Vertex-Verteilung besitzt bei $z=70$ cm ein weiteres kleines Maximum, daß durch die sogenannten „Satelliten-Pakete“, die sich im Abstand von 4.8 ns um das Protonpaket herum entwickeln, verursacht wird. Bei der Luminositätsmessung wird nicht unterschieden ob der Bethe-Heitler-Prozeß an Teilchen im Haupt- oder Satelliten-Paket stattgefunden hat. Durch den z -Vertex-Schnitt (5.5.23) werden andererseits die ep-Ereignisse, die durch die „Satelliten-Pakete“ erzeugt werden herausgeschnitten, was eine Luminositätskorrektur von $2.4 \pm 0.04\%$ nötig macht. Hinzu kommt eine kleine Korrektur von $0.6 \pm 0.01\%$, die darauf beruht, daß in der MC-Simulation die Randbereiche der z -Vertex-Verteilung nicht perfekt beschrieben werden. Die zwei Effekte zusammengenommen ergeben eine Korrektur auf die gemessene Luminosität von [72]:

$$\frac{\epsilon_{Lumi}^{\text{Daten}}}{\epsilon_{Lumi}^{\text{MC}}} = 0.97 \pm 0.005 \quad (5.5.25)$$

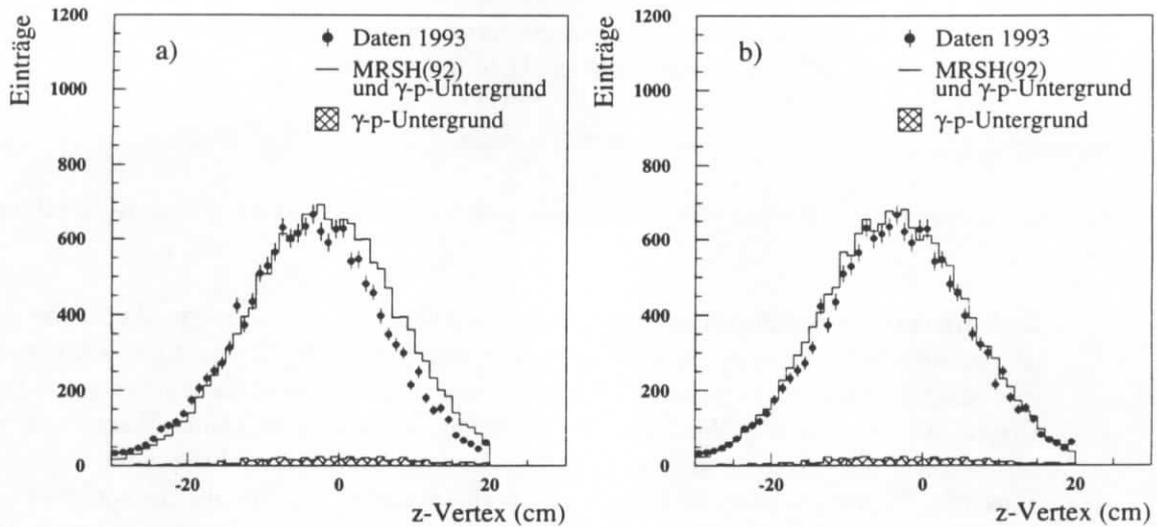


Abbildung 5.15: Vergleich der z -Vertex-Verteilung zwischen MC-Simulation und Daten, unkorrigiert (a) und (b) nach neuer Gewichtung der MC-Ereignisse.

Der Schnitt „RVFIT“

Der z -Vertex-Schnitt (5.5.23) führt zu einer Reduktion des strahlinduzierten Untergrunds in einer Größenordnung von 50-60%. Eine weitere Verbesserung läßt sich mit der Forderung erzielen, daß mehr als 25% aller in der zentralen Driftkammer CJC1 rekonstruierten Spuren mit $p_T \geq 350 \text{ MeV}$ zum Wechselwirkungspunkt weisen („vertex fitted tracks“). Diese Forderung entspricht dem Schnitt:

$$RVFIT \geq 0.25 \quad (5.5.26)$$

Die Effektivität dieses Schnitts ist anhand von Elektron- und Proton-Paketen, die in der Wechselwirkungszone nicht zur Kollision gebracht werden, überprüft und optimiert worden. 70-80% des strahlinduzierten Untergrunds läßt sich so erkennen. Die Korrelation mit dem z -Vertex-Schnitt (5.5.23) ist auf 50% abgeschätzt worden. Die Effizienz des Schnitts ist zu

$$\frac{\epsilon_{RVFIT}^{\text{Daten}}}{\epsilon_{RVFIT}^{\text{MC}}} = 0.98 \pm 0.02 \quad (5.5.27)$$

bestimmt worden [73].

Selektion des BEMC-Clusters

Es wird immer der energiereichste BEMC-Cluster ausgewählt. Dieser Cluster wird dann daraufhin untersucht, ob er die beiden Kriterien

$$ECRA \leq 5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad DCLBP \leq 4 \text{ cm} \quad (5.5.28)$$

erfüllt (Kap. 5.3.4). Die Effizienz dieser Schnitte ist für jedes Flächenelement $\Delta x \Delta Q^2$ separat mit Hilfe der MC-Simulationen des Photoproduktionsuntergrunds (Kap. 5.3.2) und der MC-Simulationen der tiefunelastischen Streuung (Kap. 5.6) berechnet worden. Sie werden bis auf

kleine globale Differenzen durch die MC-Simulation in beiden Fällen gut beschrieben:

$$\frac{\epsilon_{DCLBP}^{Daten}}{\epsilon_{DCLBP}^{MC}} = 0.99 \pm 0.02 \quad \text{und} \quad \frac{\epsilon_{ECRA}^{Daten}}{\epsilon_{ECRA}^{MC}} = 1.00 \pm 0.02 \quad (5.5.29)$$

Der angegebene Fehler wird dabei durch die Unsicherheiten in der Normierung des Photoproduktionsuntergrunds verursacht.

Sind im BEMC mehrere Cluster rekonstruiert worden, kann die Selektion des energiereichsten Clusters dazu führen, daß ein Cluster ausgewählt wird, der nicht durch das gestreute Elektron erzeugt wurde. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Mißidentifikation steigt mit abnehmender Elektronenergie. Sie wurde in [38], wo ähnliche Schnitte durchgeführt wurden wie in dieser Analyse, bei einer Elektronenergie von 10.6 GeV auf einen Wert zwischen 5-10% abgeschätzt.

Der y -Schnitt

Um den Photoproduktionsuntergrund und notwendige radiative Korrekturen möglichst klein zu halten, wird y_e nach oben beschränkt, d.h.:

$$y_e \leq 0.6 \quad (5.5.30)$$

Räumliche Schnitte

Der Elektronstreuwinkel θ_e wird auf 174° beschränkt, da der größte Teil der MC-Ereignisse nur bis zu diesem Wert generiert worden ist.

$$\theta_e \leq 174^\circ \quad (5.5.31)$$

Der Grund dafür ist, daß man zu diesem Zeitpunkt nicht erwartet hatte, daß sich der für die Analyse zugängliche Winkelbereich auf bis zu 174° erweitern läßt. Um Migrationseffekte abschätzen zu können, sind zusätzlich für diese Analyse spezielle MC-Simulationen durchgeführt worden, die den Winkelbereich von $174-175^\circ$ abdecken (Kap. 5.6).

Um den Randbereich der BPC¹³ auszuschließen wird gefordert:

$$r_{BPC} = \sqrt{x_{BPC}^2 + y_{BPC}^2} \leq 60 \text{ cm}. \quad (5.5.32)$$

Der BSET-CL2-Trigger ist für Ereignisse nahe am Strahlrohr ineffizient, da die inneren Dreiecke keine Trigger-Cluster-Initiatoren sein können (Kap. 2.2). Der Innenbereich sollte aus diesem Grund herausgeschnitten werden und zwar so, daß einerseits der Winkelakzeptanzbereich möglichst groß bleibt, andererseits die Ineffizienz kontrolliert ist. Deswegen werden die beiden räumlichen Schnitte

$$(|x_{BPC}| \geq 15 \text{ cm}) \text{ ODER } (|y_{BPC}| \geq 15 \text{ cm}) \quad (5.5.33)$$

$$(|x_{BPC}| + |y_{BPC}|) \geq 18 \text{ cm} \quad (5.5.34)$$

durchgeführt, die graphisch in Abb. 5.16 illustriert sind. Der Schnitt (5.5.33) schneidet einen quadratischen Bereich mit einer Kantenlänge von 30 cm heraus, so daß gewährleistet ist, daß der Schauerschwerpunkt in einem der umliegenden Quadrate liegt. Der zusätzliche Schnitt

¹³Der maximale Radius der BPC beträgt 64 cm.

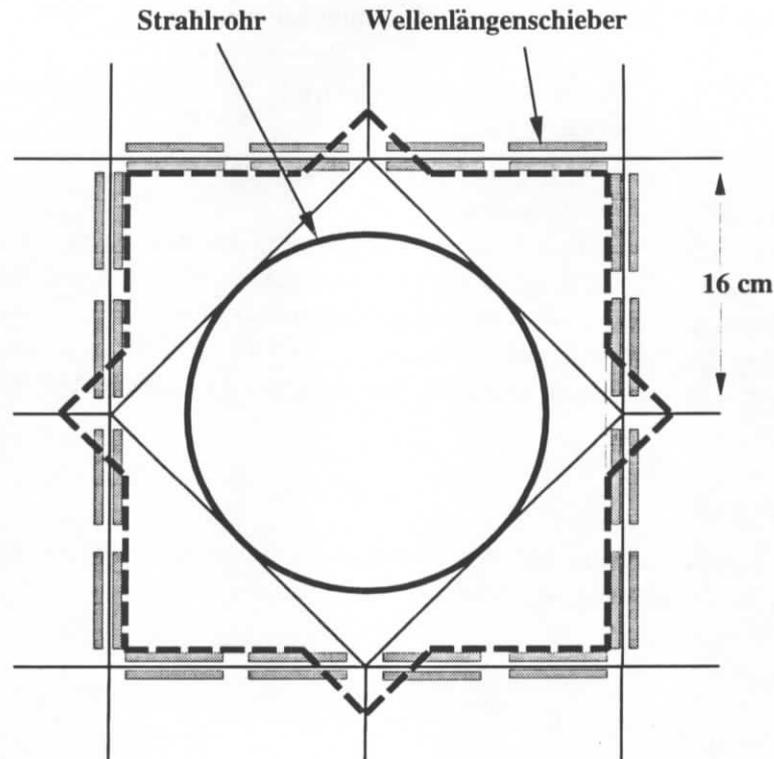


Abbildung 5.16: Zu sehen ist eine schematische Darstellung der BEMC-Region nahe des Strahlrohrs. Ereignisse mit BPC-Trefferkoordinaten innerhalb des Bereichs, der durch die dicke gestrichelte Linie (Gl. 5.5.33 und Gl. 5.5.34) umrandet wird, werden verworfen.

(5.5.34) schneidet, wie in Abb. 5.16 illustriert ist, die Bereiche heraus, an denen die Dreiecksmodule aufeinanderstoßen. In diesen Bereichen können Energieverluste bis zu 20% auftreten (Abb. 4.3 in Kap. 4.5.4), die zum einen nur schwer korrigierbar sind und zum anderen zu Triggerineffizienzen führen können. Mit einem vom BSET-Trigger unabhängigen Monitortrigger¹⁴ kann gezeigt werden, daß nach diesen räumlichen Schnitten, die räumliche Ineffizienz des BSET-CL2-Triggers vernachlässigbar klein ist. Illustriert ist dies in Abb. 5.17. In Abb. 5.18 ist das Schwellenverhalten des BSET-CL2 Triggers illustriert. Als Monitortrigger wurde hier der BSET-CL1-Trigger benutzt, der zwar nicht unabhängig vom BSET-CL2-Trigger ist, der aber schon ab einer Energie von 7 GeV voll effizient ist [26]. Abb. 5.17 und Abb. 5.18 kann man die Effizienzen entnehmen, die in Tab. 5.3 zusammengestellt sind. Die räumliche Abhängigkeit und die Energieabhängigkeit der Triggereffizienz kann in guter Näherung als unkorreliert angenommen werden, so daß sich die Gesamteffizienz als Produkt der räumlichen und energieabhängigen Effizienz ergibt. Die radiale BPC-Trefferverteilung im Vergleich zwischen MC-Simulation und Daten in Abb. 5.19 und Abb. 5.20 zeigt, daß mit Hilfe der Schnitte (5.5.33, 5.5.34) das Problem der Triggerineffizienz im Innenbereich gelöst ist¹⁵.

¹⁴Bei diesem Trigger handelt es sich um einen vom BEMC unabhängigen Spurkammertrigger.

¹⁵Eine alternative Möglichkeit das Problem der Triggerineffizienz zu lösen wäre, die (existierende) MC-Simulation des BSET-Triggers zu verwenden. Zum Zeitpunkt dieser Analyse war diese MC-Simulation nicht zu verwenden, da das Schwellenverhalten des BSET-CL2-Triggers nicht richtig wiedergegeben wird [74].

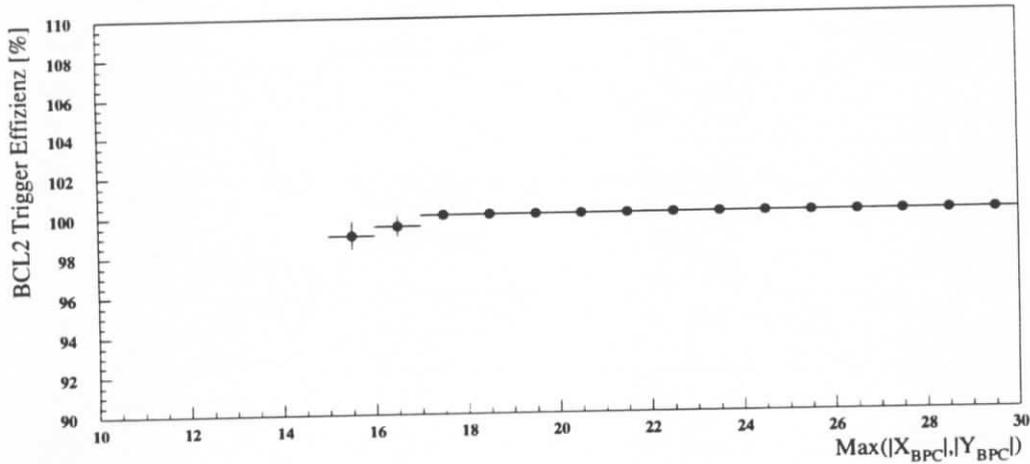


Abbildung 5.17: Dargestellt ist die ortsabhängige Triggereffizienz des BSET-CL2-Triggers nach Anwendung aller Selektionskriterien. Als Monitortrigger wurde ein vom BEMC unabhängiger Spurkammertrigger verwendet. Gefordert wurde hier zusätzlich eine gemessene Energie im BEMC von mehr als 12 GeV, um weit genug über der BSET-CL2-Schwellenenergie zu liegen.

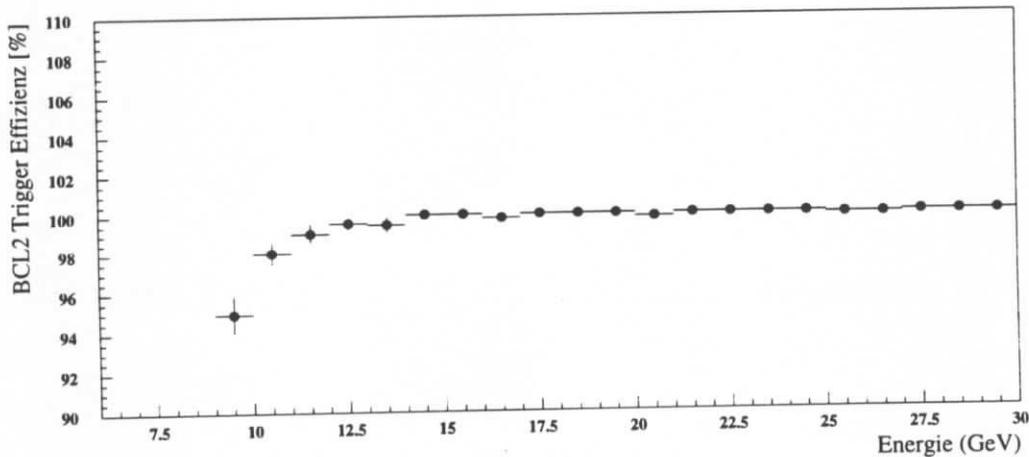


Abbildung 5.18: Dargestellt ist die energieabhängige Triggereffizienz des BSET-CL2-Triggers nach Anwendung aller Selektionskriterien. Als Monitortrigger wurde der BSET-CL1-Trigger verwendet, der eine niedrigere Schwellenenergie als der BSET-CL2-Trigger besitzt und ab einer Energie von 7 GeV voll effizient ist [26]. Die innere BEMC-Region ist ausgeschlossen, um Ineffizienzen durch Ereignisse nahe der inneren Dreiecke auszuschließen.

Räumliche Abhängigkeit der BSET-CL2-Triggereffizienz	
$15 \text{ cm} \leq \max(x_{\text{BPC}} , y_{\text{BPC}}) \leq 16 \text{ cm}$	0.99 ± 0.01
$16 \text{ cm} \leq \max(x_{\text{BPC}} , y_{\text{BPC}}) \leq 17 \text{ cm}$	0.995 ± 0.01
sonst	1.00
Energieabhängigkeit der BSET-CL2-Triggereffizienz	
$9 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ GeV}$	0.95 ± 0.01
$10 \text{ GeV} \leq E \leq 11 \text{ GeV}$	0.98 ± 0.01
$11 \text{ GeV} \leq E$	0.99 ± 0.01

Tabelle 5.3: Die Tabelle gibt eine Übersicht über die räumliche und energieabhängige Triggereffizienz bei Anwendung der Schnitte (5.5.33,5.5.34).

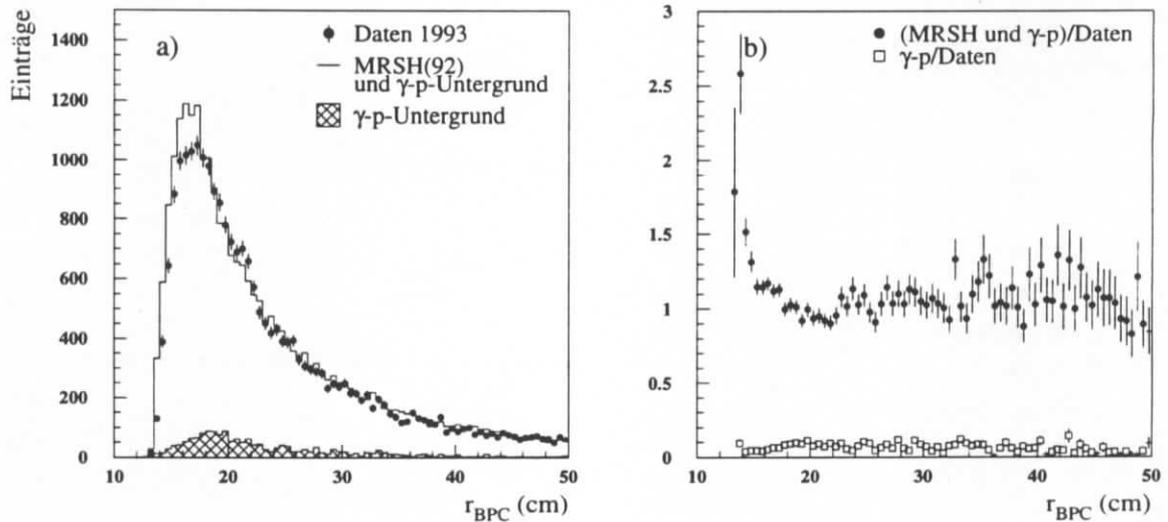


Abbildung 5.19: Zu sehen ist der Vergleich der radialen BPC-Trefferverteilung zwischen MC-Simulation und Daten. Die Schnitte (5.5.33,5.5.34) sind nicht angewendet worden. Die Triggerineffizienz im Innenbereich macht sich deutlich bemerkbar. In Figur(b) ist mit (\bullet) das Verhältnis zwischen MC-Simulation (MRSH+ γ p-Untergrund) und Daten dargestellt und mit (\square) das Verhältnis zwischen γ p-Untergrund und Daten.

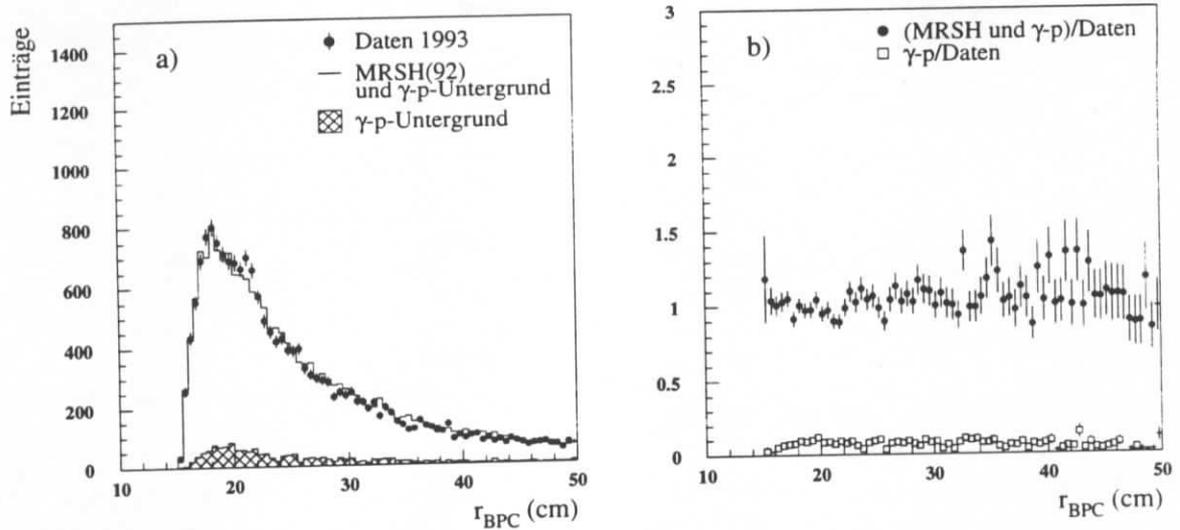


Abbildung 5.20: Zu sehen ist der Vergleich der radialen BPC-Trefferverteilung zwischen MC-Simulation und Daten. Im Gegensatz zu Abb. 5.20 sind die beiden Schnitte (5.5.33, 5.5.34) angewendet worden. Der kritische Innenbereich wird nach Anwendung der räumlichen Schnitte gut von den MC-Simulationen beschrieben.

Zusammenfassung

Ausgehend von der sogenannten DST-Selektion¹⁶, bei der im wesentlichen eine Energiedeposition von mehr als 4 GeV im BEMC gefordert wird, verbleiben nach all diesen Analyseschritten etwa 20000 Ereignisse, was im Vergleich zu den etwa 1000 selektierten Ereignissen im Jahr 1992 eine etwa 20-fache größere Datenmenge bedeutet. Die Wirksamkeit der Analyseschritte ist in Tab. 5.4 dargestellt.

In Abb. 5.21 ist die Verteilung der Ereignisse in der x - Q^2 Ebene nach Anwendung aller Selektionskriterien gezeigt. Zusätzlich eingezeichnet ist die Einteilung („Binning“) der x - Q^2 -Ebene in die für die Analyse verwendeten $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelemente. Die gewählte Einteilung wird in Kap. 5.7.2 kommentiert.

5.6 MC-Simulation der tiefunelastischen ep-Streuung

Die Akzeptanz A, die radiative Korrektur RC und die Zentralwertkorrektur BC werden mit Hilfe von MC-Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung bestimmt. In dieser Analyse werden MC-Simulationen verwendet, die mit dem Programmpaket DJANGO 2.1 [31] erstellt wurden. DJANGO 2.1 verbindet den Generator HERACLES [32], der $\mathcal{O}(\alpha)$ korrigierte radiative Ereignisse generiert, mit dem Generator LEPTO 5.4 [33], der die entsprechenden hadronischen Endzustände erzeugt.

Die Simulation von Ereignissen in der tiefunelastischen Streuung erfordert es, theoretische

¹⁶Für diese Analyse wurden die Ereignisklassen 10 und 11 verwendet.

Selektionsschnitt	Anzahl der Ereignisse nach dem Schnitt	Angaben in %
Ereignisklasse 10 oder 11	447225	100
„Gute Runs“	318831	71
Triggerkriterien	133357	30
Schnitte auf den Wechselwirkungspunkt u. „RVFIT“	53460	12
Selektion des BEMC-Clusters	35602	8
Der y-Schnitt	27649	6
Räumliche Schnitte	20097	4

Tabelle 5.4: Ausgehend von der DST-Selektion werden durch die Analyseschnitte die Ereignisse herausgefiltert, die für die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 verwendet werden.

Modellierungen der Strukturfunktion F_2 als Eingabe zu verwenden. Um systematische Fehler durch die spezielle Wahl einer Parametrisierung der Strukturfunktion abschätzen zu können, sind Simulationen mit zwei verschiedenen Parametrisierungen durchgeführt worden:

1. Die MRSH-Parametrisierung [14], die auf einer Anpassung an die 1992 bei HERA gemessenen F_2 -Werte beruht und den starken Anstieg der Strukturfunktion F_2 für kleine Werte von x beschreibt.
2. Die MRSD0'-Parametrisierung [14], die zu niedrigen Werten von x nur sehr schwach ansteigt.

Die Reaktion des Detektors auf den durch den MC-Generator vorgegebenen physikalischen Endzustand ist mit Hilfe des Programmpakets H1SIM simuliert worden.

Die Qualität der MC-Simulationen, wie die Beschreibung von Energie- und Ortsauflösung, ist im Rahmen der Diskussion über das BEMC in Kap. 3 und Kap. 4 ausführlich kommentiert worden. Eine Übersicht über die MC-Simulationen, die für diese Analyse verwendet wurden, ist in Tab. 5.5 gegeben.

MC-Generator	Q_e^2 -Bereich (GeV^2)	θ_e -Bereich ($^\circ$)	Anzahl MC-Ereignisse	σ_{tot} (nb)	L (nb^{-1})
DJANGO 2.1 (MRSH)	$Q_e^2 \geq 5.0$	$\theta_e \leq 174.0$	$1.04 \cdot 10^5$	210	892
DJANGO 2.1 (MRSH)	$1.0 \leq Q_e^2 \leq 5.0$	$\theta_e \leq 175.0$	$9.59 \cdot 10^3$	1150	55
DJANGO 2.1 (MRSH)	$Q_e^2 \geq 5.0$	$174.0 \leq \theta_e \leq 175.2$	$3.90 \cdot 10^3$	1150	55
DJANGO 2.1 (MRSD0')	$Q_e^2 \geq 5.0$	$\theta_e \leq 174.0$	$1.11 \cdot 10^6$	161	1170

Tabelle 5.5: In der Tabelle ist eine Übersicht darüber gegeben, welche MC-Simulationen mit dem MC-Generator DJANGO 2.1 durchgeführt wurden.

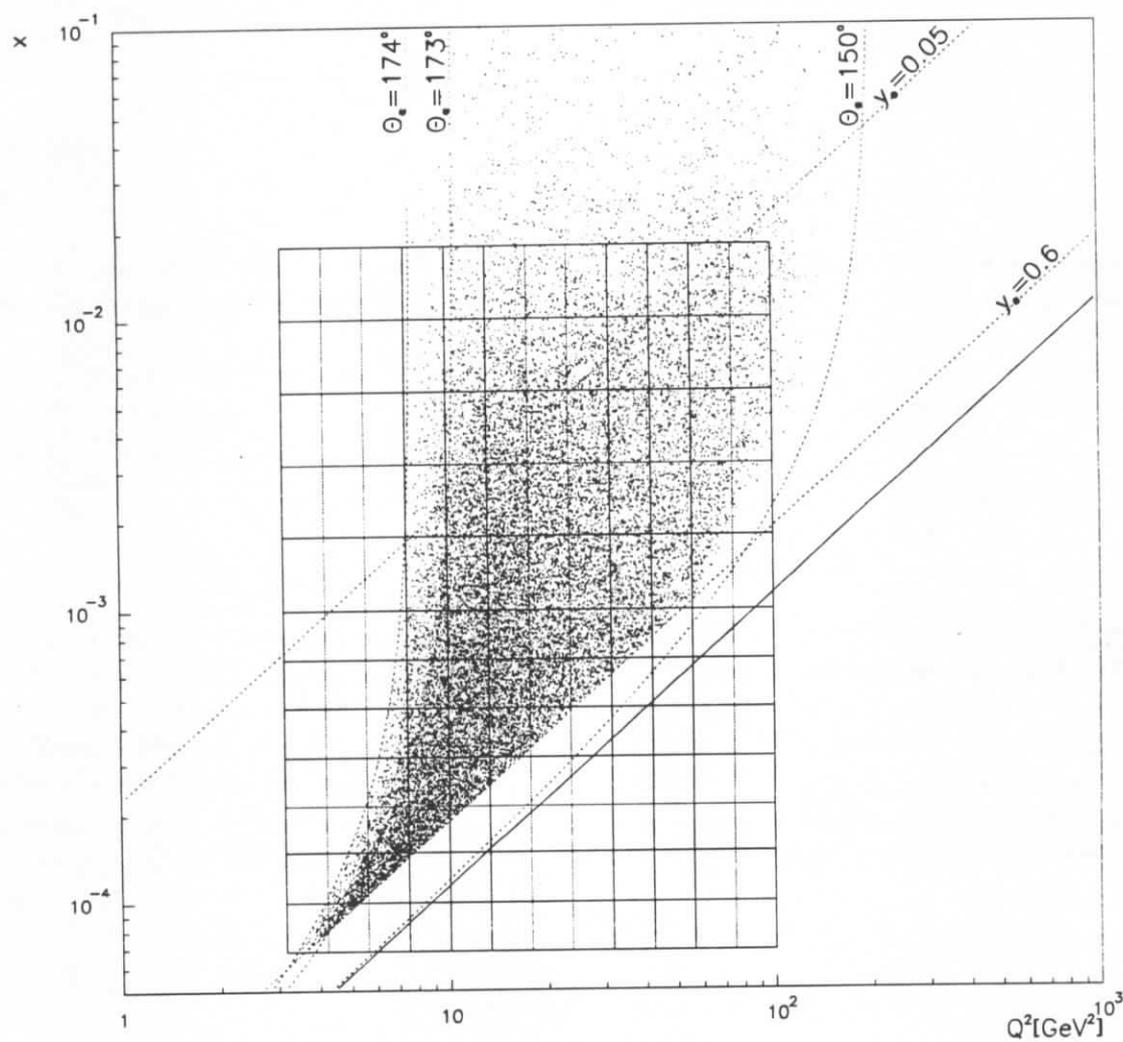


Abbildung 5.21: In dieser Abbildung werden die 20097 Ereignisse in der x - Q^2 -Ebene gezeigt, die nach Anwendung aller Selektionsschnitte für die Analyse verbleiben. Die Kinematik ist mit Hilfe des gemessenen Elektronwinkels θ_e und der im BEMC gemessenen Energie E_e bestimmt. Ebenfalls zu sehen ist die Einteilung der Ebene in die für die Analyse verwendeten $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelemente.

5.7 Akzeptanz, „Binning“, Entfaltung

5.7.1 Akzeptanz

Die Strukturfunktion $F_2(x_c, Q_c^2)$ berechnet sich, wie in Kap. 5.1 gezeigt wurde, innerhalb des Flächenelements i am Zentralwert (x_c, Q_c^2) wie folgt:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{\kappa(R_i)} \frac{N_i}{A_i \epsilon_i L} \cdot \frac{1}{BC_i} \cdot \frac{1}{RC_i} \frac{1}{MI_i}, \quad (5.7.35)$$

Die Akzeptanz A_i

$$A_i = \frac{N_{i,rek}}{N_{i,gen}} \Big|_{E_{rad} \leq \Delta E} \quad (5.7.36)$$

wurde in Kap. 5 so definiert, daß eine Trennung der Migrationen durch radiative Ereignisse und Mißidentifikationen des Elektrons von Migrationen, die durch die endliche Auflösung des Detektors verursacht werden, gewährleistet ist.

F_2 kann nach Gl. 5.7.35 jeweils für Daten und MC-Ereignisse berechnet werden. Bildet man den Quotienten, erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2)}{F_2^{MC}(x_c, Q_c^2)} &= \frac{N^{Daten} \epsilon^{MC} L^{MC} A^{MC} \kappa^{MC}(R) BC^{MC} RC^{MC} MI^{MC}}{N^{MC} \epsilon^{Daten} L^{Daten} A^{Daten} \kappa^{Daten}(R) BC^{Daten} RC^{Daten} MI^{Daten}} \\ &\approx \frac{N^{Daten} \epsilon^{MC} L^{MC}}{N^{MC} \epsilon^{Daten} L^{Daten}}, \end{aligned} \quad (5.7.37)$$

wobei auf die Indizierung des Flächenelements i der Übersicht wegen verzichtet worden ist. Mit N_{Daten} als Anzahl der Ereignisse, die in der Messung nach Abzug der Untergrundereignisse (Kap. 5.3.2) in das Flächenelement i fallen und N^{MC} als Anzahl der Ereignisse, die in den MC-Simulationen in das gleiche Flächenelement fallen, ergibt sich die Strukturfunktion F_2^{Daten} an dem Zentralwert (x_c, Q_c^2) durch Bildung des Verhältnisses $\frac{N^{Daten}}{N^{MC}}$, gewichtet mit den relativen Effizienzen der Selektionskriterien $\frac{\epsilon^{MC}}{\epsilon^{Daten}}$ (Kap. 5.5) und den relativen Luminositäten $\frac{L^{MC}}{L^{Daten}}$ sowie dem bekannten Wert der Strukturfunktion F_2^{MC} am Zentralwert (x_c, Q_c^2) :

$$F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2) \approx \frac{N^{Daten} \epsilon^{MC} L^{MC}}{N^{MC} \epsilon^{Daten} L^{Daten}} F_2^{MC}(x_c, Q_c^2) \quad (5.7.38)$$

Der Schritt innerhalb von Gl. 5.7.37 setzt voraus, daß gilt:

$$\frac{A^{MC} \kappa^{MC}(R) BC^{MC} RC^{MC} MI^{MC}}{A^{Daten} \kappa^{Daten}(R) BC^{Daten} RC^{Daten} MI^{Daten}} \approx 1. \quad (5.7.39)$$

Problematisch dabei ist, daß die Akzeptanz A , die radiative Korrektur RC und die Zentralwertkorrektur BC strukturfunktionsabhängig sind und dadurch das Resultat davon abhängt, welche Strukturfunktion für die MC-Simulationen verwendet wurde. Diese Strukturfunktionsabhängigkeit ist Teil des systematischen Fehlers und wird in Kap. 5.8.2 diskutiert. Die Strukturfunktionsabhängigkeit der Akzeptanz A soll im folgenden kurz diskutiert werden:

Die gemessene Anzahl von Ereignissen $N_{i,rek}$ im Flächenelement i setzt sich aus Ereignissen zusammen, die aus verschiedenen Flächenelementen in das Flächenelement i hineinwandern können, was sich formal folgendermaßen formulieren läßt:

$$N_{i,rek} = \sum_{j=1}^m a_{ij} N_{j,gen}, \quad (5.7.40)$$

wobei m die maximale Anzahl der definierten Flächenelemente bezeichnet und a_{ij} die Matrixelemente der Akzeptanzmatrix \hat{A} . Aus Gl. 5.7.36 und Gl. 5.7.40 folgt dann:

$$A_i = \sum_{j=1}^m a_{ij} \frac{N_{j,gen}}{N_{i,gen}} \quad (5.7.41)$$

In der hier gewählten Definition der Akzeptanz A (Gl. 5.7.36) ist a_{ij} unabhängig von der gewählten Strukturfunktion. \hat{A} beschreibt das Verhalten des Detektors und ist durch die Detektorsimulation gegeben. Dies unterstreicht die Wichtigkeit, daß die Auflösung (Winkel, Energie, etc.) und detektorspezifische Details wie Modulgrenzen, an denen Energieverluste auftreten können, möglichst realistisch simuliert werden.

Die Strukturfunktionsabhängigkeit ist in Gl. 5.7.41 in dem Verhältnis $\frac{N_{j,gen}}{N_{i,gen}}$ versteckt. Diese Abhängigkeit ist umso geringer je kleiner die Nichtdiagonalelemente von \hat{A} sind und sie verschwindet ganz, falls \hat{A} Diagonalform besitzt und gilt: $A_i \approx a_{ii}$.

Besitzt \hat{A} nichtvernachlässigbare Nichtdiagonalglieder, liegt aber die der Simulation zugrunde liegende Strukturfunktion sehr nahe an der zu messenden Strukturfunktion wird trivialerweise die Messung nicht verzerrt.

In allen anderen Fällen ist die Messung bei der Entfaltung nach Gl. 5.7.37 von der Strukturfunktion abhängig¹⁷. Damit diese Strukturfunktionsabhängigkeit möglichst geringen Einfluß auf die Messung hat, werden in der Analyse nur die Flächenelemente $\Delta x \Delta Q^2$ akzeptiert, die die in [17] definierte sogenannte „schwache Akzeptanzbedingung“ erfüllen, die von vorhergehenden DIS-Experimenten ebenfalls als Akzeptanzkriterium verwendet wurde:

1. Die Anzahl der Ereignisse, die nicht aus dem Flächenelement herauswandern, zu der Gesamtzahl der in dem Flächenelement i rekonstruierten Ereignisse $A_{i, stabil}$ sollte größer als 0.4 sein:

$$A_{i, stabil} \geq 0.4 \quad (5.7.42)$$

2. Für die Akzeptanz A_i muß gelten:

$$0.50 \leq A_i \leq 1.50 \quad (5.7.43)$$

5.7.2 „Binning“

Die Art der Einteilung der kinematischen Ebene in die Flächenelemente wird durch zwei Kriterien bestimmt:

- Die Anzahl der gemessenen Ereignisse pro Flächenelement bestimmt den statistischen Fehler. Statistischer und systematischer Fehler sollten in einem vernünftigen Verhältnis zueinander stehen.
- Die Flächenelemente $\Delta x \Delta Q^2$ in der kinematischen Ebene sollten so groß gewählt werden, daß für möglichst viele der Flächenelemente die Akzeptanzkriterien aus Gl. 5.7.42 und Gl. 5.7.43 erfüllt sind. Als Richtwert gilt, daß die Auflösung der kinematischen Größen in x und Q^2 kleiner als die Breite Δx bzw. ΔQ^2 der Flächenelemente sein sollte.

¹⁷Dieses Problem kann durch die Wahl von entsprechenden Entfaltungstechniken, wie z.B. der in [75] beschriebenen „regularisierten Entfaltungsmethode“, umgangen werden.

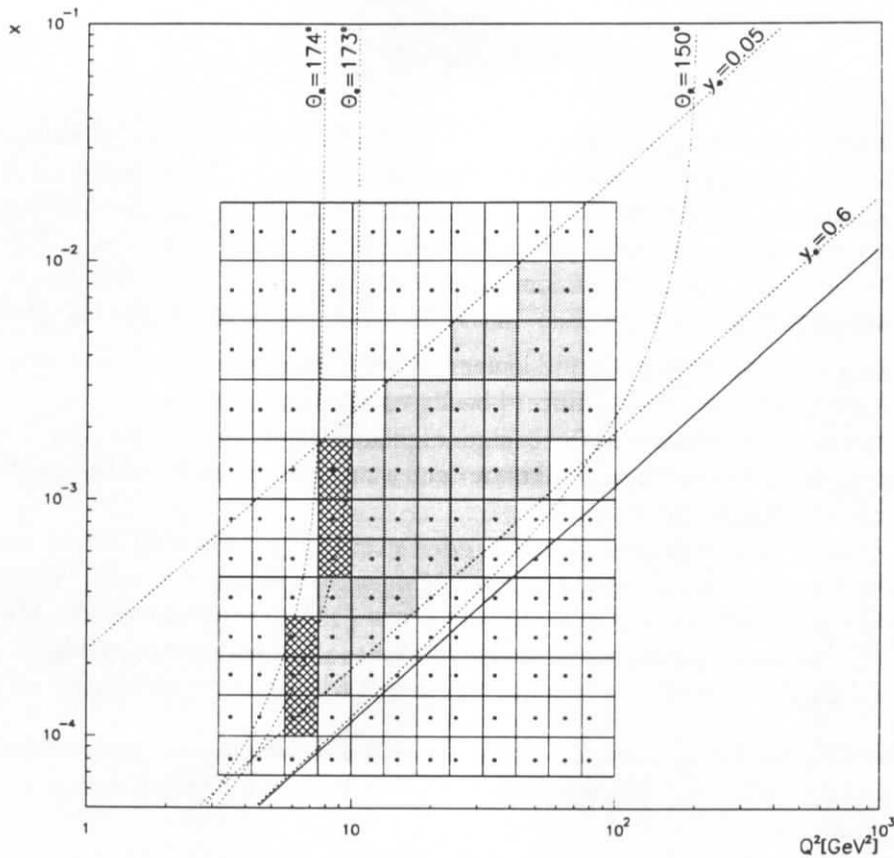


Abbildung 5.22: Dargestellt ist die Einteilung der x - Q^2 -Ebene in die für die Analyse verwendeten $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelemente. Grob schraffiert eingezeichnet sind die gegenüber der H1-Analyse zusätzlich analysierten Flächenelemente. Die Zentralwerte, auf die die Messung bezogen wird sind mit einem schwarzen Punkt markiert.

Die von H1 gewählte Einteilung wird in dieser Analyse übernommen. Die x - Q^2 -Ebene ist im kinematischen Bereich $x < 0.001$ und $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ in 8 Flächenelemente pro Dekade in Q^2 -Richtung und 6 Flächenelemente pro Dekade in x -Richtung aufgeteilt. Dabei wird eine äquidistante Kantenlänge der Flächenelemente in $\log Q^2$ bzw. $\log x$ gewählt. Aus statistischen Gründen und zur Verminderung der Migrationen wird in dem Bereich $x > 0.001$ eine Einteilung von jeweils 4 Flächenelementen in x -Richtung gewählt. Illustriert ist dies in Abb. 5.22. Grau schraffiert die Flächenelemente, für die die Strukturfunktion F_2 bestimmt wird. Die Zentralwerte (x_c, Q_c^2) sind durch das Symbol (\bullet) markiert. Grob schraffiert sind die Flächenelemente eingezeichnet, die gegenüber der H1-Analyse der Daten, die bei der Nominalvertexposition genommen wurden, zusätzlich bestimmt werden.

In Abb. 5.23 ist die Flächeneinteilung zusammen mit der Auflösung der kinematischen Größen x und Q^2 für jedes einzelne Flächenelement dargestellt. Die Auflösung in Q^2 ist nur schwach von der kinematischen Region abhängig und ist deutlich kleiner als die gewählte Einteilung von acht ΔQ^2 -Einheiten pro Dekade in logarithmischer Skala. Aus statistischen Gründen ist eine feinere Einteilung nicht möglich. Deutlich zu sehen ist, daß die Auflösung

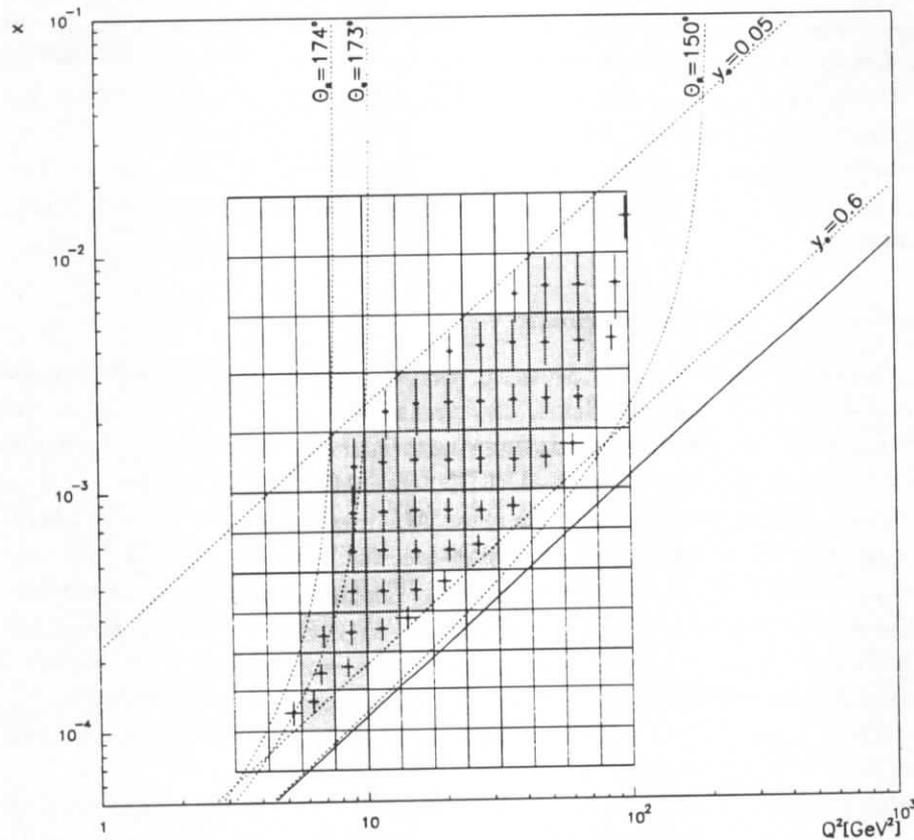


Abbildung 5.23: Dargestellt ist die kinematische Ebene zusammen mit den für diese Analyse verwendeten $\Delta x \Delta Q^2$ -Flächenelementen, die grau schraffiert gekennzeichnet sind. Zusätzlich eingezeichnet ist die Auflösung bezüglich der kinematischen Variablen x und Q^2 .

in x bei der hier verwendeten Elektronmethode zu kleineren Werten von y wegen

$$\frac{\delta x_e}{x_e} \approx \frac{1}{y_e} \frac{\delta E_e}{E_e} \quad (5.7.44)$$

schlechter wird. Dies spiegelt sich direkt in der Größe der Diagonalelemente $A_{i,\text{stabil}}$ von \hat{A} wieder, die für jedes der Flächenelemente in Abb. 5.24 graphisch dargestellt sind. Die ausgefüllten Symbole deuten an, daß die zu den Punkten gehörenden Flächenelemente in der Analyse verwendet werden. Bei den Punkten, die mit den ausgefüllten oder leeren Kreisymbolen markiert sind, ist $A_{i,\text{stabil}}$ mit Hilfe der korrigierten Energien E_{NEU} (Kap. 4.5.4) berechnet worden und bei den Punkten, die mit den ausgefüllten oder leeren Dreieckssymbolen markiert sind, ist $A_{i,\text{stabil}}$ mit Hilfe der Energien E_{BCFR} (Kap. 4.5.4) berechnet worden. $A_{i,\text{stabil}}$ ist bei Verwendung der korrigierten Energien E_{NEU} in fast allen Flächenelementen größer als bei Verwendung der Energien E_{BCFR} . Insbesondere ist dies bei Flächenelementen zu beobachten, in denen die Ereignisse liegen, bei denen das Elektron unter einem Winkel von 173 - 174° in das BEMC gestreut werden. Beispielweise würden die beiden Flächenelemente mit den größten x -Werten bei $Q^2 = 8.5 \text{ GeV}^2$ nicht das Akzeptanzkriterium Gl. 5.7.42

erfüllen, wenn die Kinematik mit den E_{BCFR} -Energien berechnet würde anstatt mit den E_{NEU} -Energien.

In Abb. 5.25 sind entsprechend Abb. 5.24 die Werte der Akzeptanz A_i für die entsprechenden Flächenelemente graphisch dargestellt. Die Akzeptanz A_i ist bei Verwendung der korrigierten Energien E_{NEU} zur Berechnung der Kinematik im Mittel näher bei 1 als bei Verwendung der E_{BCFR} -Energien.

Die Beobachtungen aus Abb. 5.24 und Abb. 5.25 zeigen, daß sich die Verbesserung der Homogenität des BEMC (Kap. 4.5.4) in einer deutlichen Verringerung der Migrationen bemerkbar macht.

5.7.3 Test der Entfaltungsmethode

In Kap. 5.7.1 wurde erläutert, daß die Messung von F_2 von der Wahl der Strukturfunktion abhängt, mit der die Entfaltung nach Gl. 5.7.38 durchgeführt wird. Die Entfaltungsmethode läßt sich gut mit Hilfe von zwei MC-Simulationen untersuchen, die auf zwei voneinander sehr abweichenden Strukturfunktionen, wie z.B. MRSD0' und MRSH, basieren. Man kann nun die Entfaltung testen, indem man annimmt, die eine MC-Simulation, z.B. die „MRSD0“-MC-Simulation, wäre die Messung. Die Strukturfunktion, die dieser fiktiven Messung zugrunde liegt ist bekannt (MRSD0') und sollte mit Hilfe der Entfaltung reproduziert werden. Entfaltet wird die fiktive Messung mit Hilfe der „MRSH“-MC-Simulation. Das Ergebnis ist in Abb. 5.26 illustriert. Die entfaltenen Datenpunkte liegen mit einer Genauigkeit von 1-10% auf der Strukturfunktion MRSD0'. Dies zeigt, daß die Korrekturfaktoren in Gl. 5.7.35 zusammengenommen kaum strukturfunktionsabhängig sind, was die Gültigkeit von Gl. 5.7.39 bestätigt.

Auf die gleiche Weise kann man testen, ob man mit dieser Entfaltungsmethode auf eventuelle Saturierungseffekte der Strukturfunktion sensitiv ist. Dazu wird die „MRSD0“-MC-Simulation, d.h. die fiktive Messung, mit Hilfe einer geeigneten Exponentialfunktion

$$w = \left(1 - e^{\left(-\frac{x_{had}}{0.7 \cdot 10^{-3}} \right)^2} \right) \quad (5.7.45)$$

neu gewichtet und anschließend wiederum mit der „MRSH“-MC-Simulation entfaltet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.27 zu sehen. Wie auch in Abb. 5.26 liegen die entfaltenen Datenpunkte mit einer Genauigkeit von 1-10% auf der umgewichteten Strukturfunktion MRSD0'.

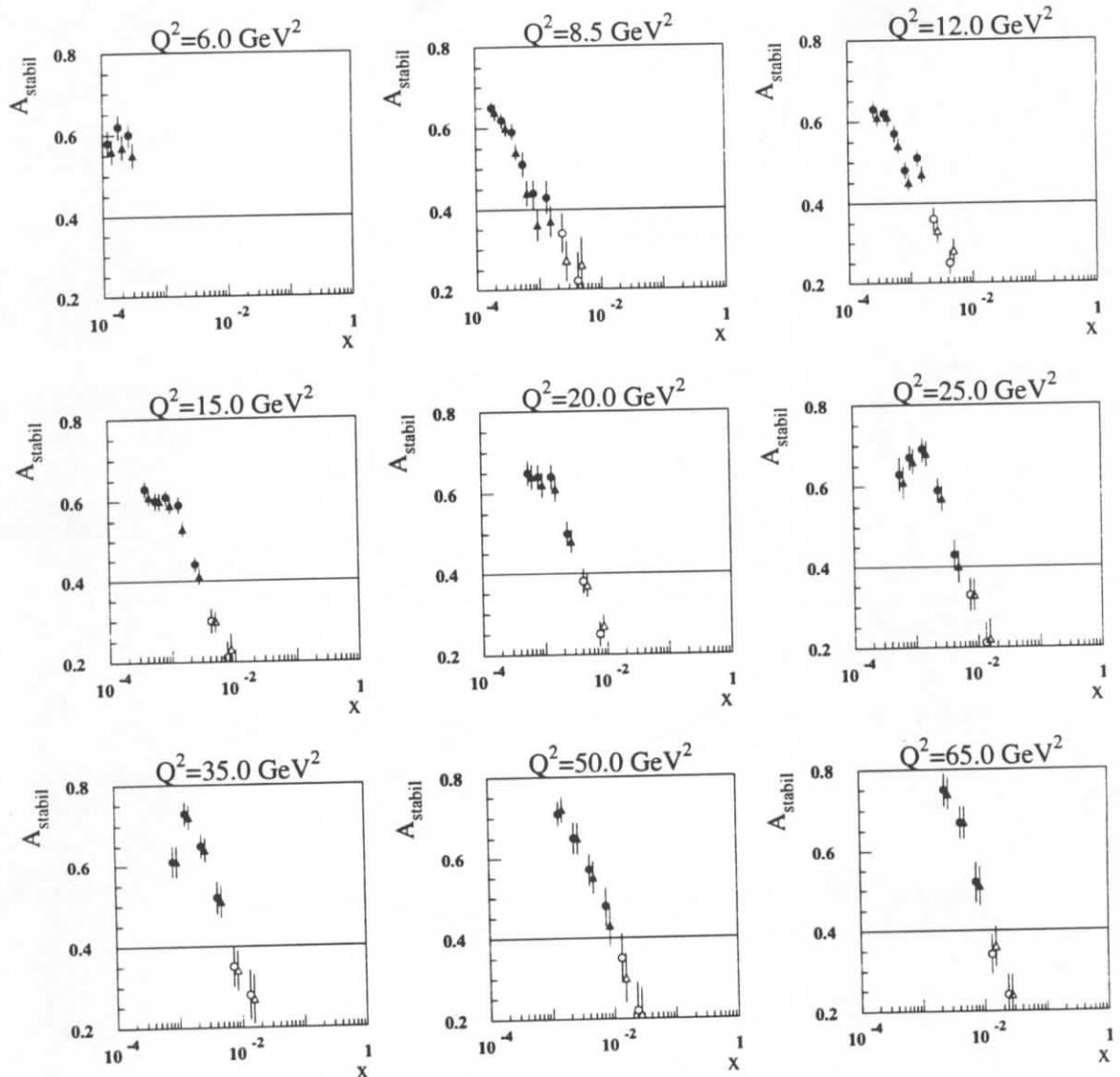


Abbildung 5.24: Dargestellt sind die Diagonalelemente $A_{i, \text{stabil}}$ von \hat{A} . Die ausgefüllten Symbole deuten an, daß die zu den Punkten gehörenden Flächenelemente in der Analyse verwendet werden. Bei den Punkten, die mit den ausgefüllten oder leeren Kreissymbolen markiert sind (\circ), ist $A_{i, \text{stabil}}$ mit Hilfe der korrigierten Energien E_{NEU} (Kap. 4.5.4) berechnet worden. Die $A_{i, \text{stabil}}$ -Werte dieser Punkte liegen oberhalb des Grenzwertes von 0.4 (Akzeptanzkriterium Gl. 5.7.42), der durch die durchgezogene Linie gekennzeichnet ist. Bei den Punkten, die mit den ausgefüllten oder leeren Dreieckssymbolen markiert sind (\triangle), ist $A_{i, \text{stabil}}$ mit Hilfe der Energien E_{BCFR} (Kap. 4.5.4) berechnet worden.

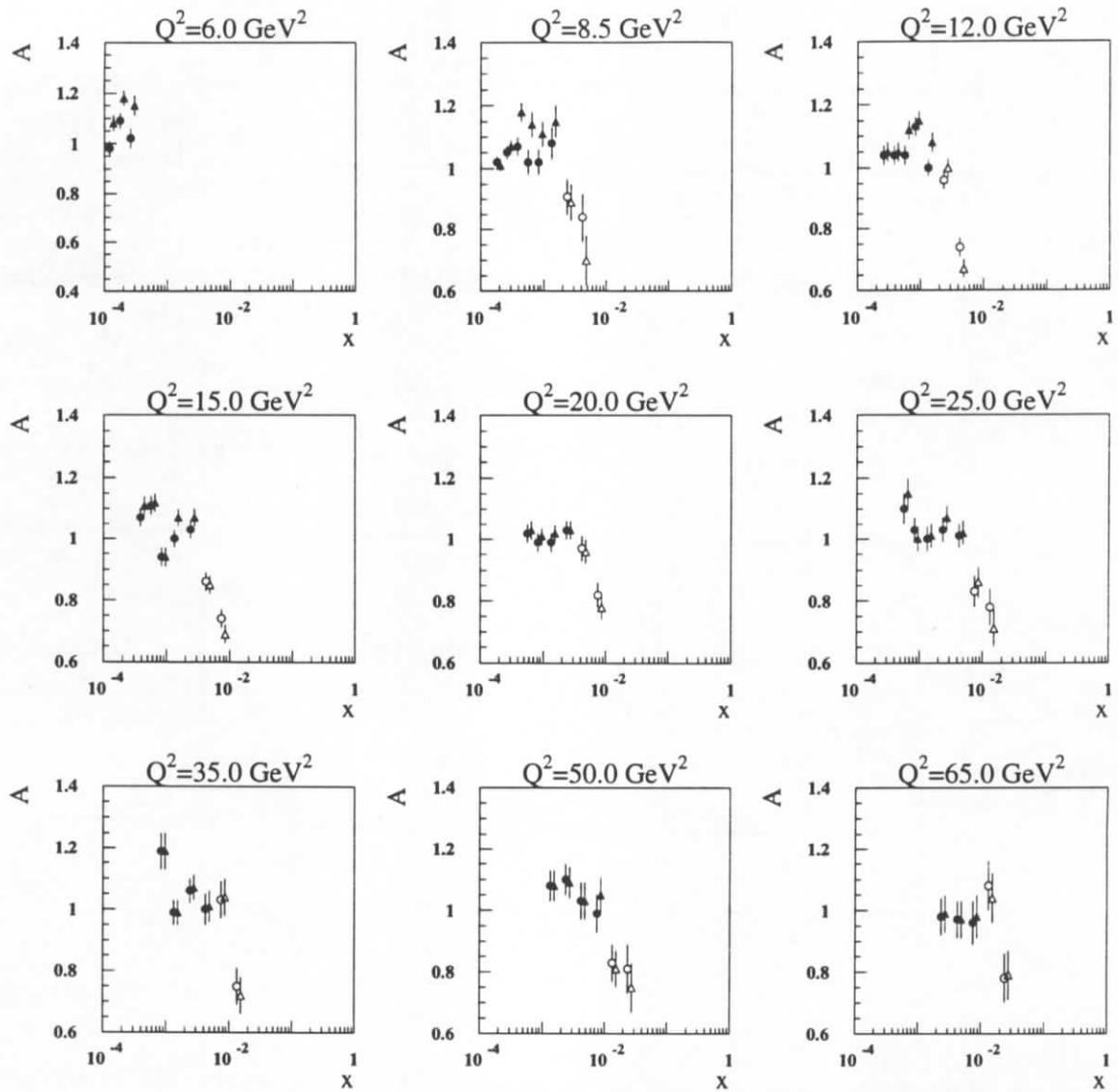


Abbildung 5.25: In dieser Abbildung ist die Akzeptanz A für die Analysepunkte dargestellt. Die Bezeichnungen sind entsprechend Abb. 5.24 gewählt.

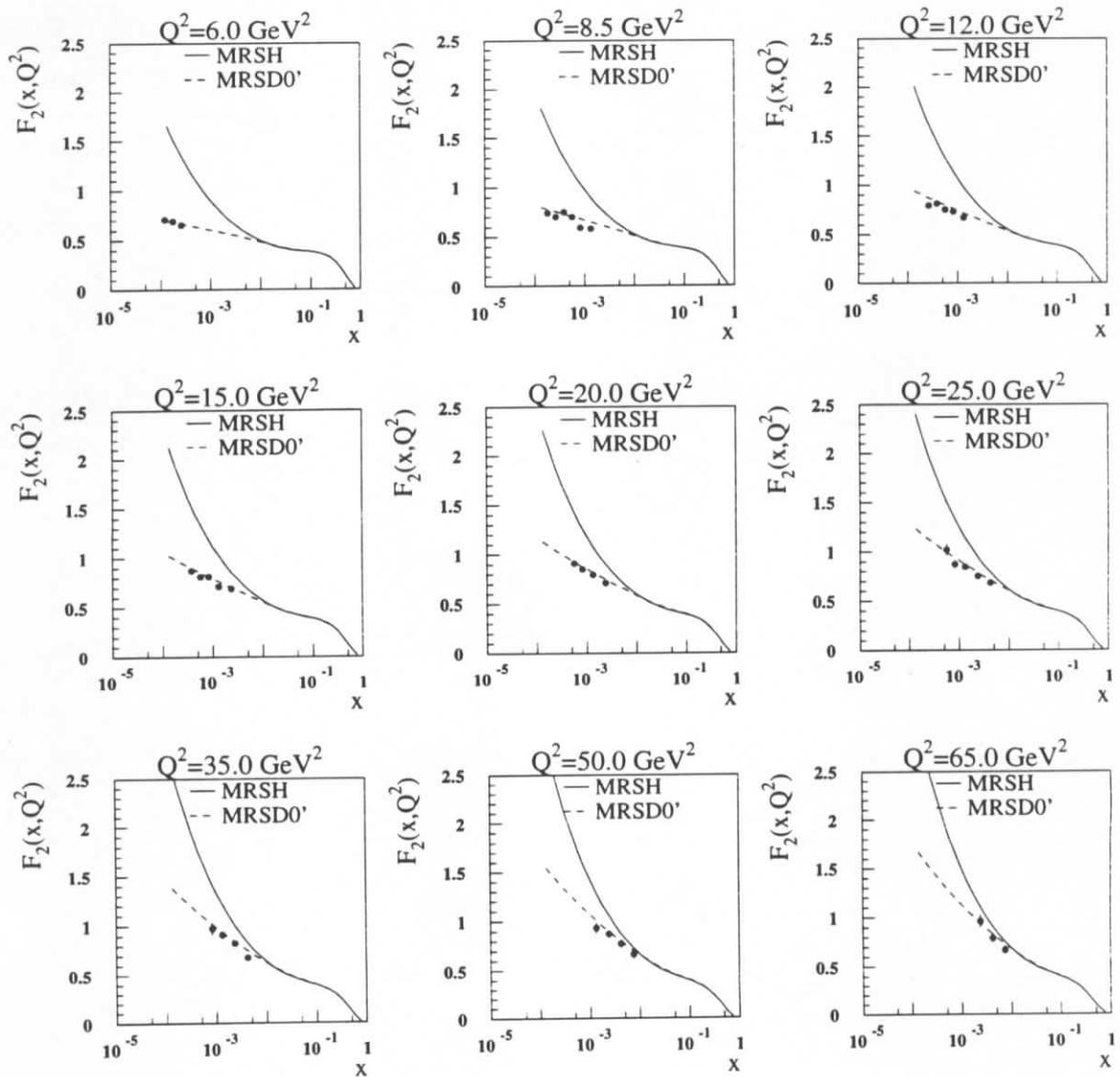


Abbildung 5.26: Die MC-Ereignisse, die auf der Basis der Strukturfunktion MRSD0' generiert wurden, werden mit Hilfe der Ereignisse, denen die Strukturfunktion MRSH zu Grunde liegt, entfaltet. Die Strukturfunktion MRSD0' wird mit einer Genauigkeit von $\leq 10\%$ in den ausgewählten Flächenelementen reproduziert.

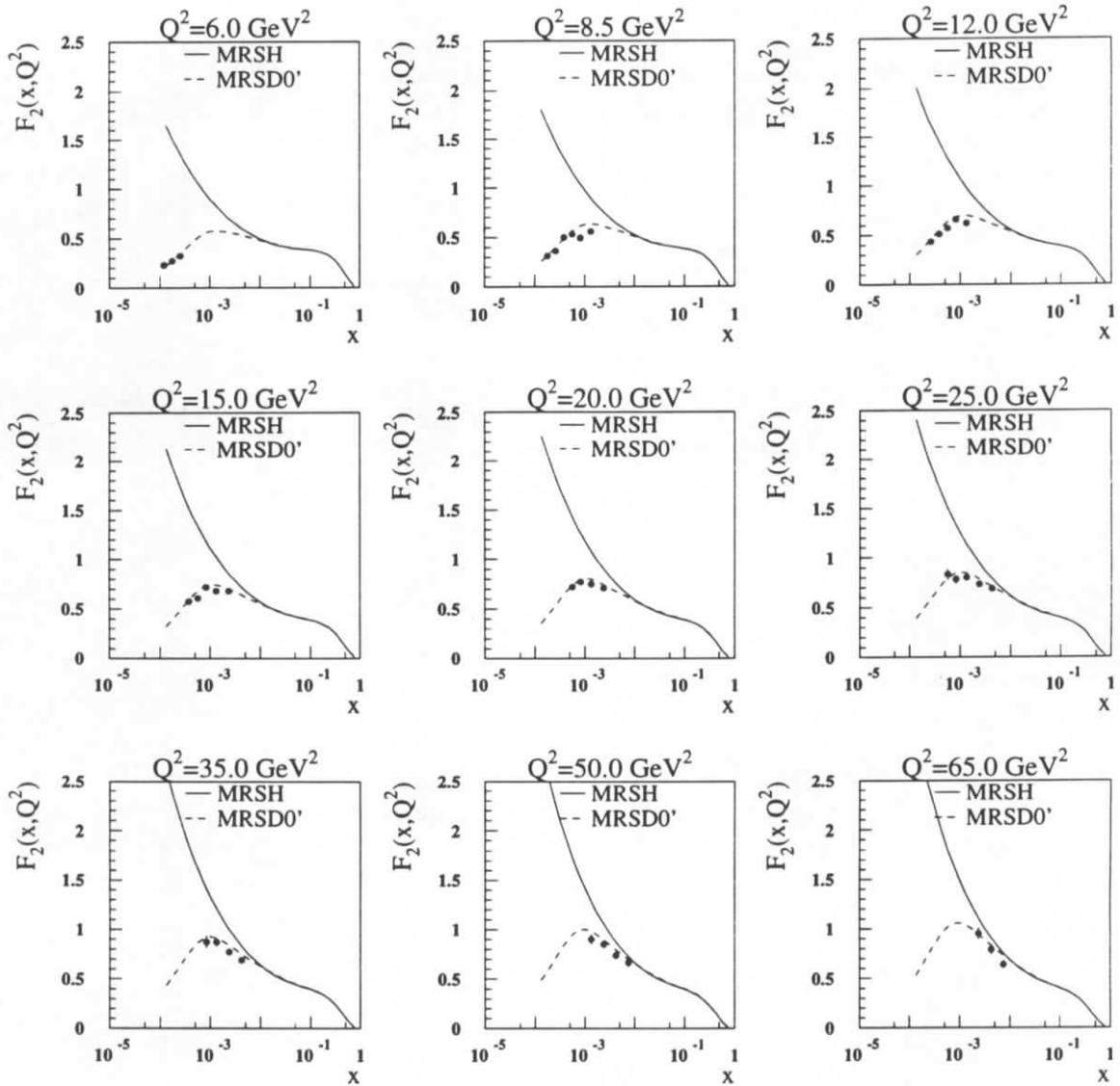


Abbildung 5.27: Die Monte Carlo Ereignisse, die auf der Basis der Strukturfunktion MRSD0' generiert und zusätzlich neu gewichtet wurden (Gl. 5.7.45), werden wie in Abb. 5.26 mit Hilfe der Ereignisse, denen die Strukturfunktion MRSH zu Grunde liegt, entfaltet. Die Strukturfunktion, die durch die Umgewichtung entsteht wird wie in Abb. 5.26 mit einer Genauigkeit von $\leq 10\%$ in den ausgewählten Flächenelementen reproduziert.

5.8 Resultate

5.8.1 Die Messung der Protonstrukturfunktion F_2

Die Protonstrukturfunktion F_2 wird für die in Abb. 5.22 illustrierten Flächenelementen nach Gl. 5.7.38 bestimmt. Zusätzlich zu der offiziellen H1-Analyse werden mit den Daten, die bei Nominalvertexposition $z=-5$ cm genommen wurden, drei Flächenelemente bei einem Zentralwert von $Q^2=6$ GeV² und drei weitere bei einem Wert von $Q^2=8.5$ GeV² analysiert. Damit ist ein direkter Vergleich mit den Werten möglich, die mit Hilfe der Daten gewonnen wurden, bei denen der Vertex um 80 cm in Vorwärtsrichtung verschoben wurde, d.h. $z=75$ cm, und den Daten aus den Satellitenpaketen der Elektronen (bei Nominalvertexposition), d.h. $z=62$ cm. Das Ergebnis ist in Tab. 5.6 tabelliert und in Abb. 5.28 graphisch dargestellt.

5.8.2 Diskussion des systematischen Fehlers

Anders als bei der Analyse der Daten aus dem Jahr 1992 dominiert bei dieser Analyse der systematische Fehler, wie Tab. 5.6 zu entnehmen ist. Auf die Systematik der Energiemessung ist detailliert in Kap. 4.8 eingegangen worden, die Systematik der Bestimmung des Polarwinkels mit Hilfe der BPC ist sehr ausführlich in [23] beschrieben.

Die systematischen Fehler, die untersucht wurden, sind:

- Eine mögliche Mißkalibration des BEMC von 1.9% (Kap. 4).
- Eine systematische Verschiebung des Polarwinkels von 2 mrad (Kap. 3).
- Eine mögliche relative Unsicherheit in der z -Vertexposition zwischen MC-Simulation und Daten führt zu einer unterschiedlichen Akzeptanz im Bereich nahe des Strahlrohrs. Zum Studium dieses Effekts wird der Vertex durch geeignete Gewichtung um $dz=\pm 0.5$ cm verschoben.
- Die Entfaltung der Strukturfunktion wird mit MC-Ereignissen durchgeführt, denen die Strukturfunktion MRS_H zugrunde liegt. Zentralwertkorrektur, radiative Korrekturen und die Akzeptanz sind jedoch, wie beschrieben, strukturfunktionsabhängig. Der systematische Fehler kann dadurch abgeschätzt werden, daß man alternativ die Entfaltung mit MC-Ereignissen durchführt, bei denen die Strukturfunktion MRSD0' Grundlage der Simulation ist. MRSD0' beschreibt die gemessenen Daten wesentlich schlechter als die Parametrisierung MRS_H, so daß der systematische Fehler überschätzt würde.

Hier wird deswegen folgende Vorgehensweise gewählt:

1. Die Strukturfunktion F_2 wird entfaltet.
2. Eine phänomenologisch motivierte Parametrisierung [76] wird an die Messung angepaßt. Die Funktion

$$F_2^P(x, Q^2) = (1-x)^4 \cdot (0.35 + 0.0368 \cdot x^{-0.239-0.158 \cdot \log_{10} Q^2}) \quad (5.8.46)$$

beschreibt, wie in Abb. 5.28 illustriert die gemessenen F_2 -Werte im gesamten Q^2 -Bereich.

3. Die Strukturfunktion wird ein weiteres Mal entfaltet, wobei die MC-Ereignisse mit dem Faktor $\frac{F_2^P(x, Q^2)}{F_{2, \text{MRS}_H}^P(x, Q^2)}$ bezüglich x und Q^2 am hadronischen Vertex neu gewichtet werden.

4. Die relative Abweichung der Werte von F_2 vor und nach dem zweiten Entfalten wird als systematischer Fehler gegeben. Da die Modifikationen kleiner als 5% sind, wird darauf verzichtet, die Meßwerte durch die neu ermittelten zu ersetzen.
- In der verwendeten MC-Simulation ist der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion F_L zum Wirkungsquerschnitt durch eine LO-QCD-Rechnung abgeschätzt [77]. Die Werte von R bewegen sich typischerweise zwischen 0.1 und 0.4 [68]. Um die Sensitivität auf Unsicherheiten in der Bestimmung von R zu testen, wird $R=0.3$ gesetzt und um 30% variiert. Nur bei großem y sind kleine Effekte spürbar.
 - Die radiativen Korrekturen, die in der Simulation durch DJANGO 2.1 beschrieben werden, sind mit Resultaten analytischer Programme, die auch höhere Ordnungen in α berücksichtigen, verglichen worden. Die Übereinstimmung ist besser als 4% [68].
 - Der Fehler durch die Selektion ergibt sich durch quadratische Addition der Fehler der Effizienzen, die in Kap. 5.5 bestimmt wurden. Dies ergibt einen Wert von 5%.
 - Die Normierung des Photoproduktionsuntergrunds ist, wie in Kap. 5.3 gezeigt, mit einer Genauigkeit von $\approx 20\%$ gegeben. Wie auch in der H1-Analyse wird als konservative Schätzung ein relativer Normierungsfehler von 50% angenommen. In der gleichen Weise wird bei der Abschätzung des Fehlers durch strahlinduzierten Untergrund verfahren.

In Tabelle Tab.5.7 sind die relativen systematischen Fehler für jedes einzelne analysierte Flächenelement zusammengestellt, wobei folgende Abkürzungen verwendet werden:

- **E**: Eine mögliche Mißkalibration des BEMC
- **θ** : Ein möglicher Fehler in der Polarwinkelmessung
- **V**: Unsicherheit in der relativen Vertexposition
- **SF**: Strukturfunktionsabhängigkeit
- **R**: Fehler durch eine mögliche Unsicherheit in R
- **RK**: Unsicherheiten durch die radiativen Korrekturen
- **EF**: Fehler der globalen Effizienzen
- **UG**: Fehler durch die statistische Subtraktion des strahlinduzierten Untergrunds sowie des Untergrunds durch Photoproduktion
- **total**: Der totale systematische Fehler, der sich aus der quadratischen Summation der Einzelfehler ergibt

Messung der Strukturfunktion F_2					
Q^2	x	F_2	Fehler stat \pm syst	Ereignisse pro Bin	Untergrund
6.0	0.00012	1.12	0.06 ± 0.13	330	61(13)
	0.00018	1.09	0.04 ± 0.10	477	22
	0.00026	1.04	0.07 ± 0.17	196	
8.5	0.00018	1.16	0.05 ± 0.12	506	69
	0.00026	1.13	0.04 ± 0.08	589	10
	0.00038	1.15	0.05 ± 0.09	444	
	0.00056	1.00	0.05 ± 0.13	296	
	0.00083	0.99	0.06 ± 0.15	223	
	0.00133	0.88	0.05 ± 0.19	231	
12.0	0.00026	1.26	0.05 ± 0.10	496	35
	0.00038	1.21	0.05 ± 0.09	541	4
	0.00056	1.12	0.05 ± 0.09	506	1
	0.00083	1.10	0.05 ± 0.10	457	
	0.00133	0.91	0.04 ± 0.11	509	
15.0	0.00038	1.40	0.06 ± 0.11	484	24
	0.00056	1.35	0.06 ± 0.10	483	2
	0.00083	1.20	0.05 ± 0.11	440	
	0.00133	1.05	0.04 ± 0.10	618	7(7)
	0.00237	0.88	0.04 ± 0.12	483	
20.0	0.00056	1.53	0.07 ± 0.11	413	10
	0.00083	1.13	0.06 ± 0.09	321	
	0.00133	1.06	0.04 ± 0.11	467	
	0.00237	0.89	0.04 ± 0.11	414	
25.0	0.00056	1.37	0.09 ± 0.10	188	10
	0.00083	1.39	0.08 ± 0.10	289	4
	0.00133	1.25	0.06 ± 0.10	417	
	0.00237	0.98	0.05 ± 0.09	339	
	0.00421	0.83	0.05 ± 0.11	270	
35.0	0.00083	1.47	0.10 ± 0.10	212	2
	0.00133	1.27	0.07 ± 0.09	305	2
	0.00237	1.07	0.06 ± 0.11	275	
	0.00421	0.87	0.05 ± 0.10	240	
50.0	0.00133	1.30	0.08 ± 0.09	231	3
	0.00237	1.12	0.07 ± 0.08	210	
	0.00421	0.95	0.06 ± 0.12	192	
	0.00750	0.76	0.06 ± 0.09	157	
65.0	0.00237	1.42	0.10 ± 0.10	185	7(7)
	0.00421	1.10	0.08 ± 0.10	170	
	0.00750	0.91	0.07 ± 0.10	143	

Tabelle 5.6: Protonstrukturfunktion F_2 , systematischer Fehler sowie Untergrund bestehend aus Photoproduktionsereignissen und strahlinduziertem Untergrund. Der Fehler der Luminositätsmessung von 4.5% [68] ist nicht berücksichtigt. Der Anteil an strahlinduziertem Untergrund ist in Klammern gesetzt.

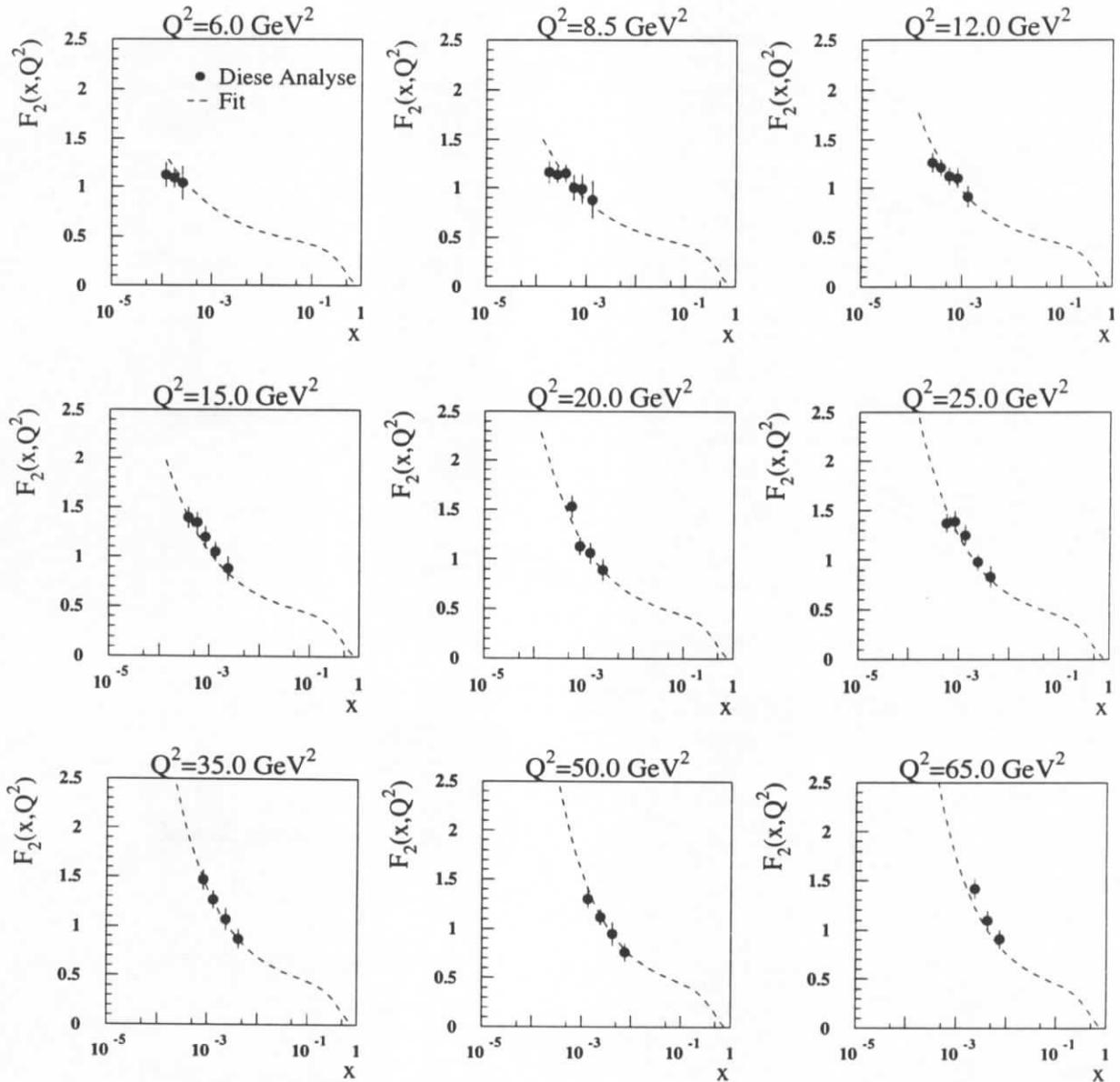


Abbildung 5.28: Proton Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für neun Q^2 -Werte. Die Fehlerbalken entsprechen den systematischen Fehlern. Der Fehler der Luminositätsmessung von 4.5% ist nicht berücksichtigt. Gepunktet eingezeichnet ist eine einfache Parametrisierung Gl. 5.8.46, die die gemessenen Daten gut beschreibt.

Q^2	x	E	θ	V	SF	R	RK	EF	UG	total
6.0	0.00012	2	2	1	5	2	4	5	7	11.3
	0.00018	3	4	1	4	1	4	5	2	9.4
	0.00026	4	14	4	3		4	5		16.7
8.5	0.00018	2	2		2	2	4	5	7	10.3
	0.00026	2	2	1	2	1	4	5	1	7.5
	0.00038	3	2	3	2		4	5		8.2
	0.00056	7	8	3	2		4	5		12.9
	0.00083	9	10	3	2		4	5		15.3
	0.00133	13	16	3	2		4	5		21.9
12.0	0.00026	2	2		2	1	3	5	4	7.9
	0.00038	4	2		2	1	3	5		7.7
	0.00056	4	2		2		3	5		7.6
	0.00083	7	2		2		3	5		9.5
	0.00133	10	2		2		3	5		11.9
15.0	0.00038	2	3		2	1	3	5	3	7.8
	0.00056	2	3		2		3	5		7.1
	0.00083	6	3		2		2	5		8.8
	0.00133	8	2		2		2	5		10.0
	0.00237	12	2		2		2	5		13.5
20.0	0.00056	2	3		2	1	3	5	1	7.3
	0.00083	4	3		2		2	5		7.6
	0.00133	8	3		2		2	5		10.3
	0.00237	10	3		2		2	5		11.9
25.0	0.00056	2	3		2	1	2	5	3	7.5
	0.00083	2	3		2	1	2	5		6.9
	0.00133	4	3		2		2	5		7.6
	0.00237	6	3		2		2	5		8.8
	0.00422	12	3		2		2	5		13.6
35.0	0.00083	2	2		2	1	3	5	1	6.9
	0.00133	4	2		2		2	5		7.3
	0.00237	8	2		2		2	5		10.0
	0.00422	10	2		2		2	5		11.7
50.0	0.00133	2	2		2	1	2	5	1	6.6
	0.00237	3	2		2		2	5		6.8
	0.00422	11	2		2		2	5		12.6
	0.00750	10	2		2		2	5		11.7
65.0	0.00237	3	2		2		2	5		6.8
	0.00422	7	2		2		2	5		9.3
	0.00750	9	2		2		2	5		10.9

Tabelle 5.7: Aufstellung der systematischen Fehler in Prozent. Der Fehler der Luminositätsmessung von 4.5% ist nicht berücksichtigt.

5.8.3 Diskussion

In dieser Arbeit ist die Messung der Strukturfunktion des Protons F_2 beschrieben und diskutiert worden. Gegenüber der Messung im Jahr 1992 konnte mit der etwa 20-fachen Statistik der statistische Fehler um einen Faktor 4 reduziert werden. Tab. 5.6 ist zu entnehmen, daß im Jahr 1993 der Fehler durch die systematischen Unsicherheiten dominiert wird. Der direkte Vergleich mit den Werten des Jahres 1992 [1] zeigt, daß auch der systematische Fehler um einen Faktor 2 bis 4 reduziert werden konnte. Illustriert ist dies in Abb. 5.29.

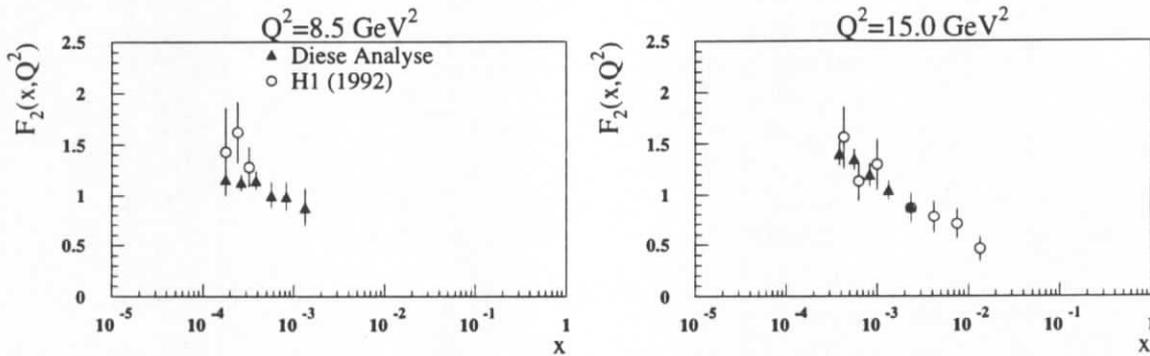


Abbildung 5.29: Dargestellt ist die Proton Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für zwei Q^2 -Werte. Die Fehlerbalken entsprechen den systematischen Fehlern. Zu sehen ist der direkte Vergleich zwischen der H1-Messung des Jahres 1992 und dieser Analyse.

Die beiden Messungen stimmen bei $Q^2=15 \text{ GeV}^2$ im Rahmen der Fehler überein. Bei $Q^2=8.5 \text{ GeV}^2$ ist die Steigung von F_2 in dieser Messung tendenziell geringer als in der Messung von 1992.

Gute Übereinstimmung bei allen Q^2 -Werten ist mit der kürzlich von H1 veröffentlichten Messung [68], die ebenfalls auf den Daten des Jahres 1993 beruht, festzustellen. Ein direkter tabellarischer Vergleich ist in Tab. 5.8 und in Tab. 5.9 zu finden. Graphisch miteinander verglichen sind die beiden Messungen in Abb. 5.30. Zusätzlich eingezeichnet ist dort der NLO-QCD-Fit, der mit Hilfe der H1-Daten durchgeführt wurde, und der kurz vor der Veröffentlichung steht. Die Daten werden im Rahmen der Fehler durch den NLO-QCD-Fit bei allen Q^2 -Werten beschrieben. Der in dieser Abbildung gezeigte NLO-QCD-Fit basiert auf der durch die DGLAP-Gleichungen beschriebenen Q^2 -Evolution. Die gute Übereinstimmung mit den Daten zeigt, daß in dem analysierten kinematischen Bereich der DGLAP-Formalismus gute Resultate liefert. Es sind weder Anzeichen von Sättigungseffekten durch Gluonrekombination, noch Hinweise auf eine einsetzende BFKL-Dynamik festzustellen.

Die Beobachtung des Jahres 1992, daß die Strukturfunktion F_2 zu kleinen Werten von x ansteigt, wird bestätigt. In Abb. 5.31 ist ein Vergleich der Messung mit drei verschiedenen Parametrisierungen der Strukturfunktion zu sehen. Die Steigung ist signifikant größer als es durch die MRSD0'-Parametrisierung vorhergesagt wird. Allerdings ist festzustellen, daß zu kleinen Werten von Q^2 die Messung einen geringeren Anstieg aufweist als die Vorhersagen durch die Parametrisierung MRSH und den GRV-Ansatz. Der von H1 durchgeführte NLO-QCD-Fit macht aber deutlich, daß diese Beobachtung keine Aussagekraft auf die zugrundeliegende QCD-Dynamik besitzt.

In Abb. 5.32 schließlich ist der Vergleich dieser Messung mit den ZEUS-Resultaten graphisch dargestellt [76]. Auch hier ist bei allen Q^2 -Werten eine gute Übereinstimmung festzustellen.

Messung der Strukturfunktion F_2					
		Diese Analyse (Elektronmethode)		H1-Analyse Elektron - und Σ - methode	
Q^2	x	F_2	Fehler stat \pm syst	F_2	Fehler stat \pm syst
4.5	0.00018			1.16 †	0.17 \pm 0.16
6.0	0.00012	1.12 *	0.06 \pm 0.13	1.21 †	0.15 \pm 0.14
	0.00018	1.09 *	0.04 \pm 0.10		
	0.00026	1.04 *	0.07 \pm 0.17	0.94 †	0.10 \pm 0.12
	0.00075				
8.5	0.00018	1.16	0.05 \pm 0.12	1.19	0.05 \pm 0.16
	0.00026	1.13	0.04 \pm 0.08	1.20	0.04 \pm 0.13
	0.00038	1.15	0.05 \pm 0.09	1.11	0.05 \pm 0.15
	0.00056	1.00 *	0.05 \pm 0.13	0.76 †	0.09 \pm 0.10
	0.00075				
	0.00083	0.99 *	0.06 \pm 0.15		
	0.00133	0.88 *	0.05 \pm 0.19		
12.0	0.00026	1.26	0.05 \pm 0.10	1.35	0.06 \pm 0.13
	0.00038	1.21	0.05 \pm 0.09	1.26	0.05 \pm 0.12
	0.00056	1.12	0.05 \pm 0.09	1.19	0.05 \pm 0.12
	0.00083	1.10	0.05 \pm 0.10	1.08	0.04 \pm 0.11
	0.00133	0.91	0.04 \pm 0.11	0.96	0.05 \pm 0.13
	0.00237			0.85	0.04 \pm 0.10
	0.00421			0.74	0.04 \pm 0.10
	0.00750			0.70	0.04 \pm 0.10
	0.01330			0.58	0.04 \pm 0.12
15.0	0.00038	1.40	0.06 \pm 0.11	1.40	0.07 \pm 0.12
	0.00056	1.35	0.06 \pm 0.10	1.35	0.06 \pm 0.10
	0.00083	1.20	0.05 \pm 0.11	1.17	0.06 \pm 0.11
	0.00133	1.05	0.04 \pm 0.10	0.13	0.05 \pm 0.10
	0.00237	0.88	0.04 \pm 0.12	0.94	0.04 \pm 0.10
	0.00421			0.78	0.04 \pm 0.09
	0.00750			0.71	0.04 \pm 0.07
	0.01330			0.59	0.04 \pm 0.07

Tabelle 5.8: Die Protonstrukturfunktion F_2 und der systematische Fehler im Vergleich mit den von H1 veröffentlichten Werten. Der Fehler der Luminositätsmessung von 4.5% ist nicht berücksichtigt. Die kombinierten Resultate aus der H1-Analyse der vertexverschobenen Daten und der Ereignisse aus den Elektronsatellitenpaketen sind durch (†) gekennzeichnet. Die in dieser Analyse gegenüber der H1-Analyse gewonnenen Werte von F_2 sind durch (*) gekennzeichnet.

Messung der Strukturfunktion F_2					
		Diese Analyse (Elektronmethode)		H1-Analyse Elektron - und Σ - methode	
Q^2	x	F_2	Fehler stat \pm syst	F_2	Fehler stat \pm syst
20.0	0.00056	1.53	0.07 ± 0.11	1.52	0.08 ± 0.12
	0.00083	1.13	0.06 ± 0.09	1.17	0.07 ± 0.08
	0.00133	1.06	0.04 ± 0.11	1.03	0.05 ± 0.08
	0.00237	0.89	0.04 ± 0.11	1.03	0.05 ± 0.08
	0.00421			0.83	0.04 ± 0.08
	0.00750			0.74	0.04 ± 0.08
	0.01330			0.64	0.04 ± 0.07
	0.02370			0.51	0.05 ± 0.08
25.0	0.00056	1.37	0.09 ± 0.10		
	0.00083	1.39	0.08 ± 0.10	1.47	0.09 ± 0.12
	0.00133	1.25	0.06 ± 0.10	1.23	0.06 ± 0.10
	0.00237	0.98	0.05 ± 0.09	1.02	0.06 ± 0.10
	0.00421	0.83	0.05 ± 0.11	0.91	0.06 ± 0.07
	0.00750			0.73	0.05 ± 0.06
	0.01330			0.71	0.05 ± 0.07
	0.02370			0.52	0.05 ± 0.08
35.0	0.00083	1.47	0.10 ± 0.10	1.71	0.12 ± 0.13
	0.00133	1.27	0.07 ± 0.09	1.23	0.07 ± 0.11
	0.00237	1.07	0.06 ± 0.11	1.10	0.07 ± 0.08
	0.00421	0.87	0.05 ± 0.10	0.97	0.07 ± 0.08
	0.00750			0.88	0.06 ± 0.09
	0.01330			0.86	0.06 ± 0.08
	0.02370			0.57	0.05 ± 0.08
	0.04210			0.55	0.07 ± 0.08
50.0	0.00133	1.30	0.08 ± 0.09	1.46	0.10 ± 0.12
	0.00237	1.12	0.07 ± 0.08	1.08	0.08 ± 0.09
	0.00421	0.95	0.06 ± 0.12	1.00	0.07 ± 0.09
	0.00750	0.76	0.06 ± 0.09	0.65	0.06 ± 0.08
	0.01330			0.86	0.06 ± 0.08
	0.02370			0.57	0.05 ± 0.07
65.0	0.00237	1.42	0.10 ± 0.10	1.40	0.11 ± 0.11
	0.00421	1.10	0.08 ± 0.10	1.09	0.09 ± 0.09
	0.00750	0.91	0.07 ± 0.10	0.95	0.08 ± 0.11
	0.01330			0.69	0.08 ± 0.07
	0.02370			0.50	0.06 ± 0.05
	0.04210			0.48	0.06 ± 0.07

Tabelle 5.9: Die Protonstrukturfunktion F_2 und der systematische Fehler im Vergleich mit den von H1 veröffentlichten Werten. Fortsetzung von Tab. 5.9.

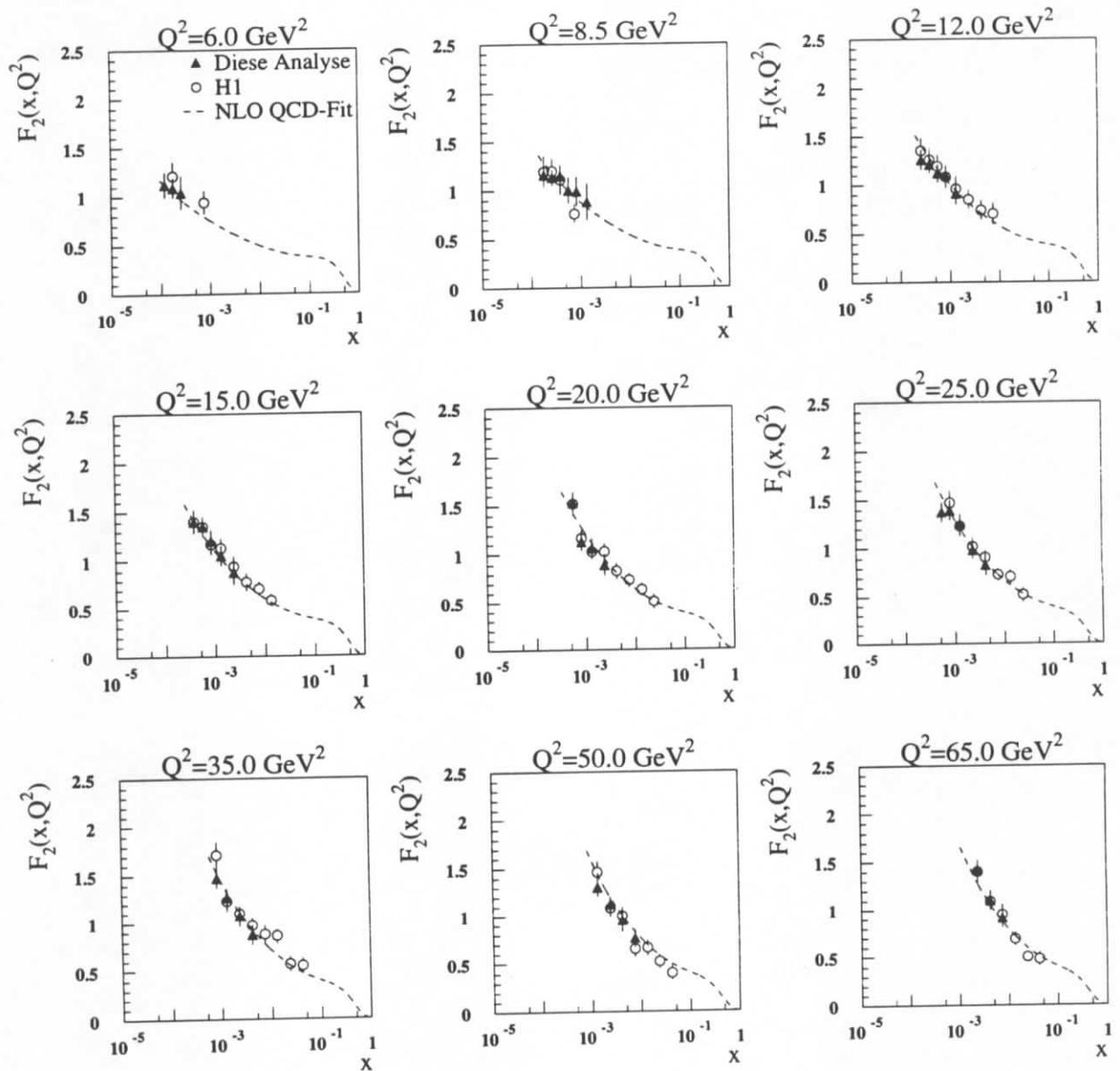


Abbildung 5.30: Proton Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für neun Q^2 -Werte. Die Messung dieser Analyse wird mit den von H1 veröffentlichten Werten verglichen. Zusätzlich eingezeichnet der NLO-QCD-Fit der von H1 durchgeführt wurde.

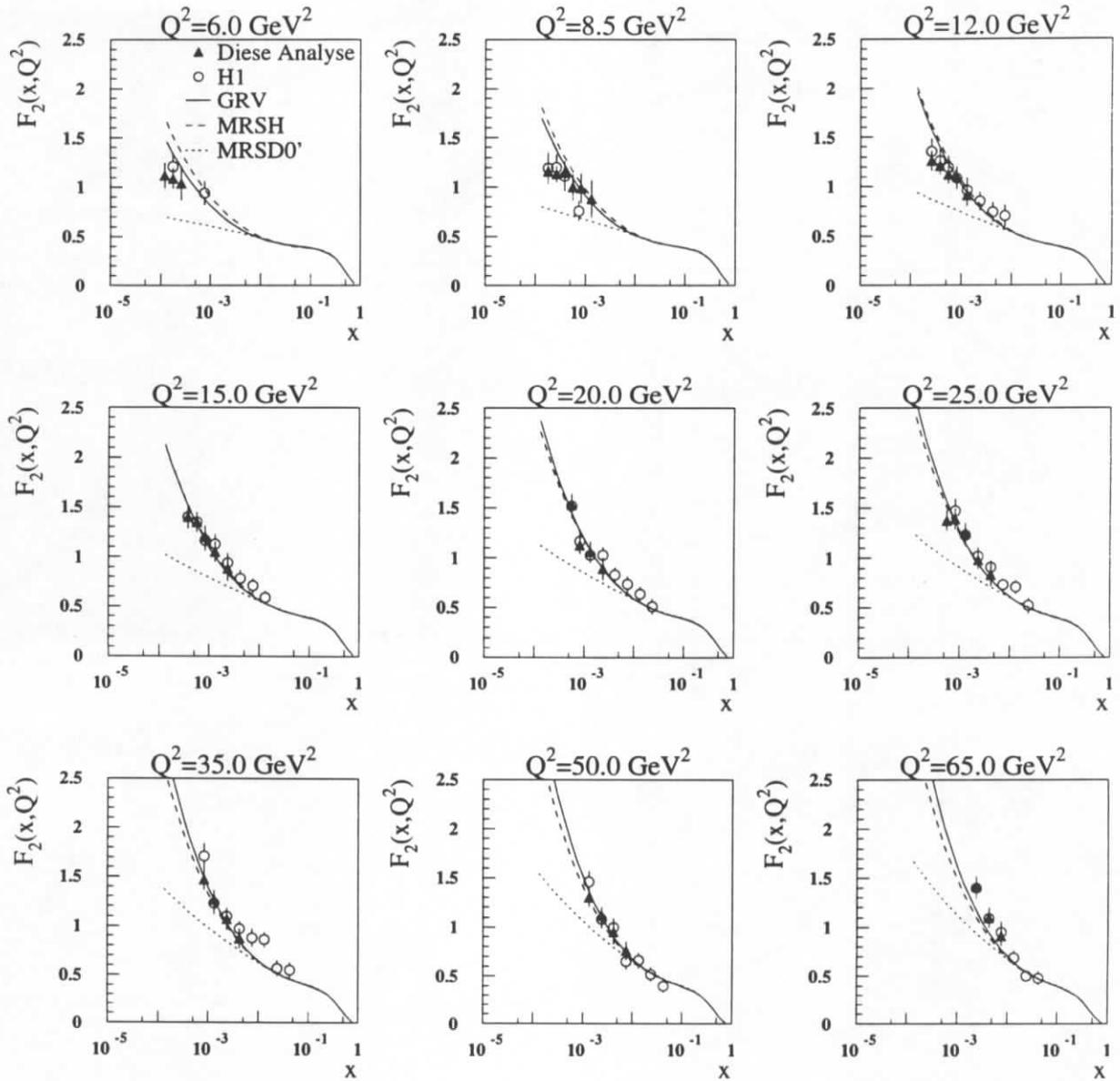


Abbildung 5.31: Proton Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für neun Q^2 -Werte. Die Messung dieser Analyse und die von H1 veröffentlichten Werte werden mit drei Parametrisierungen verglichen.

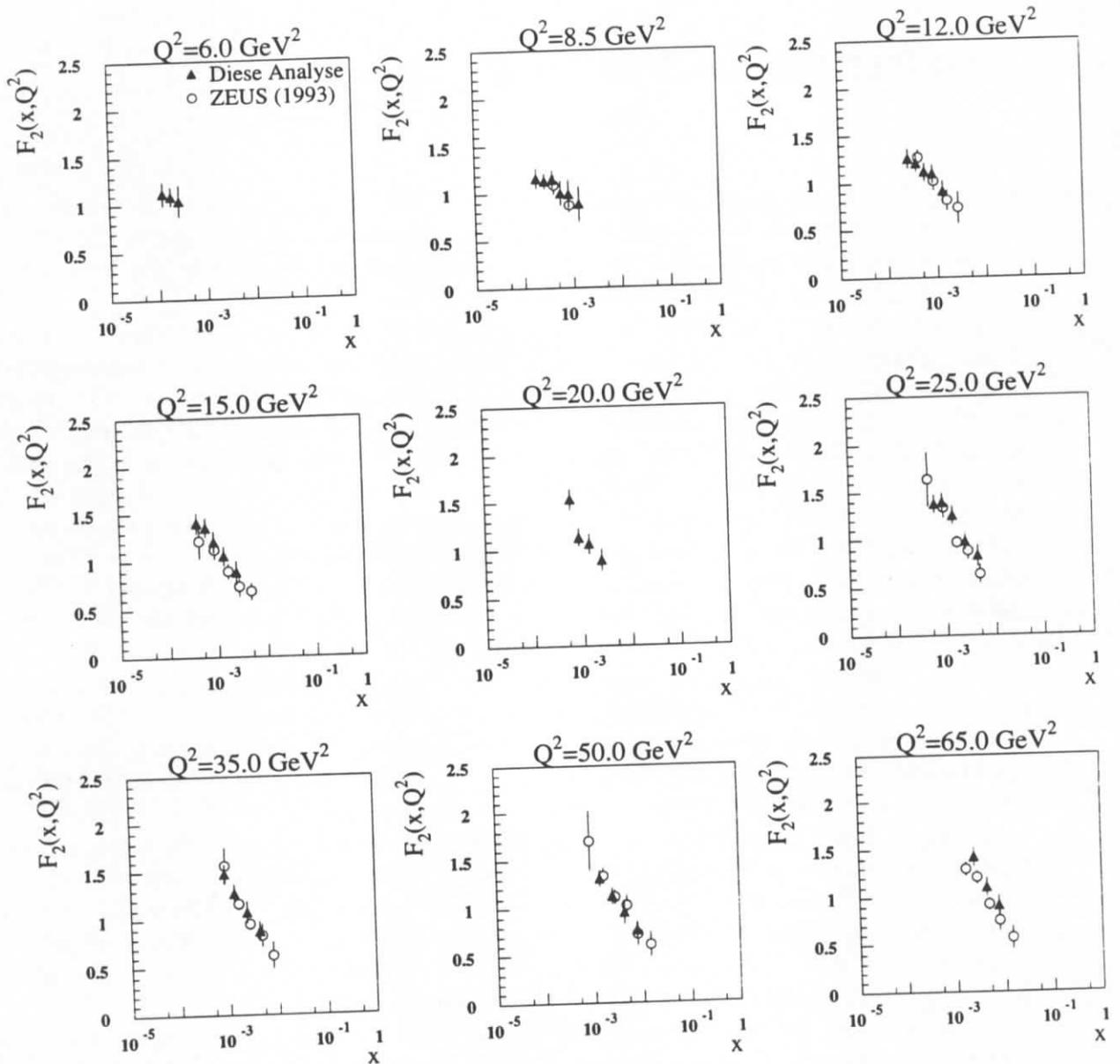


Abbildung 5.32: Proton Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für neun Q^2 -Werte. Die Messung dieser Analyse wird mit den von ZEUS veröffentlichten Werten verglichen.

Zusammenfassung

Die in dieser Analyse vorgestellte Analyse beruht auf Daten, die mit dem H1-Detektor an der Beschleunigeranlage HERA im Jahr 1993 aufgezeichnet wurden. Die analysierte Datenmenge entspricht einer Luminosität von 273.1 nb^{-1} . Gegenstand der Analyse ist die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 bei niedrigen Impulsüberträgen.

Kap. 1 gibt eine Einführung in die Theorie der tiefinelastischen Streuung. Die hohe Schwerpunktsenergie, mit der bei HERA Elektron und Proton miteinander wechselwirken, ermöglicht die Messung der Strukturfunktion F_2 bei sehr kleinen Werten von x . In diesem kinematischen Bereich kommt die Beschreibung des Protons mit Hilfe störungstheoretischer Methoden im Rahmen der QCD an ihre Grenzen. Dies entspricht dem klassischen DGLAP-Formalismus. In der aktuellen Diskussion ist eine alternative Näherungsmethode, der sogenannte BFKL-Formalismus. Außerdem wird von einigen Theoretikern das Auftreten nichtstörungstheoretischer Effekte, wie die Gluonrekombination, erwartet. Dieses Phänomen würde sich dadurch bemerkbar machen, daß die Strukturfunktion F_2 hin zu kleinen Werten von x in Sättigung gehen würde. Die Beobachtung dieser neuen Effekte erfordert eine präzise Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Werten von x . Die kleinstmöglichen Werte von x sind bei niedrigen Impulsüberträgen zugänglich, wenn das Elektron in das Rückwärtskalorimeter BEMC gestreut wird. Die genaueste Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 ist bei kleinen Werten von x mit Hilfe der Winkel- und Energiemessung des gestreuten Elektrons zu erzielen. Ein gutes Verständnis der Winkel- und Energierekonstruktion des gestreuten Elektrons ist deswegen für die genaue Messung von F_2 von großer Wichtigkeit.

In Kap. 3 wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts des Elektronschauers im BEMC um $\approx 25\%$ gegenüber der vorhandenen Methode verbessert werden kann. Diese Verbesserung erlaubt zusammen mit der Information aus der hinteren Spurkammer BPC eine effizientere Elektronidentifizierung. Außerdem wird geklärt, daß sowohl die BPC als auch das BEMC während der Datennahme im Jahr 1993 an der Nominalposition bezüglich der y - und z -Position installiert waren.

In Kap. 4 wird zunächst die Homogenität des BEMC systematisch studiert. Die Inhomogenitäten in den Übergangsbereichen zwischen den Modulen können mit Hilfe von MC-Simulationen entscheidend verbessert werden. Insbesondere in dem Bereich nahe dem Strahlrohr treten Energieverluste in der Größenordnung von 20% auf, die mit den entwickelten Korrekturtabellen mit einer Genauigkeit von 2% korrigiert werden können. Dies ermöglicht es, den zulässigen Winkelbereich des gestreuten Elektrons von 173° , der in der H1-Analyse verwendet wurde, auf 174° auszudehnen. Diese Verbesserung spiegelt sich darin wieder, daß der sogenannte „konstante Term“ in der Energieauflösung, der ein Maß für die Größe der Inhomogenitäten darstellt, gegenüber dem Vorjahr um $\approx 18\%$ reduziert werden kann. Nach Verbesserung der Homogenität wird das BEMC mit Hilfe von zwei unabhängigen Methoden kalibriert.

Die Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds in der Analyse der Daten des Jahres 1992 basierte auf einer geringen Anzahl von MC-Ereignissen. Auf der Basis dieser Ereignisse waren nur statistisch wenig signifikante Aussagen darüber zu treffen, wie gut der Photoproduktionsuntergrund mit Hilfe der MC-Simulationen zu beschreiben ist. Für die Analyse der Daten des Jahres 1993 werden auf der einen Seite zehnmal mehr MC-Ereignisse der Photoproduktion generiert, auf der anderen Seite werden die Methoden verfeinert, mit denen ein Teil der DIS-Ereignisse als Photoproduktionsereignisse identifiziert werden kann. Dies ermöglicht es, die Güte der MC-Simulationen anhand aller Verteilungen zu überprüfen, die für die Selektion der Ereignisse wichtig sind. Für die wichtigsten Verteilungen ist dies in Kap. 5 demonstriert. Es zeigt sich, daß in allen Verteilungen eine gute Übereinstimmung zwischen den MC-Simulationen und den Daten erreicht wird. Mit Hilfe dieser MC-Simulationen wird in dieser Arbeit, wie auch in der H1-Analyse, die sich an dieser Arbeit orientiert, der Photoproduktionsuntergrund abgeschätzt, der nach den Selektionsschnitten noch in den Daten verbleibt.

Das gute Verständnis der Detektoren im Rückwärtsbereich sowie die quantitative Kontrolle des Photoproduktionsuntergrunds erlauben es, gegenüber der H1-Analyse sechs zusätzliche F_2 -Punkte zu messen. Dadurch wird ein Vergleich mit den F_2 -Werten möglich, die in der H1-Analyse durch die Analyse der Daten gewonnen werden, die bei verschobener z -Vertex-Position aufgezeichnet wurden.

Die gemessenen Werte von F_2 lassen sich mit Hilfe der DGLAP-Entwicklungsgleichungen und einer geeignet gewählten Parametrisierung der Strukturfunktion beschreiben. Hiermit bestätigt die Messung die Voraussagen, die mit Hilfe störungstheoretischer Methoden im Rahmen der QCD in diesem neuen kinematischen Bereich getroffen werden können. Es sind keine Anzeichen festzustellen, daß der oben angesprochenen BFKL-Formalismus zur Beschreibung der QCD-Dynamik erforderlich ist. Ein Sättigungsverhalten des Anstiegs der Strukturfunktion durch nichtstörungstheoretische Effekte ist ebenfalls nicht festzustellen.

Literaturverzeichnis

- [1] H1-Collaboration (I. Abt et al.); Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low- x Region at HERA, Nucl. Phys. B407, 1993, 515
- [2] ZEUS-Collaboration (M. Derrick et al.); Phys. Lett. B316, 1993, 412
- [3] F. Halzen, A.D. Martin; Quarks and Leptons, John Wiley & Sons, New York, 1984
- [4] E. D. Bloom et al.; Phys. Rev. Lett. 23, 1969, 930
M. Breidenbach et al.; Phys. Rev. Lett. 23, 1969, 935
- [5] W. Albrecht et al.; DESY 69/46, 1969
- [6] BCDMS Collaboration (A. Benvenuti et al.); Phys. Lett. 223B, 1989, 485
- [7] NMC Collaboration (P. Amaudruz et al.); Phys. Lett. 295B, 1992, 159
- [8] Yu. L. Dokshitzer; Sov. Phys. JETP 46, 1977, 641
V. N. Gribov, L. N. Lipatov; Sov. J. Nucl. Phys. 15, 1972, 438 und 675
G. Altarelli, G. Parisi; Nucl. Phys. 126, 1977, 297
- [9] A. D. Martin; Structure Functions and Small x Physics, DTP/93/66, Durham, 1993
- [10] H1-Papier in Vorbereitung
- [11] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin; Sov. Phys. JETP 45, 1972, 199
Y. Y. Balitsky, L. N. Lipatov; Sov. J. Nucl. Phys. 28, 1978, 282
- [12] M. Froissart; Phys. Rev. 123, 1961, 1053
- [13] L. V. Gribov, E. M. Levin, M. G. Ryskin; Phys. Rep. 100, 1983, 1
- [14] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts; New Information of Parton Distributions, Physical Review D, Volume 47, Number 3, 1993, 867
- [15] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Radiatively Generated Parton Distributions for High Energy Collisions, Z.Phys. C - Particles and Fields 48, 1990, 471
- [16] F. Jacquet, A. Blondel; Detectors for Charge Current Events, in: Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY 79/48 S.391-394, Hrsg. U. Amaldi, DESY, Hamburg, 1979
- [17] G. Bernardi, W. Hildesheim; A Detailed Simulation of F_2 Measurability at HERA, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

- [18] U. Bassler et al.; Run selection for the H1 1993 F_2 analysis, H1 note, H1-02/95-428, DESY, Hamburg, 1995
- [19] P. Schmüser; Zur Fertigstellung von HERA, in Physikalische Blätter 46, Nr. 12, 1990
- [20] W. Bialowons; Ein Jahr HERA Luminositätsbetrieb - Erfahrungen und Verbesserungen, Innerbetriebliche Fortbildung, DESY, Hamburg, 1993
- [21] S. Levonian; persönliche Mitteilung, 1995
- [22] H1 Collaboration (I. Abt et al.); The H1 Detector at HERA, DESY-93-103, Hamburg, Juli 1993
- [23] K. Müller; Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low Bjorken x at the H1 Experiment; Dissertation, Universität Zürich, 1994
- [24] H.-P. Kasselmann; Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors; Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [25] H1 Collaboration; Technical Progress Report 1989, August 1989
- [26] T. Kurča, The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at Low Q^2 , Dissertation, Universität Hamburg, 1993
- [27] M. Fleischer; Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [28] D. Handschuh; Studien zum Protoneninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung, Dissertation, Universität Hamburg, 1993
- [29] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, DESY-92-160, Hamburg, November 1992 und Phys.Lett.B 299, 1993, 374
- [30] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x , DESY-92-164, Hamburg, November 1992 und Phys.Lett.B 299, 1993, 385
- [31] G.A. Schuler, H. Spiesberger; Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1992, 1419
- [32] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring; Computer Phys. Comm. 69, 1992, 155
- [33] G. Ingelman; Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1992, 1366
- [34] L. Lönnblad; Computer Phys. Comm. 71, 1992, 15
- [35] T. Sjöstrand, M. Bengtsson; The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation, JETSET, Computer Phys. Comm. 43, 1987, 367
- [36] R. Brun et al.; GEANT3 User's Guide, 1987, CERN DD/EE/84-1

- [37] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts; Proceedings of the Workshop on Quantum Field Theory: Theoretical Aspects of High Energy Physics, Hrsg. B. Geyer, E. M. Ilgenfritz, 1993, 11
- [38] E. Peppel; Messung der Protonstrukturfunktion F_2 unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters; Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [39] E. Longo, I. Sestili; Nucl. Instr. and Meth. 128, 1987, 283
- [40] Review of Particle Properties, Physical Review D, Volume 50, Number 3, 1994
- [41] S. Peters; Die parametrisierte Simulation elektromagnetische Schauer, Dissertation, Universität Hamburg, 1992
- [42] C. Gülck; Untersuchungen zur Wirkung von Luftsauerstoff auf die Lichtausbeute der Module des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994
- [43] M. Eschweiler; Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991
- [44] K. Ludwig; persönliche Mitteilung, 1994
- [45] K. Müller; persönliche Mitteilung, 1994
- [46] J. Feltesse; Measurement of Inclusive Differential Cross Sections, in: Proceedings of the HERA Workshop, Vol.1, Hrsg. R. D. Peccei, Hamburg, 1987
- [47] C. Pichler; Untersuchungen zur Messung von Elektronen im äußeren Randbereich des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors bei HERA; Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [48] C. Brune, U. Hölzke, K. Meier; BEMC Calibration 1993, H1 note, H1-04/94-352, DESY, Hamburg, 1994
- [49] BEMC Group; Calibration and Reconstruction of the BEMC, H1 note, H1-08/92-234, DESY, Hamburg, 1992
- [50] P. Reimer; persönliche Mitteilung, 1994
- [51] M. Fleischer; persönliche Mitteilung, 1994
- [52] S. Reinshagen; Bericht der ELAN Gruppe, 1994
- [53] M. Fleischer, E. Peppel; BEMC Energy Calibration from Quasi-Elastic Scattered Electrons (1992 data), H1 note, H1-07/93-304, DESY, Hamburg, 1993
- [54] B. D. Burow; A Measurement of the Total Photon-Proton Cross Section in the Center of Mass Energy Range 167 to 194 GeV; Dissertation, University of Toronto, 1994
- [55] J. J. Sakurai; Ann. Phys. 11, 1960, 1
M. Gell-Mann, F. Zachariasen; Phys. Rev. 124, 1961, 953

- [56] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photo-production at HERA, DESY-94-030, Hamburg, März 1994 und Phys.Lett.B 328, 1994, 176
- [57] G. Ingelman, A. Weigend; Comp. Phys. Commun. 46, 1987, 241
- [58] N.H. Brook, A. DeRoeck, A.T. Doyle; RAYPHOTON 2.0, in: Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1991
- [59] T. Sjöstrand, M. Bengtsson; Comp. Phys. Commun. 43, 1987, 367
H.-U. Bengtsson, T. Sjöstrand; Comp. Phys. Commun. 46, 1987, 43
T. Sjöstrand; CERN-TH-6488, 1992
- [60] N. Wulff; Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x -Bjorken; Dissertation, Universität Hamburg, 1993
- [61] F. Charles, S. Reinshagen, R. Roosen, P. Vanesch; Photoproduction as Background in Deep Inelastic Scattering at low x ; H1 note, H1-09/94-380, DESY, Hamburg, 1994
- [62] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA, DESY-95-024, Hamburg, 1995
- [63] H. Bethe, W. Heitler; Proc. Roy. Soc. A146, 1934, 83
- [64] J. Blümlein; Z. Phys. C47, 1990, 89
- [65] J. Kripfganz, H.-J. Möhring; Electromagnetic Corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA, Z.Phys. C 38, 1988, 653
- [66] U. Bassler, G. Bernardi; On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma method, DESY-94-231, Hamburg, Dezember 1994
- [67] A. Akhundov et al.; DESY 94-115, 1994
- [68] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$, DESY-95-006, Hamburg, Januar 1995
- [69] F. Charles, J.-F. Laporte, E. Perez; Deep Inelastic Scattering Low and Medium Q^2 Event Selection for 1993 data; H1 note, H1-05/94-357, DESY, Hamburg, 1994
- [70] E. Evrard; Bericht an die ELAN-Gruppe, 1994
- [71] A. Panitch, P. Marage; Vertex reconstruction using BPC and CIP in DIS events; H1 note, H1-05/93-297, DESY, Hamburg, 1993
- [72] G. Bernardi; persönliche Mitteilung, 1995
- [73] A. DeRoeck et al.; Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$; H1 note, H1-12/93-332, DESY, Hamburg, 1993
- [74] T. Kurča; persönliche Mitteilung, 1994

- [75] V. Blobel; Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments; DESY preprint 84-118, DESY, Hamburg, 1984
- [76] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.); Measurement of the Proton Structure Function F2 from the 1993 HERA Data, DESY 94-143, Hamburg, August 1994 und Z. f. Physik. C65 (1995) No. 3, 379
- [77] G. Altarelli, G. Martinelli; Phys. Lett. B76, 1978, 89

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramm der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung	6
1.2	Schematische Darstellung der Verletzung der Skaleninvarianz	10
1.3	Leiterdiagramm zur Beschreibung der Q^2 -Entwicklung der Gluondichteverteilungen.	12
1.4	Die kinematische x - Q^2 -Ebene und der Akzeptanzbereich des BEMC	15
2.1	Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger	18
2.2	Schematische Darstellung des H1-Detektors	21
2.3	Längsschnitt eines quadratischen Moduls	23
2.4	Das BEMC vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen	23
3.1	Illustration des Clusteralgorithmus im BEMC	32
3.2	Energieabhängigkeit der Anzahl der Cluster	32
3.3	Die zwei möglichen Orientierungen eines quadratischen Moduls	34
3.4	D_x und D_y in Abhängigkeit von der Schauerposition	35
3.5	Homogenität der Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts	37
3.6	Illustration der Verschiebung in y -Richtung	38
3.7	Abstandsverteilung BEMC/BPC für die zwei existierenden Modulatorientierungen	39
3.8	Korrektur der Verschiebung in y -Richtung	40
3.9	Energieabhängigkeit von θ_{clu}	42
3.10	Korrekturfunktion zur Anpassung der Ortsauflösung	43
3.11	Vergleich der DCLBP Verteilung zwischen MC-Simulation und Daten	43
4.1	Abhängigkeit von $E_{2\alpha}$ von θ_{jet} und θ_e	48
4.2	Auflösung von θ_{jet} und $E_{2\alpha}$	49
4.3	Illustration der Korrektur des relativen Energieverlusts	53
4.4	Der relative Energieverlust gemittelt über y_{BPC} und projiziert auf $ x_{BPC} $. . .	54
4.5	Der relative Energieverlust gemittelt über ϕ_{BPC} und projiziert auf θ_{BPC}	55
4.6	Kalibration mit der Doppelwinkelmethode	58
4.7	Kalibration am „kinematischen Peak“ (MRSH)	61
4.8	Kalibration am „kinematischen Peak“ (MRSD0')	62
4.9	Bestimmung des konstanten Terms.	62
5.1	Feynmandiagramme der Photoproduktion (VDM)	68
5.2	Feynmandiagramme der Photoproduktion (Anomal)	69
5.3	Feynmandiagramme der Photoproduktion (Direkt)	69
5.4	Zufällige Koinzidenz eines Bethe-Heitler Prozesses mit einem Ereignis der tiefunelastischen Streuung	72

5.5	Vergleich: Daten-MC-Simulationen	75
5.6	Illustration der Normierung am Gesamtenergiespektrum	76
5.7	Illustration der ECRA-Verteilung	77
5.8	Illustration der Ineffizienz des DCLBP-Schnitts	79
5.9	Illustration der Ineffizienz des ECRA-Schnitts	79
5.10	Illustration der Ineffizienz des kombinierten ECRA, DCLBP-Schnitts	80
5.11	Illustration der Effizienz des kombinierten ECRA, DCLBP-Schnitts	80
5.12	Feynmandiagramme des $(ep \rightarrow e\gamma + X)$ -Streuprozesses	81
5.13	Feynmandiagramme der weichen Bremsstrahlung	83
5.14	Feynmandiagramme der harten Bremsstrahlung	83
5.15	Vergleich der z-Vertex-Verteilungen zwischen MC-Simulation und Daten	90
5.16	Der Schnitt auf die innere BEMC Region	92
5.17	Die ortsabhängige Triggereffizienz des BSET-CL2-Triggers	93
5.18	Die energieabhängige Triggereffizienz des BSET-CL2-Triggers	93
5.19	Radiale BPC-Trefferverteilung (ohne den „Diamant“-Schnitt)	94
5.20	Radiale BPC-Trefferverteilung (mit „Diamant“-Schnitt)	95
5.21	Die selektierten Ereignisse in der x - Q^2 Ebene	97
5.22	Illustration der Flächeneinteilung	100
5.23	Illustration der Detektorauflösung	101
5.24	Diagonalelemente $A_{i,\text{stabil}}$ von \hat{A}	103
5.25	Die Akzeptanz A	104
5.26	Überprüfung der Entfaltung (a)	105
5.27	Überprüfung der Entfaltung (b)	106
5.28	Proton Strukturfunktion F_2 (Diese Analyse)	110
5.29	Proton Strukturfunktion F_2 (Diese Analyse)	112
5.30	Proton Strukturfunktion F_2 (Vergleich mit H1)	115
5.31	Proton Strukturfunktion F_2 (Vergleich mit Parametrisierungen)	116
5.32	Proton Strukturfunktion F_2 (Vergleich mit ZEUS)	117

Tabellenverzeichnis

2.1	HERA-Parameter	18
2.2	Parameter der Spurdetektoren	20
2.3	Technische und kalorimetrische Parameter des BEMC	24
2.4	Parameter der Kalorimeter	25
3.1	Werte der Parameter für Verfahren B	36
3.2	Die Auflösung $\sigma_{\theta_{\text{BPC}}}$ des Streuwinkels $\sigma_{\theta_{\text{BPC}}}$	40
3.3	Die Winkelauflösung des BEMC a.)	41
3.4	Die Winkelauflösung des BEMC b.)	41
4.1	Kalibrationsfaktoren (Doppelwinkelmethode)	57
4.2	Kalibrationsfaktoren („kinematische Peakmethode“)	60
4.3	Systematische Fehler der BEMC-Kalibration	63
5.1	Übersicht über die verwendeten MC-Generatoren	70
5.2	δ_{RC} für die Elektronmethode	86
5.3	Die BCl ₂ -Triggereffizienz	94
5.4	Die Selektion der Ereignisse	96
5.5	MC-Simulationen der tiefunelastischen ep-Streuung	96
5.6	Protonstrukturfunktion F_2	109
5.7	Aufstellung der systematischen Fehler in Prozent	111
5.8	Protonstrukturfunktion F_2 , Vergleich mit H1	113
5.9	Protonstrukturfunktion F_2 , Vergleich mit H1	114

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung und der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben:

- Prof.Dr. Beate Naroska und Prof.Dr. Friedrich-W. Büber für die Begutachtung der Dissertation;
- Meinem Freund Dr. Peter Kassermann für die langen Diskussionen über das BEMC und für das mühsame und gründliche Korrekturlesen dieser Arbeit. Und natürlich für die zahllosen ausgegebenen Biere nach und während der Diskussionen;
- Meinem Freund Dr. Wolfgang Hildesheim für die schöne Zeit während des letzten Jahres und die konstruktiven Vorschläge zur Gestaltung und Verbesserung dieser Arbeit;
- Den Mitgliedern der BEMC-Gruppe für das angenehme Arbeitsklima und die lebhaften Diskussionen. Insbesondere möchte ich Dr. Erich Peppel danken, der mich sehr geduldig in die Tiefen und an die Abgründe der BEMC-Rekonstruktion geführt hat und wertvolle Tips zur Verbesserung der Arbeit beisteuerte, Dr. Manfred Fleischer für das Korrekturlesen der Arbeit, Christoph Brune für die fruchtbaren Diskussionen über die „never ending story“ der Kalibration, Dr. Tibor Kurča für zahlreiche Hilfen zu Trigger-Fragen, Dr. Christian Pichler für die exotischen Fragestellungen hinsichtlich des BEMC und Prof.Dr. H.-H. Duhm und Dieter Zarbock für die freundliche Aufnahme am 1. Institut in der Endphase dieser Arbeit;
- Dr. Jörg Gayler für das Korrekturlesen der Arbeit und die Verbesserungsvorschläge;
- Den Mitgliedern der ELAN-Arbeitsgruppe ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Insbesondere möchte ich Dr. Katharina Müller und Dr. Francois Charles für die gute Zusammenarbeit bei der Analyse des Photoproduktionsuntergrunds und anderen Problemen danken und Dr. Ursula Bassler und Dr. Gregorio Bernardi für die immer gute Stimmung in meinem Büro;
- Den freundlichen und immer hilfsbereiten H1-Sekretärinnen Hilde Härtel und Ulla Kleibenne;
- Robert, Fabian, Konrad und Kai für viel Spaß bei und nach der Arbeit, sowie den Mitgliedern von Musical Project für die Erkenntnis, daß der Mensch nicht nur einen Kopf besitzt;
- Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben;
- Petra Paul für die langjährige Freundschaft.