

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

MPI-PHE/94-07
Februar 1994

**Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons
in tiefinelastischer e-p-Streuung
mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring**

Johannes-Peter Wellisch[✓]

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Hon.-Prof. Dr. G. Buschhorn
2. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 22. 12. 1993 bei der Technischen Universität
München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 14. 02. 1994
angenommen.

Danksagung

Die vorgelegte Arbeit entstand in der Münchner Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, München, das im Rahmen der H1-Kollaboration am Bau des Kalorimeters und an verschiedenen Softwareentwicklungen und Analysen beteiligt ist.

Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für viele anregende Diskussionen, die in einer freundlichen und harmonischen Arbeitsatmosphäre stattfanden und eine effektive, angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit ermöglichten.

Mein besonderer Dank gilt Prof. G. Buschhorn für die interessante Aufgabenstellung, und dafür, daß er mir diese Arbeit unter den ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Max-Planck-Institut für Physik ermöglicht hat, sowie für seine Unterstützung während der Arbeit.

Dr. P. Schacht möchte ich herzlich danken für die vielen konstruktiven Anregungen, die vielen auch zusammen mit Dr. C. Kiesling und M. Flieser geführten Diskussionen während der Analyse und die weitestgehende Freiheit, die ich im Bezug auf Einteilung, Planung, Durchführung und Vertretung der Arbeit genoß.

Allen Mitgliedern der H1-Kollaboration danke ich für die freundliche Aufnahme und viele konstruktive und kritische Diskussionen zur Thematik und zum thematischen Umfeld der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons.

Ich möchte an dieser Stelle auch meiner Familie und meinen Freunden einen hertzlichen Dank aussprechen. Ohne ihre Hilfe und Unterstützung wäre diese Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Ereigniskinematik in tiefinelastischer e - p -Streuung	3
2.2	Der Wirkungsquerschnitt	4
2.3	Das Quark-Parton-Modell und der Wirkungsquerschnitt	6
2.3.1	Experimentelle Anwendungen des Partonmodells in der tiefinelastischen Streuung	9
2.4	Störungstheoretische QCD in der tiefinelastischen Streuung	11
2.4.1	Die Altarelli-Parisi-Gleichungen	12
2.4.2	Ein-Loop-QCD-Korrekturen in tiefinelastischer Streuung	12
2.5	Möglichkeiten zur Berechnung der Ereigniskinematik	14
3	Der H1-Detektor	17
3.1	Die Detektoren zur Luminositätsbestimmung	17
3.2	Die Detektoren zur Flugzeitmessung	20
3.3	Der Magnet und die zentralen Jetkammern	21
3.4	Die rückwärtige Proportionalkammer	23
3.5	Das rückwärtige Kalorimeter	24
3.6	Der Kryostat und das Flüssig-Argon-Kalorimeter	25
4	Die Ereignisrekonstruktion	29
4.1	Rekonstruktion im rückwärtigen Kalorimeter	29
4.2	Spurrekonstruktion und Vertexrekonstruktion	30
4.3	Ausrichtung der verschiedenen Detektorteile	31
4.4	Rekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter	32
5	Clusterrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter	36
5.1	Das 2D-Clustering	36
5.2	Das 3D-Clustering	38

5.3	Qualität der Clusterrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter . . .	40
5.3.1	Rekonstruktion einzelner Teilchen	41
5.3.2	Zwei-Teilchen-Separation	49
6	Die Wichtungsmethode in der hadronischen Energierekonstruktion bei H1	55
6.1	Kalibrationsdaten, Kalibrationsmethoden und Optimierungsprozeduren	56
6.2	Lineare Kalibration	58
6.3	Grundlegende Studien zur hadronischen Kalibration	59
6.3.1	Vorselektion elektromagnetischer Schauer	60
6.3.2	Korrektur des Einflusses der Unterdrückung des Rauschens auf die Energiemessung an elektromagnetischen Schauern	61
6.3.3	Gegenseitige Abhängigkeiten von Wichtungsmethode und Rauschsignal	62
6.3.4	Verbesserung der Energieauflösung durch Abschätzen des elektromagnetischen Anteils der Jets	64
6.4	Das H1-Wichtungsmodul	66
6.4.1	Energieparametrisierung der Kalibrationsparameter	67
6.4.2	Systematische Studien zur Qualität der Energierekonstruktion .	69
7	Rekonstruktion der Ereigniskinematik mit dem H1-Detektor	80
8	Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons	100
8.1	Der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt	100
8.2	Die Daten	103
8.2.1	Die Ereignisklassifikation	103
8.2.2	Die MiniDST-Selektion	104
8.2.3	Analysespezifische Schnitte	104
8.3	Rekonstruktion der Ereigniskinematik und Akzeptanzkorrektur	116
8.4	Bestimmung der Effizienzen der Datenselektion	120
8.4.1	Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage in der Datenselektion	121
8.4.2	Die Selektionseffizienzen	130

Inhaltsverzeichnis	III
8.5 Abschätzung des Untergrunds	133
8.6 Korrektur des Effekts der endlichen Bingröße	134
8.7 Radiative Korrekturen	134
8.8 Systematische Fehler	137
8.9 Diskussion der Ergebnisse	145
9 Zusammenfassung	151
A Wichtige Experimente der tiefinelastischen Streuung	154
B Überblick über aktuelle Partondichteparametrisierungen	155
C Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage	156
Literaturverzeichnis	163

1 Einleitung

Die Physik der Formfaktoren und Strukturfunktionen ist seit langem als der wichtigste Zugang zur Struktur der Materie bekannt [1][2]. Frühe Arbeiten zur Elektron-Nukleon-Streuung führten zur Entdeckung der Scaling genannten Eigenschaft der Strukturfunktionen, nicht vom Impulsübertrag der Streuung abzuhängen [21][22]. In den berühmt gewordenen Experimenten der SLAC-MIT-Gruppe [21] wurden Elektronen im Energiebereich von $E = 7$ GeV bis $E = 17$ GeV an einem Wasserstofftarget gestreut. Die Energie des gestreuten Elektrons wurde dabei mit Hilfe eines Magnetspektrometers für Streuwinkel von $\theta = 6^\circ$ und $\theta = 10^\circ$ vermessen. Das in diesen Experimenten entdeckte Scaling war der Beleg für die Existenz punktförmiger Konstituenten im Proton, den Partonen. Die Streuexperimente der sechziger Jahre belegten die Substruktur des Protons in der selben Weise, wie die Rutherford-Streuexperimente von 1911 die Substruktur des Atoms belegten [1]. Die Experimente zur tiefinelastischen Streuung (DIS) legten damit den Grundstein für das Quark-Parton-Modell und förderten die Entwicklung der QCD als Feldtheorie der Wechselwirkung von Quarks und Gluonen. Eine große Anzahl weiterer Experimente zur tiefinelastischen Streuung wurden vorgeschlagen und durchgeführt (siehe Anhang A). In diesen Experimenten wurden der vermessene kinematische Bereich erweitert und die Spinstruktur von Proton und Neutron untersucht[†]. Auch heute liefern die Daten aus tiefinelastischer Streuung die genauesten Informationen über die Verteilung der Partonen im Proton.

Mit der Inbetriebnahme des HERA Speicherrings [8] und der Detektoren der H1- [18] und der Zeus-Kollaboration [19] wurde ein neues Kapitel in der tiefinelastischen Streuung aufgeschlagen [6][7]. Erstmals werden Experimente der tiefinelastischen Streuung nicht mehr an feststehenden Targets sondern im Kolliderbetrieb durchgeführt. Mit einem Elektronenstrahl von 26.7 GeV und einem Protonenstrahl von 820 GeV Energie wird dabei eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296$ GeV erzielt. Die hohen Schwerpunktsenergien erlauben es den Bereich der untersuchten Impulsüberträge von etwa 100 GeV^2 auf beinahe 10^5 GeV^2 zu erweitern. Man erreicht damit eine Ortsauflösung von 10^{-18} m. Zusätzlich ist es erstmals in tiefinelastischer Streuung möglich die Wechselwirkung von Quarks mit virtuellen Photonen bei sehr kleinen Werten der bjorkenschen Skalenvariablen x , die den Anteil eines Partons am Protonenimpuls angibt, zu vermessen. Der zugängliche Bereich in x wird im Laufe der nächsten Jahre von $x \approx 10^{-2}$ um knapp drei Größenordnungen bis etwa $x \approx 10^{-5}$ ausgedehnt werden können. Bei sehr kleinen Werten von x kann die Annahme, daß die Partonen als freie, unabhängige Streuzentren betrachtet werden können, nicht mehr korrekt sein. Der unter dieser Annahme vorhergesagte Wirkungsquerschnitt steigt für $1/x \rightarrow \infty$ stark an und verletzt die Unitaritätsgrenze. Es werden im Bereich sehr kleiner Werte von x daher nichtlineare QCD-Effekte erwartet, die bei HERA zum ersten Mal gemessen werden könnten. Die Messungen bei HERA werden in diesem Zusammenhang wichtige Hinweise für die Verbesserung des theoretischen Verständnisses der Struktur des Protons geben. Eine wichtige Bedeutung kommt dem Bereich kleiner x auch bei der

[†]Weiteres zum historischen Hintergrund siehe [3]

Bestimmung der Partondichten im Proton in globalen QCD-Analysen zu. Gerade im Bereich kleiner x hängen die theoretischen Vorhersagen stark von Modellannahmen ab. Unterschiede in den Vorhersagen für die Strukturfunktion F_2 des Protons um bis zu einen Faktor vier sind die Folge.

Eine der wichtigsten Neuerungen der Experimente bei HERA ist, daß, abgesehen von unvermeidlichen Verlusten im Strahlrohr, der gesamte hadronische Endzustand vermessen wird. Es reicht zur Festlegung der Ereigniskinematik aus, zwei unabhängige Größen zu bestimmen. Da sowohl das gestreute Elektron als auch der vollständige hadronische Endzustand vermessen wird, hat man eine völlig redundante Messung. Das hat wichtige Konsequenzen für den vermeßbaren kinematischen Bereich und das Verständnis der systematischen Fehler der Ergebnisse. Einerseits sind in verschiedenen Kombinationen der Meßgrößen unterschiedliche kinematische Bereiche zugänglich, andererseits ist es möglich, die Energie des Elektrons im Anfangszustand aus der Berechnung der kinematischen Variablen zu eliminieren, und dadurch den Einfluß der Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangszustand auf die Rekonstruktion der Ereigniskinematik, die wichtigste Ursache für radiative Korrekturen, stark zu reduzieren.

In der vorliegenden Arbeit sind erste Ergebnisse zur Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons mit dem H1-Detektor im kinematischen Bereich $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ und $10^{-4} < x < 10^{-2}$ gegeben.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Ereigniskinematik in tiefinelastischer e-p-Streuung

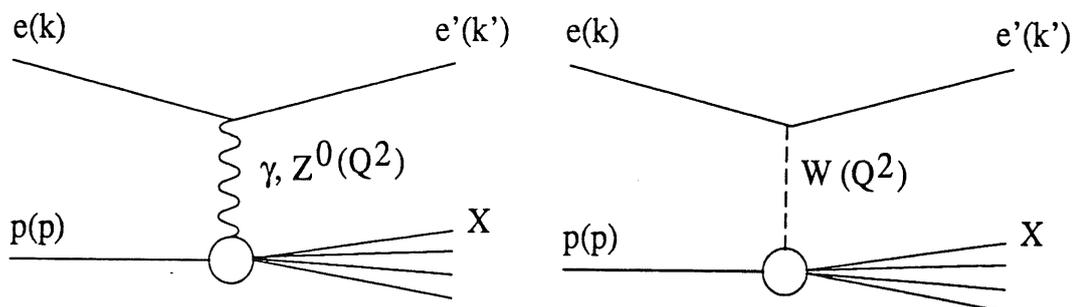


Abbildung 2.1: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei neutralem Strom (links) und geladenem Strom (rechts).

Im folgenden wird die Ereigniskinematik in der tiefinelastischen Streuung am Beispiel der tiefinelastischen e-p-Streuung diskutiert. Der betrachtete Prozeß

$$e(k) + p(p) \rightarrow e'(k') + X$$

ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Dabei ist $e(k)$ das einlaufende Elektron mit Viererimpuls k^μ , $p(p)$ das einlaufende Proton mit Viererimpuls p^μ , $e'(k')$ das gestreute Elektron mit Viererimpuls k'^μ und X ein beliebiger hadronischer Endzustand. Die Wechselwirkung wird durch den Austausch eines virtuellen Photons, Z^0 (neutraler Strom, NC) oder W Bosons (geladener Strom, CC) vermittelt.

In der tiefinelastischen Streuung ist der Impulsübertrag, q , vom Elektron auf das System der Hadronen raumartig. Es gilt:

$$q^\mu = k^\mu - k'^\mu$$

$$Q^2 = -q^2 > 0.$$

Der hadronische Endzustand hat in DIS eine erheblich größere invariante Masse als das einlaufende Proton. Diese Eigenschaft wird üblicherweise in Form der bjorkenschen SkalenvARIABLEN, x , parametrisiert:

$$x = \frac{-q^2}{2 \cdot p \cdot q} = \frac{Q^2}{2 \cdot m_p \cdot \nu}.$$

Die Größe x erhält im Rahmen des in Kapitel 2.3 beschriebenen Partonmodells eine tiefere Bedeutung. In obiger Gleichung ist m_p die Masse des Protons und ν der Energieübertrag vom Elektron auf die Hadronen im Ruhesystem des Protons.

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_p} = E - E'.$$

Die dimensionslose Größe y mißt im Ruhesystem des Protons das Verhältnis des Energieübertrags auf das System der Hadronen zur gesamten Elektronenenergie:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \nu \cdot \frac{m_p}{p \cdot k} = \frac{E - E'}{E}.$$

Für fest vorgegebenes x ist die Masse des hadronischen Endzustands gegeben durch:

$$W^2 = m_p^2 + \frac{Q^2}{x}(1 - x).$$

Die Masse des hadronischen Endzustands ist groß für kleines x und, bei festem x , für großes Q^2 .

2.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung läßt sich in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Theorie in einen leptonischen Teil und einen hadronischen Teil faktorisieren [24]

$$d\sigma = \frac{d^3k'}{2 \cdot s \cdot |k'|} \cdot \frac{e^4}{4 \cdot \pi^2 \cdot q^4} \cdot L^{\mu\nu}(k, q) \cdot W_{\mu\nu}(p, q).$$

Der Beitrag der schwachen Eichbosonen zum Wirkungsquerschnitt ist im bei der folgenden Messung der Strukturfunktion untersuchten kinematischen Bereich vernachlässigbar klein. Im Fall des Photonaustauschs gilt für den leptonischen Tensor $L^{\mu\nu}(k, q)$:

$$L^{\mu\nu}(k, q) = \frac{1}{2} \cdot \text{Sp}(k \cdot \gamma^\mu \cdot [k - \not{q}] \cdot \gamma^\nu).$$

Dabei beschreibt γ^μ den perturbativen Vertex, an dem das einlaufende Elektron an das Photon und das auslaufende Elektron koppelt. Der Faktor 1/2 folgt aus der Spinmitteilung für unpolarisierte Elektronen.

Der hadronische Tensor ist in allen Ordnungen der starken Wechselwirkung definiert durch [24]:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{8 \cdot \pi} \sum_{\sigma} \sum_X \langle p(p, \sigma) | j_{\mu}^{\dagger}(0) | X \rangle \cdot \langle X | j_{\nu}(0) | p(p, \sigma) \rangle \times (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_X).$$

Dabei ist j_{μ} bis auf die Elektronenladung der Operator des elektromagnetischen Stroms und σ der Protonenspin.

Allgemeine Symmetrieüberlegungen erlauben es, die Form von $W_{\mu\nu}$ stark einzuschränken, und $W_{\mu\nu}$ als Funktion reeller, skalarer Strukturfunktionen W_i darzustellen. Die Strukturfunktionen werden im allgemeinen als Funktion von x und Q^2 parametrisiert.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit läßt sich der hadronische Tensor für den Fall des elektromagnetischen Stroms wie folgt schreiben:

$$W_{\mu\nu} = -\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu \cdot q_\nu}{q^2}\right) \cdot W_1(x, Q^2) + \left(p_\mu - q_\mu \frac{p \cdot q}{q^2}\right) \cdot \left(p_\nu - q_\nu \frac{p \cdot q}{q^2}\right) \cdot \frac{1}{m_p^2} \cdot W_2(x, Q^2).$$

Es gibt in der Literatur eine Reihe verschiedener Konventionen für die Definition der Strukturfunktionen W_i und der Variablen ν . Hier wird die in 1992 Review of Particle Properties [49] gewählte Konvention eingehalten. Eine detaillierte Ableitung ist in [20], Kapitel 7 angegeben.

Üblicherweise werden die Funktionen W_i durch einen anderen, äquivalenten Satz von Funktionen ersetzt, die im Partonmodell besonders einfach dargestellt werden können:

$$F_1(x, Q^2) = W_1(x, Q^2)$$

$$F_2(x, Q^2) = \frac{\nu}{m_p} \cdot W_2(x, Q^2).$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich als Funktion von x und y schreiben:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = 4 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot \frac{p \cdot k}{Q^4} \cdot \left\{ \frac{y^2}{2} \cdot 2 \cdot x \cdot F_1 + \left(1 - y - \frac{m_p^2 \cdot x \cdot y}{p \cdot k}\right) \cdot F_2 \right\},$$

und man kann die Strukturfunktionen durch die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts direkt aus dem Experiment bestimmen.

Ein weiterer, äquivalenter Satz von Strukturfunktionen folgt aus Betrachtungen zur Polarisation ϵ des ausgetauschten Photons im Ruhesystem des Protons. Diese Funktionen gehören zu den Helizitätszuständen $+1$ und -1 , bzw. zur longitudinalen Polarisation des ausgetauschten Photons. Abgesehen von Korrekturen der Größe m_p^2/Q^2 läßt sich $W_{\mu\nu}$ folgendermaßen entwickeln:

$$W_{\mu\nu} = \sum_{\lambda} \epsilon_{\lambda}^*(q)_{\mu} \cdot \epsilon_{\lambda}(q)_{\nu} \cdot F_{\lambda}(x, Q^2).$$

Dabei ist λ der Helizitätsindex. In dieser Näherung gelten folgende Beziehungen zwischen den Helizitätsstrukturfunktionen und den Scalingstrukturfunktionen:

$$F_{R,L} = F_1, \quad F_{long.} = \frac{F_2}{2 \cdot x} - F_1.$$

Eine weitere, oft verwendete Größe ist das Verhältnis der zu longitudinaler und transversaler Polarisation des ausgetauschten Photons gehörenden Wirkungsquerschnitte:

$$R = \sigma_L / \sigma_T.$$

2.3 Das Quark-Parton-Modell und der Wirkungsquerschnitt

Das Partonmodell kann mit gutem Erfolg bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts eines jeden Streuprozesses, an dem Hadronen beteiligt sind, angewendet werden, wenn ein großer Impulsübertrag stattfindet. Im Partonmodell nimmt man an, daß jedes beobachtbare Hadron mit Impuls p^μ aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, aufgebaut ist. Diese Partonen werden heute mit Quarks und Gluonen identifiziert. Bei großen Impulsüberträgen vernachlässigt man die Masse des Hadrons im Vergleich zur Skala Q des Streuprozesses. Weiter nimmt man an, daß ein im Anfangszustand an der Streuung beteiligtes Parton den Impuls $x \cdot p^\mu$ trägt, mit $0 \leq x \leq 1$.

Ein Wirkungsquerschnitt wird im Partonmodell aus den Baumdiagrammen der zugrunde liegenden Partonstreuungsprozesse berechnet, indem man sie mit Wahrscheinlichkeitsdichten faltet. Betrachtet man die Streuung zweier Hadronen A und B, dann hat der Wirkungsquerschnitt im Partonmodell schematisch die folgende Form:

$$\sigma_{AB}(p, p') \sim \sum_{\text{Partonen } i, j} \int_0^1 dx \cdot dx' \cdot \hat{\sigma}_{ij}(x \cdot p, x' \cdot p') \cdot \phi_{i/A}(x) \cdot \phi_{j/B}(x').$$

Dabei ist $\hat{\sigma}_{ij}$ der Wirkungsquerschnitt der Streuung der Partonen i und j in den gewählten Endzustand in Bornscher Näherung, und $\phi_{i/h}$ die Wahrscheinlichkeitsdichte im Hadron h ein Parton i mit Impuls $x \cdot p$ zu finden. Sie heißt Verteilung oder Dichte des Partons i im Hadron h .

Ganz ähnlich wird mit Hadronen im Endzustand verfahren. Für ein Hadron C mit Impuls l^μ beschreibt man den hadronischen Wirkungsquerschnitt durch die partonischen Wirkungsquerschnitte wie folgt:

$$d\sigma_C(l) = \sum_{\text{Partonen } k} \int_0^1 dz \cdot d\sigma_k(l/z) \cdot D_{C/k}(z).$$

Hier ist $D_{C/k}$ die Fragmentationsfunktion, die die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Parton k mit Impuls l^μ/z im Endzustand ein Hadron C mit Impuls l^μ erzeugt. Im allgemeinen beinhaltet ein Wirkungsquerschnitt im Partonmodell Hadronen mit gegebenen Impulsen im Anfangszustand wie auch im Endzustand.

Der physikalische Gehalt des Partonmodells ist am leichtesten in der tiefinelastischen Streuung zu sehen. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den DIS-Prozeß im Verständnis des Partonmodells. Abbildung 2.2(a) zeigt den Zustand vor der Streuung im Schwerpunktssystem der partonischen Streuung. Das Hadron, vielleicht ein Proton, besteht aus Partonen, die sich jeweils in einem virtuellen Zustand mit definiertem Impuls $\xi \cdot p$ befinden. Im Ruhesystem des Protons sind diese virtuellen Zustände charakterisiert durch eine bestimmte Lebensdauer τ . Der genaue Wert von τ hängt von den Details der Struktur des Protons ab. Es wird hier nur angenommen, daß es eine untere Schranke für diese Lebensdauern gibt, also daß das Proton in Ruhe im wesentlichen aus Partonen mit endlicher Virtualität besteht. Diese Annahme bildet die Grundlage für das gesamte Bild.

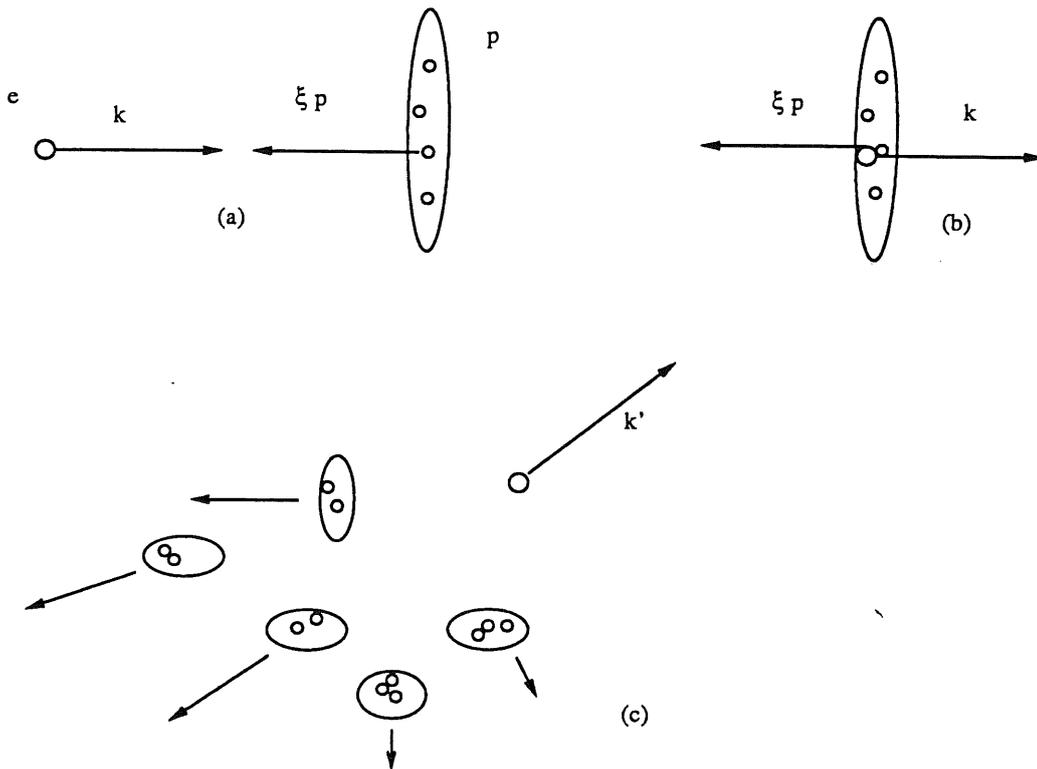


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Partonmodellbilds für tiefinelastische Streuung.

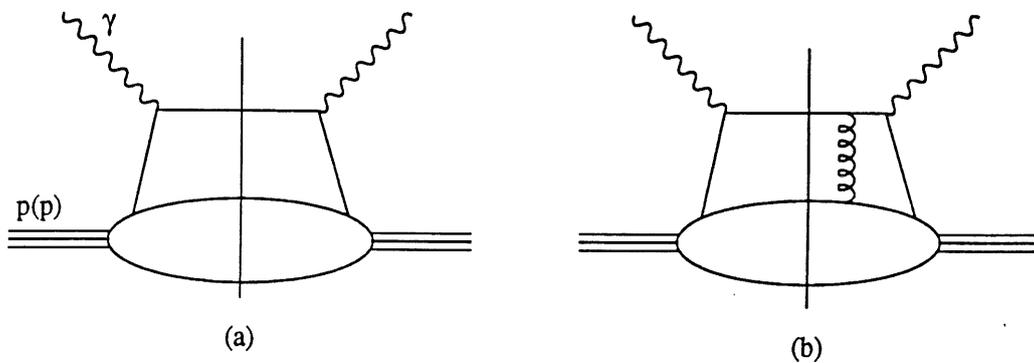


Abbildung 2.3: Streuung im Partonmodell (a) und ein im Partonmodell nicht berücksichtigter Interferenzterm (b).

Im Schwerpunktsystem der Streuung erfährt das Proton bei großen Energien sowohl eine Längenkontraktion als auch eine Zeitdilatation. Das bedeutet, daß die Lebensdauern der virtuellen Zustände im Proton im Schwerpunktsystem mit $\tau \cdot (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ erheblich größer sind als im ruhenden Proton. Zusammen mit der Lorentzkontraktion des Protons bewirkt das, daß die Zeit, die das Elektron braucht, um das Proton zu durchdringen, verschwindet, wenn Q^2 groß wird. Die Zeit, die das Elektron braucht, um das Proton zu durchdringen, wird so kurz, daß das Elektron bei der Wechselwirkung eine statische Ansammlung von Partonen sieht, ohne die Dynamik zu fühlen. Das Elektron muß, um den Impuls q^μ auf ein Parton übertragen zu können, einem dieser Partonen in transversaler Richtung näher kommen als etwa $1/Q$. Nimmt an, daß die Partonen mehr oder weniger zufällig über die Protonenscheibe (Lorentzkontraktion!) verteilt sind, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein zweites Parton nahe genug ist, um am harten Streuprozess teilzunehmen, um den geometrischen Faktor

$$\frac{1/Q^2}{\pi \cdot R_0^2}$$

unterdrückt. Dabei ist R_0 der Radius des Protons. Man kann den Wirkungsquerschnitt daher in guter Näherung schreiben als die Faltung des Wirkungsquerschnitts der Parton-Elektron-Wechselwirkung mit der Wahrscheinlichkeit ein Parton mit gegebenem Impulsanteil im Proton zu finden.

Die Partonen im Endzustand werden nach dem harten Streuprozess miteinander wechselwirken, Gluonen abstrahlen, Quark-Antiquark-Paare bilden und am Ende in Hadronen gebunden. Das geschieht auf erheblich längeren Zeitskalen als der harte Subprozess. Daher wird der harte Subprozess von den Prozessen der Fragmentation und Hadronisation nicht beeinflusst und kann in elastischer, Bornscher Näherung behandelt.

Zusammenfassend basiert das Partonmodell auf zwei physikalischen Konzepten: Zum einen durch die Längenkontraktion und Zeitdilatation der inneren Zustände des Protons auf der relativistischen Behandlung des Streuproblems und zum anderen auf der Annahme, daß sich der Übergang vom gestreuten Parton zum fertigen hadronischen Endzustand langsam vollzieht und deshalb den harten Streuprozess nicht beeinflusst. Die Errungenschaft des Partonmodells besteht darin, daß es nicht nötig ist das Problem der hadronischen Bindung explizit zu lösen. Vielmehr wird die fehlende Information in Form weniger, universeller Funktionen, den Partondichten, aus dem Experiment abgeleitet.

Im weiteren werden die Aussagen des Quark-Parton-Modells bezüglich des DIS-Prozesses zusammengefaßt. Sind die Konstituenten des Protons Quarks [4][5] und Gluonen, dann koppeln in Bornscher Näherung nur die Quarks an den elektromagnetischen Strom, und der Wirkungsquerschnitt für DIS ist gegeben durch die Wahrscheinlichkeit, $\phi_{f/p}(\xi)$, ein Quark mit Flavour f und Impulsanteil ξ im Proton zu finden, multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung am Parton, integriert über alle Impulsanteile und summiert über alle Quarksorten:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_f \int_0^1 d\xi \frac{d\sigma_{\text{Born}}^f}{dx dQ^2}(\xi \cdot p, q) \cdot \phi_{f/p}(\xi).$$

Die Partonverteilungen im Proton sind dabei unbestimmt. Ein Überblick über aktuelle Partondichteverteilungen wird in Anhang B gegeben. Die perturbative Darstellung des Partonmodellbildes für DIS ist in Cutdiagrammnotation in Abbildung 2.3(a) gezeigt. Man beachte die Abwesenheit von Diagrammen wie z.B. Abbildung 2.3(b), in denen die Streuung an einem Quark mit Impulsanteil ξ mit der Streuung an einem Quark mit Impulsanteil ξ' interferiert, wobei die Impulsbilanz durch ein Gluon ausgeglichen wird. Nur die Baumdiagramme gehen in die Rechnung ein. Diese Eigenschaft heißt Inkohärenz des Partonmodells.

Aus den gegebenen Gleichungen für den Wirkungsquerschnitt und die Parametrisierung des hadronischen Tensors lassen sich die Partonmodelldarstellungen der Strukturfunktionen ableiten:

$$2 \cdot x \cdot F_1(x) = F_2(x) = \sum_f Q_f^2 \cdot x \cdot \phi_{f/p}(x).$$

Im Partonmodell hängen die Strukturfunktionen nur von der bjorkenschen Skalenvariablen x ab, nicht vom Impulsübertrag. Diese Eigenschaft ist allgemein als Bjorken-Scaling bekannt [11]. Die beiden Strukturfunktionen erfüllen daneben die Bedingung:

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

Die Beziehung ist die Callan-Gross-Relation [12]. Sie ist eine direkte Folge des halbzahlgigen Spins der geladenen Partonen.

2.3.1 Experimentelle Anwendungen des Partonmodells in der tiefinelastischen Streuung

Es gibt eine Reihe von zusammenfassenden Artikeln zu Vergleichen von gemessenen Strukturfunktionen mit den Vorhersagen des Partonmodells und der QCD [23]. Im folgenden sollen sehr knapp die wesentlichsten Punkte dieser experimentellen und phänomenologischen Forschungsarbeit zusammengefaßt werden. Die expliziten Formeln für die verschiedenen Strukturfunktionen sind in einer Reihe von Lehrbüchern [24] bzw. zusammenfassenden Artikeln [25] angegeben.

Scaling

Die überraschendste Eigenschaft der ersten SLAC DIS-Daten [21] [22] war das Scaling: Die Tatsache, daß die gemessenen Strukturfunktionen praktisch unabhängig vom Impulsübertrag waren. Dies war ein Hinweis auf die Streuung an punktförmigen Konstituenten ganz analog zu den klassischen Rutherfordexperimenten zur Atomstruktur. Die grundlegende Idee des Partonmodells geht auf diese Tatsache zurück, die seither in allen harten, hochenergetischen Streuprozessen mit Hadronen durch ähnliche Beobachtungen bestätigt und erhärtet wurde.

Partonen und Quarks

Die Identifikation der Partonen mit Quarks (bekannt aus der Hadronspektroskopie, i.e. aus Physik bei völlig verschiedenen Energieskalen) wurde durch eine Reihe von Experimenten und phänomenologischen Analysen gerechtfertigt.

- Die Callan Gross Relation, also das näherungsweise Verschwinden der longitudinalen Strukturfunktion in Elektron–Nukleon–Streuung, legt nahe, daß die Partonen den Spin 1/2 haben.
- Der gemessene Wert des Verhältnisses der totalen Wirkungsquerschnitte für Neutrino– und Antineutrino–Streuung an isoskalaren Targets (Kerne mit gleicher Zahl an Protonen und Neutronen) ist in etwa drei. Dieses Ergebnis kann man ableiten, indem man die entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte integriert, wobei man die Quark–Parton–Modell–Formeln für die Strukturfunktionen verwendet und Dichten aller Antiquarks gleich Null setzt. (Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Neutrinos und Antineutrinos an Elektronen ist ebenfalls gleich drei.[26]) Diese überraschende Eigenschaft weist darauf hin, daß das Nukleon im wesentlichen aus Spin 1/2 Partonen (nicht Antipartonen) besteht.
- Die darauf folgenden detaillierten Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dx \cdot dQ^2$ und damit der Strukturfunktionen haben diese Interpretation bestätigt und wertvolle Informationen über die Impulsverteilungen der Partonen im Nukleon geliefert.

Das Ladungsverhältnis

Die Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$, gemessen in der Wechselwirkung des Protons mit virtuellen Photonen bzw. virtuellen W -Mesonen, sind unterschiedlich. Im QPM werden sie jedoch auf die selben Partondichten zurückgeführt (als einfache Summe, gewichtet mit der entsprechenden Kopplung). Summiert man über alle Partonarten, ergibt sich für die Streuung an isoskalaren Targets:

$$\frac{F_2^{(eA)}}{F_2^{(\nu A + \bar{\nu} A)}} = \frac{5}{18}.$$

Dieses Ergebnis hat Gültigkeit für alle (x, Q^2) für die das Partonmodell angewendet werden kann. Es wurde nach kleinen QCD Korrekturen mit großer Genauigkeit in Experimenten zur tiefinelastischen Streuung mit hoher Statistik, wie zum Beispiel BCDMS [10] oder CCFR [15] bestätigt.

Quarkzahlsummenregeln

Die Valenzquarkverteilungen im Proton erfüllen die Summenregeln:

$$N_u = \int_0^1 dx \cdot (u(x) - \bar{u}(x)) = 2$$

$$N_d = \int_0^1 dx \cdot (d(x) - \bar{d}(x)) = 1.$$

Im Partonmodell gibt es zwischen diesen Integralen und einigen Integralen gemessener Strukturfunktionen einfache Zusammenhänge:

$$\int_0^1 \frac{dx}{2 \cdot x} \cdot (F_2^{(\nu n)} - F_2^{(\nu p)}) = N_u - N_d = 1 \quad (\text{Adler Summenregel})$$

$$\int_0^1 \frac{dx}{2 \cdot x} \cdot (x \cdot F_3^{(\nu n)} - x \cdot F_3^{(\nu p)}) = N_u + N_d = 3 \quad (\text{Gross - Llewellyn Smith}).$$

Wobei sich für die Gross-Llewellyn Smith Summenregel eine QCD Korrektur von -0.34 ergibt. Diese Summenregeln wurden in vielen DIS-Experimenten getestet und, nachdem die QCD Korrekturen angebracht waren, innerhalb der experimentellen Fehler bestätigt.

Der gemessene Wert für das Integral der Adler Summenregel ist 1.01 ± 0.20 [27], für die Gross-Llewellyn Smith Summenregel fand man 2.50 ± 0.08 [28].

2.4 Störungstheoretische QCD in der tiefinelastischen Streuung

Die Partonverteilungen werden in der störungstheoretischen QCD in der selben Weise verwendet, wie im Partonmodell. Die infrarotsicheren lokalen Koeffizientenfunktionen C_a^i sind unabhängig vom betrachteten Hadron, und die Partondichten $\phi_{i/h}$ sind universale Funktionen. Das Faktorisierungstheorem für DIS läßt sich folgendermaßen anschreiben:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=g, \bar{q}, q} \int_0^1 d\xi \cdot C_2^i(x/\xi, Q^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)) \cdot \phi_{i/p}(\xi, \mu^2).$$

Dabei wurde die Faktorisierungsskala gleich der Renormierungsskala gesetzt. Die Evolutionsgleichung ist:

$$\mu \cdot \frac{d}{d\mu} \phi_{i/p}(x, \mu, \alpha(\mu^2)) = \sum_{j=g, \bar{q}, q} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \cdot P_{ij}\left(\frac{x}{\xi}, \alpha(\mu^2)\right) \cdot \phi_{j/p}(x, \mu, \alpha(\mu^2)).$$

Mit Hilfe dieser Formeln kann man Vorhersagen machen, indem man die störungstheoretische Rechnung mit experimentellem Wissen kombiniert.

Die Koeffizientenfunktionen C_a^i sind keine Funktionen von α_s im eigentlichen Sinn. Sie sind vielmehr Distributionen, die bei der Faltung mit einer glatten Funktion ein endliches Resultat liefern, wie z.B. die Deltafunktion. Im folgenden wird die plus-Distribution

$$\left[\frac{g(x)}{1-x} \right]_+$$

benötigt. Sie ist definiert über:

$$\int_z^1 dx \cdot f(x) \left[\frac{g(x)}{1-x} \right]_+ = \int_z^1 dx \cdot \frac{(f(x) - f(1)) \cdot g(x)}{1-x} - f(1) \int_0^z dx \cdot \frac{g(x)}{1-x}.$$

Die drei grundlegenden Größen in den obigen Faktorisierungs- und Evolutionstheoremen sind: die Koeffizientenfunktionen C_a^i , die Evolutionskerns P_{ij} und die Partondichtevertellungen $\phi_{i/p}$. Die ersten beiden dieser Größen lassen sich als infrarot-sichere Größen in störungstheoretischer QCD berechnen. Die dritte Größe $\phi_{i/p}$ kann unter Verwendung der Information aus den Experimenten bestimmt werden. Es ist wichtig anzumerken, daß die Partonverteilungen prinzipiell vom Faktorisierungsschema abhängen. Auch die Evolutionskerns sind nur in Ein-loop-Näherung noch unabhängig vom Faktorisierungsschema.

2.4.1 Die Altarelli-Parisi-Gleichungen

Eine interessante Folge der im nächsten Abschnitt behandelten Faktorisierung ist, daß es ausreicht, die Strukturfunktion bei einer bestimmten Skala μ zu messen, um sie bei jeder Skala μ' vorhersagen zu können. Diese Eigenschaft nennt man Evolution der Strukturfunktionen. Die einzige Bedingung ist, daß sowohl μ als auch μ' so groß ist, daß $\alpha_s(\mu)$ und $\alpha_s(\mu')$ klein sind, und damit eine perturbative Behandlung sinnvoll ist. Zur Flavourtrennung braucht man zusätzlich die entsprechende Information aus der Neutrinostreuung.

Die Evolution der Partondichten wird durch folgende Integro-Differentialgleichung beschrieben:

$$\mu \frac{d}{d\mu} \phi_{i/p}(x, \mu) = \sum_{j=g, \bar{q}, q} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{ij} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(\mu^2) \right) \cdot \phi_{j/p}(\xi, \mu).$$

Dabei wurde wieder $\mu = \mu_f$ gewählt. Diese Beziehung ist als Altarelli-Parisi oder Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (GLAP) Gleichung bekannt [30] [29]. Die Evolutionskerns $P_{ij}(x)$ werden beginnend in $O(\alpha_s)$ als perturbative Entwicklung angegeben (siehe nächstes Kapitel).

Indem man die Altarelli-Parisi-Gleichung nur für einen Partonzustand anwendet, und nur die erste Ordnung in α_s behält, kann man sich die Funktion der Kerns veranschaulichen. Man erhält:

$$\mu \frac{d}{d\mu} \phi_{i/p}^{(1)}(x, \mu, \mu^2) = \sum_{j=g, \bar{q}, q} P_{ij}^{(1)}(x).$$

Aus dieser Beziehung sieht man, daß die Evolutionskerns in Ein-loop-Näherung als Koeffizienten von logarithmischen Abhängigkeiten von der Faktorisierungsskala μ auftreten.

Die Evolutionsgleichung beschreibt die Abhängigkeit der Partondichten von der Faktorisierungsskala. Eine natürliche Wahl für μ_f in DIS ist $\mu_f = \mu = Q$.

2.4.2 Ein-Loop-QCD-Korrekturen in tiefinelastischer Streuung

Das \overline{MS} Faktorisierungsschema

Im \overline{MS} Faktorisierungsschema werden die Partonverteilungen direkt über die harten Matrixelemente definiert [31]. In der einfachsten Form sind diese Matrixelemente durch die Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren $b_i(xp, \mathbf{k}_T)$ und $b_i^\dagger(xp, \mathbf{k}_T)$ gegeben. Diese Operatoren erzeugen oder vernichten ein Parton i mit Longitudinalimpuls $x \cdot p$ und Transversalimpuls \mathbf{k}_T . Man erhält für die Partonverteilungen:

$$\phi_{i/p}(x, \mu^2) = \int \frac{d^2\mathbf{k}_T}{(2\pi)^2} \cdot \langle p(p) | b_i^\dagger(xp, \mathbf{k}_T) b_i(xp, \mathbf{k}_T) | p(p) \rangle.$$

Der erste Operator absorbiert das Parton aus dem Proton und der Zweite emittiert es wieder. Die Partondichte ist im wesentlichen der Erwartungswert des Anzahloperators des Partons im Proton.

Die nicht verschwindenden Koeffizientenfunktionen sind im \overline{MS} Schema gegeben durch [32][33]:

$$C_2^{q(1)} = C_2(F) \cdot \frac{x}{2} \cdot \left[\frac{1+x^2}{1-x} \left(\ln \frac{1-x}{x} - \frac{3}{4} \right) + \frac{1}{4} \cdot (9+5 \cdot x) \right]_{\mp}$$

$$P_2^{g(1)} = T(F) \cdot n_f \cdot x \cdot \left[(x^2 + (1-x)^2) \cdot \ln \left(\frac{1-x}{x} \right) - 1 + 8 \cdot x \cdot (1-x) \right].$$

Dabei ist für drei Farben $C_2(F) = 2$ und $T(F) = 1/2$; n_f ist die Zahl der Flavours. Die Evolutionkerneln in Ein-loop-Näherung, $(\alpha_s/2\pi)P_{ij}^{(1)}$, sind gegeben durch [34]:

$$P_{qq}^{(1)}(x) = C_2(F) \cdot \left[(1+x^2) \left(\frac{1}{1-x} \right)_+ + \frac{3}{2} \cdot \delta(1-x) \right]$$

$$P_{gg}^{(1)}(x) = 2 \cdot T(F) \cdot \left[(1-x)^2 + x^2 \right]$$

$$P_{gq}^{(1)}(x) = C_2(F) \frac{(1-x)^2 + 1}{x}$$

$$P_{qq}^{(1)}(x) = 2 \cdot C_2(A) \cdot \left[\frac{x}{(1-x)_+} + \frac{1-x}{x} + x \cdot (1-x) \right] + \left[\frac{11}{6} \cdot C_2(A) - \frac{2}{3} T(F) \cdot n_f \right] \cdot \delta(1-x).$$

Dabei ist $C_2(A)$ für drei Farben gleich drei.

Das DIS Faktorisierungsschema

Das DIS Faktorisierungsschema orientiert sich stark an DIS-Experimenten [35]. In diesem Schema werden in jeder Ordnung der Störungstheorie alle Korrekturen zur Strukturfunktion F_2 in den Verteilungen der Quarks und Antiquarks absorbiert. Das bedeutet, daß für $\mu = \mu_f = Q$ die Koeffizientenfunktionen C_2^i identisch zu den Partonmodellausdrücken sind:

$$C_2^q(x) = Q_q^2 \cdot \delta(1-x)$$

$$C_2^{\bar{q}}(x) = Q_q^2 \cdot \delta(1-x)$$

$$C_2^g(x) = 0.$$

Dies gilt in jeder Ordnung der Störungstheorie und kann natürlich nur für genau eine der Strukturfunktionen erreicht werden. Alle anderen Strukturfunktionen bekommen

Korrekturen der Ordnung α_s und höherer Ordnung. Die Gluondichte ist in dieser Definition nicht festgelegt. Eine Möglichkeit sie zu bestimmen bietet die Erfüllung der Impulssummenregel. Die Einfachheit der Koeffizientenfunktionen und der F_2 Strukturfunktion erzwingt in diesem Schema relativ komplizierte Ausdrücke für die Partondichten und die Koeffizientenfunktionen der übrigen Strukturfunktionen [36].

2.5 Möglichkeiten zur Berechnung der Ereigniskinematik

Im Gegensatz zu früheren Experimenten der tiefinelastischen Streuung wird mit dem H1 Detektor nicht nur das gestreute Lepton, sondern auch der hadronische Endzustand gut genug vermessen, um zur Bestimmung der Ereigniskinematik verwendet werden zu können. Da in Abwesenheit radiativer Effekte zwei unabhängige Größen hinreichend sind, um die Ereigniskinematik festzulegen, ergeben sich eine Reihe von Möglichkeiten, die kinematischen Variablen zu berechnen. Ähnlich Überlegungen wurden in [50] angestellt, wobei allerdings statt von den physikalischen Variablen von reinen Detektorgrößen ausgegangen wurde, und einige der hier diskutierten Methoden fehlen.

Bei Verwendung genau zweier physikalischer Variablen sind folgende Kombinationen denkbar:

I.) Energie und Richtung des gestreuten Elektrons:

$$y(E', \theta) = 1 - \frac{E'}{E} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$Q^2(E', \theta) = 4 \cdot E \cdot E' \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

II.) Energie des gestreuten Elektrons und Energie des gestreuten Quarks:

$$y(E', E_q) = \frac{E' - E}{E' + E_q - 2 \cdot E}$$

$$Q^2(E', E_q) = 4 \cdot E' \cdot E - \frac{4 \cdot E^2 \cdot (E_q - E)}{E' + E_q - 2 \cdot E}$$

III.) Energie des gestreuten Elektrons und Richtung des gestreuten Quarks:

$$y(E', \gamma) = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{E'}{2 \cdot E} \right) \cdot (1 - \cos \gamma) \pm \frac{E'}{E} \sqrt{\frac{1}{4}(1 - \cos \gamma)^2 - \frac{E'}{E} \left(1 - \frac{E'}{E} \right) \cdot \sin^2 \gamma} \right\}$$

$$Q^2(E', \gamma) = 4 \cdot E^2 \cdot (y(E', \gamma) - 1) + 4 \cdot E' \cdot E$$

IV.) Richtung des gestreuten Elektrons und Energie des gestreuten Quarks:

$$y(\theta, E_q) = 1 - \frac{1}{4 \cdot E} (1 - \cos\theta) \left\{ (2 \cdot E - E_q) - \sqrt{\pm \left\{ (2 \cdot E - E_q)^2 - \frac{8 \cdot E \cdot (E - E_q)}{1 - \cos\theta} \right\}} \right\}$$

$$Q^2(\theta, E_q) = 4 \cdot E^2 \cdot \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \cdot (1 - y(\theta, E_q))$$

V.) Richtung des gestreuten Elektrons und Richtung des gestreuten Quarks [51]:

$$y(\theta, \gamma) = \frac{\sin\gamma \cdot (1 + \cos\theta)}{\sin\theta + \sin\gamma + \sin(\theta + \gamma)}$$

$$Q^2(\theta, \gamma) = 4 \cdot E^2 \cdot \frac{\sin\gamma \cdot (1 + \cos\theta)}{\sin\theta + \sin\gamma - \sin(\theta + \gamma)}$$

VI.) Energie und Richtung des gestreuten Quarks [52]:

$$y(E_q, \gamma) = \frac{E_q \cdot (1 - \cos\gamma)}{2 \cdot E}$$

$$Q^2(E_q, \gamma) = \frac{(E_q \cdot \sin\gamma)^2}{1 - y(E_q, \gamma)}$$

Zusätzlich besteht die Möglichkeit die Energie des einlaufenden Elektrons aus den Formeln zu eliminieren, indem man Energie und Impulserhaltung fordert und eine dritte Meßgröße verwendet. Auf diese Weise wird der Einfluß der Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangszustand, die wichtigste Ursache für radiative Korrekturen, weitestgehend mit berücksichtigt.

VII.) Energie und Richtung des gestreuten Elektrons, Energie des gestreuten Quarks:

$$y(E', \theta, E_q) = 1 - \frac{2 \cdot E' \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}}{E_q \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{E'}{E_q} \cdot \sin\theta \right)^2} \right) + E' \cdot (1 - \cos\theta)}$$

$$Q^2(E', \theta, E_q) = E' \cdot (1 + \cos\theta) \cdot \left\{ E' \cdot (1 - \cos\theta) + E_q \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{E'}{E_q} \cdot \sin\theta \right)^2} \right) \right\}$$

VIII.) Energie und Richtung des gestreuten Elektrons, Richtung des gestreuten Quarks [51]:

$$y(E', \theta, \gamma) = y(\theta, \gamma)$$

$$Q^2(E', \theta, \gamma) = E'^2 \cdot \frac{\sin\theta}{1 + \cos\gamma} \cdot (\sin\theta + \sin\gamma + \sin(\theta + \gamma))$$

IX.) Energie des gestreuten Elektrons, Energie und Richtung des gestreuten Quarks:

$$y(E', E_q, \gamma) = \frac{E_q \cdot (1 - \cos\gamma)}{E_q \cdot (1 - \cos\gamma) + E' \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{E_q}{E'} \cdot \sin\gamma\right)^2}\right)}$$

$$Q^2(E', E_q, \gamma) = \frac{(E' \cdot \sin\theta)^2}{1 - y(E', E_q, \gamma)}$$

X.) Richtung des gestreuten Elektrons, Energie und Richtung des gestreuten Quarks:

$$y(\theta, \gamma, E_q) = y(\theta, \gamma)$$

$$Q^2(\theta, \gamma, E_q) = \frac{(E_q \cdot \sin\gamma)^2}{1 - y(\theta, \gamma, E_q)}$$

Darüber hinaus besteht prinzipiell die Möglichkeit unter Verwendung aller vier Variablen und der Kovarianzmatrix die Ereigniskinetik in einem globalen Fit zu bestimmen [53]. In der vorliegenden Arbeit soll auf diese Möglichkeit nicht weiter eingegangen werden.

Die Frage der experimentellen Zugänglichkeit der einzelnen physikalischen Größen wird in Kapitel 7 näher behandelt.

3 Der H1-Detektor

Der Aufbau des H1-Detektors ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Im Gegensatz zu früheren $e-e$ oder $p-\bar{p}$ Speicherringen sind beim HERA Beschleuniger das Schwerpunktsystem und das Laborsystem nicht identisch. Das Schwerpunktsystem besitzt im Laborsystem einen großen Impuls ($E_p = 820$ GeV, $E_e = 26.7$ GeV, $\gamma_{CMS} = 2.86$) in Protonenrichtung (Vorwärtsrichtung). Der H1-Detektor ist dementsprechend asymmetrisch ausgelegt. Ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen trifft zuerst auf das Spurrkammersystem aus zentralen, Rückwärts- und Vorwärtsspurrkammern. Es durchdringt die innere Wand des die Spurrkammern umgebenden Flüssig-Argon-Kryostaten (LAr-Kryostaten) und wird dann im allgemeinen im elektromagnetischen und hadronischen Teil des LAr-Sampling-Kalorimeters absorbiert. Es schließt sich ein supraleitendes Solenoid mit 3 m Radius an, das im Innenraum ein homogenes Magnetfeld von 1.15 T erzeugt. Es folgt das mit Streamerröhren instrumentierte Eisenjoch. Mit Hilfe der Streamerröhren können Teile hadronischer Schauer, die das LAr-System verlassen, bzw. hochenergetische Myonen vermessen werden. Zur Verbesserung der Myonenidentifikation gibt es eine Reihe von zusätzlichen Zählern im Innern und außerhalb des instrumentierten Eisens. In Vorwärtsrichtung werden harte Myonen mit Hilfe eines Toroidmagneten und Driftkammern vermessen.

In der Nähe des Strahlrohres wird das LAr-Kalorimeter durch eine Reihe warmer Kalorimeter ergänzt. In Rückwärtsrichtung ($\theta > 151^\circ$) dient das BEMC, ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, der Energiemessung. In extremer Vorwärtsrichtung ($\theta < 4^\circ$) wird die Energiemessung durch das PLUG, ein Samplingkalorimeter aus Kupfer und Siliziumdetektoren, ergänzt. Hinter dem BEMC sind zwei Szintillatorwände installiert, die der Flugzeitmessung und damit der Unterdrückung des Untergrunds aus Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit Restgasatomen im Vakuum des Strahlrohres oder dem Strahlrohr selbst dienen.

In Abbildung 3.1 nicht gezeigt sind die zur Luminositätsmessung verwendeten Detektoren. Das Luminositätssystem besteht aus dem 'Electron Tagger' (ET) bei $z \approx -33$ m und dem 'Photon Detektor' (PD) bei $z \approx -103$ m.

Ein Überblick über die Kenngrößen der Kalorimeter und der Spurrkammern ist in den Tabellen 3.1 bzw. 3.2 gegeben.

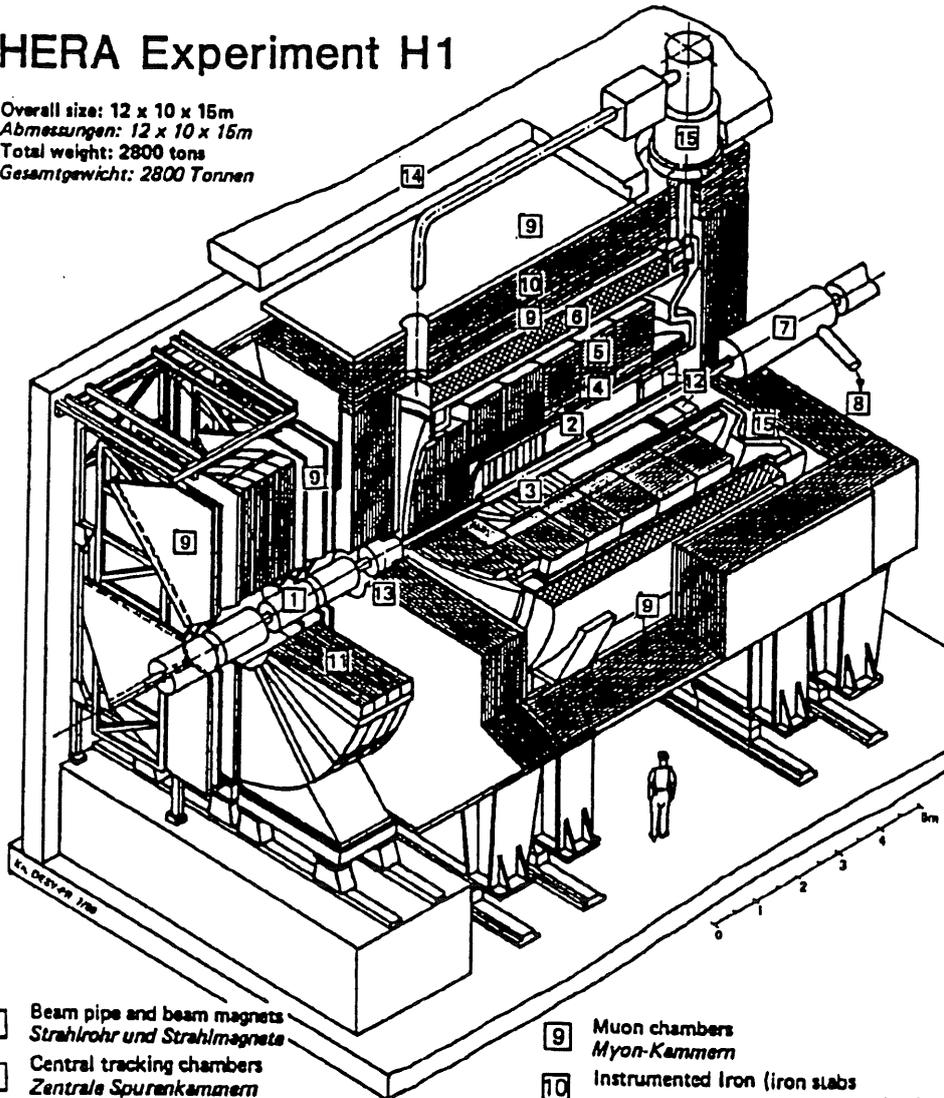
Im weiteren werden die in der Analyse verwendeten Detektorteile näher beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung aller Komponenten des H1-Detektors ist in Referenz [18] gegeben.

3.1 Die Detektoren zur Luminositätsbestimmung

Die Luminosität wird durch die Messung des Wirkungsquerschnitts des Bethe-Heitler-Prozesses bestimmt, indem das gestreute Elektron und das auslaufende Photon in Koinzidenz vermessen werden. Dieser Wirkungsquerschnitt kann mit hoher Präzision

HERA Experiment H1

Overall size: 12 x 10 x 15m
 Abmessungen: 12 x 10 x 15m
 Total weight: 2800 tons
 Gesamtgewicht: 2800 Tonnen



- | | | | |
|---|--|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented Iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtsspurenkammern und Übergangstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |
- Liquid Argon
Flüssig Argon

Abbildung 3.1: Der H1-Detektor.

Kalorimetrie		
LAr-Kalorimeter	elektromagnetischer Teil	hadronischer Teil
Absorber	Blei	Edelstahl
Tiefe	20 bis 30 X_0	4.7 bis 7 $\lambda_{abs.}$
Granularität	10 bis 100 cm^2	50 bis 2000 cm^2
Energieauflösung	$12\%/\sqrt{E} + 2\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E} + 2\%$
Signalstabilität	$\leq 0.2\%/Monat$	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Abgedeckter Winkelbereich	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	
Tote Kanäle	$< 0.3\%$	
BEMC: Blei-Szintillator		
Granularität	$16 \times 16 \text{ cm}^2$	
Abgedeckter Winkelbereich	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe	$22.5 X_0$ (1 $\lambda_{abs.}$)	
Energieauflösung	$10\%/\sqrt{E} + 2\%$	
Eisenjoch: Streamerkammern		
Abgedeckter Winkelbereich	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe	$4.5 \lambda_{abs.}$	
Energieauflösung	$100\%/\sqrt{E}$	
Plug: Cu-Si-Kalorimeter		
Abgedeckter Winkelbereich	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	
Granularität	$5 \times 5 \text{ cm}^2$	
Tiefe	$4.25 \lambda_{abs.}$ (44.6 X_0)	
Energieauflösung	$\approx 150\%/\sqrt{E}$	
Electron tagger: Tl(Cl/Br)		
Abgedeckter Winkelbereich	$\theta > 179.7^\circ$	
Granularität	$2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$	
Tiefe	$21 X_0$	
Energieauflösung	$\approx 10\%/\sqrt{E} + 1\%$	

Tabelle 3.1: Kenngrößen der bei H1 verwendeten Kalorimeter.

vorhergesagt werden [54]. Es gibt zwei separate Detektoren, den 'Electron Tagger' und den 'Photon Detector'. Bei einer Energie des einlaufenden Elektrons von 26.7 GeV sind für den Bethe-Heitler-Prozeß die zu erwartenden Streuwinkel von der Größenordnung $O(m/E) \approx 19 \mu\text{rad}$. Wegen der kleinen Streuwinkel wurden beide Detektoren weit weg vom Wechselwirkungspunkt plaziert. Der Electron Tagger wurde bei $z = -33.4 \text{ m}$ installiert, der Photon Detector bei $z = -102.9 \text{ m}$. Das gestreute Elektron wird mittels einer Reihe von Magneten aus dem Strahl gelenkt und verläßt bei $z = -27.3 \text{ m}$ durch ein Fenster das Strahlrohr. Das Photon verläßt das Strahlrohr durch ein zweites Fenster bei $z = -92.3 \text{ m}$. Der Photon Detektor besteht aus drei Komponenten, einem $2X_0$ dicken Bleischild zur Abschirmung der Synchrotronstrahlung, einem Wasserzählrohr ($1X_0$) und dem eigentlichen Photon Detektor. Er ist durch eine 3 m lange Eisenwand vom Protonenstrahlhalo abgeschirmt. Der Photon Detektor ist, wie

Spurmessung	
Solenoid	3 m 1.15 T, $\Delta B/B \leq 2\%$
Radius Magnetfeld	
Zentrale Spurkammern	$25^\circ < \theta < 155^\circ$ $150 \text{ mm} < r < 850 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ $\sigma_z = 22.0 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 25 \text{ bzw. } 58 \text{ mm}$ $\sigma_z = 350 \mu\text{m}$ $\sigma_p/p^2 < 0.01 \text{ GeV}^{-1}$ $\sigma(dE)/dE = 10\%$
abgedeckter Winkelbereich	
radiale Bedeckung	
Auflösung der Jetkammer	
Auflösung der z-Kammern	
Impulsauflösung dE/dx -Auflösung	$155^\circ < \theta < 175^\circ$ $\sigma_{x,y} = 1 \text{ mm}$
Spurkammern in Rückwärtsrichtung	
abgedeckter Winkelbereich	
Ortsauflösung	$7^\circ < \theta < 25^\circ$ $120 \text{ mm} < r < 800 \text{ mm}$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ $\sigma_{x,y} = 210 \mu\text{m}$
Spurkammern in Vorwärtsrichtung	
abgedeckter Winkelbereich	
radiale Bedeckung	
Ortsauflösung	

Tabelle 3.2: Kenngrößen der bei H1 verwendeten Spurkammersysteme.

auch der Electron Tagger, ein Čerenkovkalorimeter aus Tl(78%Cl/22%Br). Die Eigenschaften der beiden Zähler sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Der Electron Tagger und der Photon Detector sind auf zwei beweglichen Tischen montiert. Dadurch können diese wichtigen Zähler während der Beschleunigungsphase des HERA-Ringes aus der Ebene des Elektronenrings herausgefahren werden.

Die absolute Normierung der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons hängt wesentlich von genauen Kenntnis der integrierten Luminosität ab.

3.2 Die Detektoren zur Flugzeitmessung

Die Flugzeitmessung wird mit Hilfe zweier bei $z \approx -2 \text{ m}$ zwischen BEMC und Eisenjoch senkrecht zur Strahlrichtung aufgestellter Szintillatorwände durchgeführt. An dieser Stelle beträgt der mittlere zeitliche Abstand zwischen Ereignissen aus Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder dem Strahlrohr selbst und Ereignissen aus der Wechselwirkungszone etwa 13.3 ns.

Jede der Szintillatorwände ist mit einer 6.5 mm ($1.1 X_0$) dicken Bleischicht belegt und auf einer Stahlplatte montiert. Die Bleischicht absorbiert die Synchrotronstrahlung des Elektronenrings. Sie schützt die Szintillatorwände vor Beschädigungen durch die Strahlung und reduziert die durch Synchrotronstrahlung bedingte Triggerrate.

Es werden drei Zeitfenster gesetzt, ein Wechselwirkungszeitfenster, ein Untergrundzeitfenster und ein globales Zeitfenster, das einen HERA-Zyklus vollständig abdeckt. Das

Luminositätsmessung		
	ET	PD
Stirnfläche $x \times y$	$154 \times 154 \text{ mm}^2$	$100 \times 100 \text{ mm}^2$
laterale Granularität	7×7	5×5
chemische Zusammensetzung	Tl(78%Cl/22%Br)	
Länge	20 cm	
Strahlungslänge	0.93 cm	
Energieauflösung	$1\% + 10\%/\sqrt{E}$	
Ortsauflösung	0.3 mm bis 1.2 mm	
Zeitauflösung	< 0.3 ns	

Tabelle 3.3: Kenngrößen der Kalorimeter des Luminositätssystems.

Untergrundzeitfenster beginnt 18 ns vor dem Mittelwert der Untergrundverteilung. Es ist 25 ns lang. Das Wechselwirkungszeitfenster beginnt 1 ns nach Ende des Untergrundzeitfenster. Seine Länge beträgt 13.1 ns.

Die Information aus der Flugzeitmessung wird in der folgenden Analyse als Triggerbedingung verwendet.

3.3 Der Magnet und die zentralen Jetkammern

Der Magnet

Der Magnet besteht aus einem supraleitenden Solenoid und einem Eisenjoch. Das Eisenjoch bildet ein horizontal liegendes gerades Prisma mit oktagonaler Grundfläche. Es umschließt das Solenoid vollständig. Die Größe des Magneten entspricht in etwa der der Magneten bei den Experimenten ALEPH und DELPHI am LEP Beschleuniger bei CERN. Im Bereich der Spurkammern, bei einem Durchmesser von 1.6 m also auf 3.6 m Länge, erzeugt der Magnet entlang der Strahlrichtung ein fast vollständig homogenes Feld von 1.15 T.

Die Jetkammer des zentralen Spurkammersystems

Das Design der zentralen Jetkammer, CJC, lehnt sich an bei JADE am PETRA Speicherring bei DESY verwendete Konzepte an. Sie besteht aus zwei Driftkammern (CJC1 bzw. CJC2 für die innere bzw. die äußere Kammer). Die Grundstruktur der Jetkammer bilden eine Ebene von Auslesedrähten, die parallel zur Strahlführung gespannt sind, und zwei Kathodendrahtebenen, die das Driftfeld formen. Benachbarte Auslesedrähte einer Ebene sind durch je zwei Potentialdrähte getrennt. Durch diese Anordnung lassen sich das Oberflächenfeld und das Übersprechen von Signalen jeweils um etwa einen Faktor zwei reduzieren. Darüber hinaus wird es möglich, Driftfeld und Gasverstärkung praktisch unabhängig voneinander einzustellen.

Eine elementare Zelle der Jetkammer aus einer Ebene von Auslesedrähten und den zugehörigen Kathodendrahtebenen und Potentialdrähten erstreckt sich über den vollen

Radius der jeweiligen Driftkammer. Azimutal bilden die Kathodendrahtebenen die Grenzen der Driftkammerzellen, in radialer Richtung werden sie durch je eine Lage von Felldrähten abgeschlossen.

An den Kathodendrahten wird eine Spannung proportional zu ihrem Abstand von der zugehörigen Auslesedrahtebene angelegt. So wird praktisch über das gesamte Zellvolumen hinweg ein konstantes Driftfeld, und damit eine konstante Driftgeschwindigkeit gewährleistet. Die Felldrähte am inneren und äußeren Ende jeder Zelle minimieren Abweichungen von der Feldhomogenität. Die Auslesedrähte liegen auf positiver Spannung und sind an Verstärker gekoppelt. Die Potentialdrähte sind geerdet. Die Durchmesser der Potential-, Kathoden- bzw. Auslesedrähte betragen $127 \mu\text{m}$, $180 \mu\text{m}$ bzw. $500 \mu\text{m}$. Das elektrische Feld an den Drahtoberflächen ist überall kleiner als 2kV/mm . Die Anodendrahte sind goldbeschichtete Wolframdrähte mit 3% Rheniumanteil. Die Goldschicht ist $20 \mu\text{m}$ dick. Die Drahtenden wurden mit einer $25 \mu\text{m}$ dicken Goldschicht geschützt.

Die Jetkammerzellen sind in radialer Richtung um etwa 30° geneigt. Dies hat eine Reihe von Vorzügen:

- Im Magnetfeld driften die Ionisationselektronen für hochenergetische, vom Wechselwirkungspunkt kommende Spuren senkrecht zu den Spuren. Damit ist die erzielbare Spurauflösung optimal.
- Die Driftkammerambiguität kann leicht aufgelöst werden, da sich die Spiegelsegmente an ihren Enden nicht treffen und nicht auf den primären Wechselwirkungspunkt (Vertex) zeigen.
- Die von einer harten Spur erzeugten Elektronen treffen benachbarte Auslesedrähte mit einem zeitlichen Abstand von 100 ns . Störungen durch Übersprechen der Signale sind daher vernachlässigbar klein.
- Jede harte Spur durchquert in CJC1 und CJC2 jeweils mindestens eine Ebene von Auslesedrähten. Der Zeitpunkt, zu dem ein Teilchen die Kammer traf, kann dadurch mit einer Genauigkeit von etwa 0.5 ns bestimmt werden, und es ist leicht Spuren aus aufeinander folgenden Ereignissen zu unterscheiden.
- Es treten üblicherweise durch Feldinhomogenitäten in der Nähe der Kathoden- und Auslesedrahtebenen systematische Fehler in der Driftzeitmessung auf. Diese Effekte ändern beim Durchtritt einer Spur durch eine Auslesedrahtebene auf Grund der Symmetrie der Anordnung das Vorzeichen und heben sich in erster Näherung auf.

Die Auslesedrähte sind jeweils 2200 mm lang und werden auf beiden Seiten ausgelesen. Über Ladungstrennung erhält man eine Messung der z -Position jedes Spiegelsegments. Für eine Spur werden auf einer Länge von etwa 620 mm etwa 56 Raumpunkte vermessen.

Das Volumen der Jetkammer wird durch zwei Endflansche senkrecht zur Strahlrichtung und einen inneren sowie einen äußeren Zylinder definiert. Die Endflansche sind aus

einem Fiberglas-Epoxidharz-Verbundwerkstoff gefertigt. Bei einer Flanschdicke von 10 mm ist die Durchbiegung des Flansches durch die Spannung der an ihm befestigten Driftkammerdrähte kleiner als 1 mm. Die Endflansche werden durch vier Zylinder auseinandergehalten. Die inneren und der äußere Zylinder der CJC1 bestehen aus 1.5 mm starkem Kohlefaser-Epoxidharz-Verbundwerkstoff, der sich durch seine hohe mechanische Stabilität und die sehr große Strahlungslänge ($X_0 = 230$ mm) auszeichnet. Der 4 mm dicke äußere Zylinder der CJC2 wurde aus Aluminium gefertigt und bildet die tragende Struktur des zentralen Spurrkammersystems. Er ist auf Schienen an der inneren Wand des LAr-Kryostaten aufgehängt. Das Kammervolumen bildet einen Faradaykäfig. Um eine optimale Abschirmung zu gewährleisten, wurde die Oberfläche der Kammern mit einer 50 μ m starken Aluminiumfolie umwickelt.

Der Magnet und die zentrale Jetkammer werden bei der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons zur Vertexrekonstruktion und damit direkt bei der Messung der Ereigniskinematik und zur Untergrundunterdrückung verwendet.

3.4 Die rückwärtige Proportionalkammer

Die rückwärtige Proportionalkammer, BPC, besteht aus vier Lagen mit insgesamt fünf Kathodenebenen und vier Anodendrahtebenen. Die Kathodenebenen wurden als graphitbeschichtete Mylarfolien realisiert. Die BPC ist bei H1 die einzige Kammer, bei der die Kathodenebenen unsegmentiert sind, und nur die Anodendrähte ausgelesen werden.

Drähte und Folien sind zwischen zwei Ringen aus glasfaserverstärktem Epoxidharz (G10) eingespannt. Die Drähte haben einen Abstand von 2.5 mm. Sie werden paarweise ausgelesen. Die Drähte liegen in den vier Lagen der Kammer horizontal, vertikal und um $\pm 45^\circ$ gegen die Horizontale verdreht. Stabilisiert wird die Kammer durch zwei 10 mm dicke Platten aus G10. Im aktiven Bereich der Kammer wurde die Dicke dieser Platten auf 6 mm reduziert. Der aktive Bereich der Kammer beginnt bei $r = 135$ mm und endet bei $r = 650$ mm. Die Kammer deckt damit den Polarwinkelbereich $155.5^\circ \leq \theta \leq 174.5^\circ$ ab. Die gesamte Kammer belegt den Bereich zwischen $r = 110$ mm und $r = 818$ mm.

Für hochenergetische Elektronen besitzt die Kammer eine Effizienz von 87% je Lage. Im üblichen Rekonstruktionsmodus, in dem in Koinzidenz mit Energie im BEMC Treffer in drei der vier Lagen verlangt werden, und mehrfache Treffer durch den beginnenden Elektronenschauer berücksichtigt werden, erzielt man mit dieser Kammer eine Effizienz von 98%.

Die BPC-Information wird bei der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons zusammen mit dem mit der CJC gemessenen z-Vertex zur Messung der Richtung des gestreuten Elektrons verwendet.

3.5 Das rückwärtige Kalorimeter

In Rückwärtsrichtung wird die Kalorimetrie des H1-Detektors durch das BEMC-Kalorimeter vervollständigt. Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Sandwichkalorimeter. Es dient dazu, die Energie der Elektronen bei kleinen Streuwinkeln ($Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) zu vermessen. Es muß bei den äußerst hohen Raten betrieben werden können, die durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr bzw. dem Strahlrohr selbst verursacht werden. Dadurch daß sich das BEMC im Solenoid befindet, muß es darüber hinaus bei einem Magnetfeld von 1.1.T betreibbar sein.

Das Kalorimeter besteht aus 88, in Form gerader Prismen parallel zur Strahlrichtung ausgerichteten Modulen, die zusammen eine zylindrische Struktur bilden. 56 der Module haben quadratische, $15.9 \times 15.9 \text{ cm}^2$ große Stirnflächen. Die Stirnflächen der übrigen Module sind trapezförmig oder dreieckig, um in unmittelbarer Nähe des Strahlrohrs bzw. des LAr-Kryostaten eine bessere Hermitizität der Kalorimetrie zu erreichen.

Die einzelnen Module besitzen eine Sandwichstruktur aus 50 je 4 mm dicken aktiven Lagen aus SCNS Plastikszintillator und zwischen die aktiven Lagen eingeschobenen 2.5 mm dicken Bleiplatten. Die Gesamtstruktur entspricht 22.5 Strahlungslängen bzw. 0.97 Absorptionslängen. Die mittlere Dichte beträgt 5 g/cm^3 , der Moliererradius beträgt 3.4 cm. Das Szintillationslicht wird über einen 0.3 mm breiten Luftspalt und Wellenlängenschieber [55] ausgekoppelt. An zwei gegenüberliegenden Seiten jedes quadratischen Moduls ist jeweils ein Paar von Wellenlängenschiebern angebracht. Die Wellenlängenschieber sind je 8 cm breit. Jedes Wellenlängenschieberpaar bedeckt den gesamten aktiven Bereich des Moduls. Die übrigen beiden Seiten jedes quadratischen Moduls sind mit 16 cm breiten Wellenlängenschiebern ausgerüstet, die nur die hinteren 16 Samplinglagen bedecken. Sie lesen nur die letzten 6.8 Strahlungslängen der Module aus. Das mit ihnen ausgekoppelte Signal gibt Aufschluß über die am Ende eines elektromagnetischen Schauers deponierte Energie.

Das in den Wellenlängenschiebern emittierte Licht wird mit Photodioden ausgelesen [56]. An jeden langen Wellenlängenschieber ist eine Photodiode gekoppelt. Dadurch kann man über die Lichtabsorption im Szintillatormaterial Information über den Schauerschwerpunkt erhalten. Die breiten Wellenlängenschieber werden über je zwei Photodioden ausgelesen. Die beiden Photodioden eines breiten Wellenlängenschiebers sind an einen Auslesekanal gekoppelt. Für die nicht quadratischen Module wurden individuelle Wellenlängenschieberkonfigurationen verwendet. Auch die Zahl der Auslesekanäle variiert hier von Modul zu Modul. Die Signale der Photodioden werden an ladungsempfindliche Vorverstärker weitergeleitet. Insgesamt hat das BEMC 472 Auslesekanäle.

Das BEMC befindet sich in einem Aluminiumzylinder, der auf den selben Schienen gelagert ist wie das zentrale Spurkammersystem. Das Gewicht des BEMC beträgt 3 t. Seine Stirnfläche befindet sich bei $z = -144 \text{ cm}$. Die azimuthale Akzeptanz des BEMC beträgt 180° . Der abgedeckte Polarwinkelbereich ist $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$.

Das BEMC liefert mehrere Triggersignale. Es gibt einen Satz hochgranularer inklusiver

Elektronentrigger (BSET). Dazu wird das Analogsignal der vier langen Wellenlängenschieber eines jeden quadratischen Moduls summiert und aufbereitet. Darüber hinaus wird für einen groben Kalorimetertrigger eine Summe über die Signale mehrerer Module gebildet. Die Verstärkung und die Synchronisation der BSET Summen werden für die einzelnen Module individuell eingestellt, so daß ein Ereignis eindeutig einem HERA Takt zugeordnet, und zugleich eine Energieinterkalibration der einzelnen Module durchgeführt werden kann.

Bei der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons wird das BEMC zur Messung der Energie und des Schauerschwerpunkts des gestreuten Elektrons eingesetzt. Es trägt bei sehr hohen y auch zur Messung der Eigenschaften des hadronischen Endzustands bei. Darüber hinaus wird das BEMC-Signal als Trigger verwendet.

3.6 Der Kryostat und das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Der Kryostat

Um die Dicke des Materials (in Strahlungslängen) vor dem elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters zu minimieren, wurden die dem Strahlrohr und den Spurkammern zugewandten Teile der Kryostatwände aus einer Aluminiumlegierung gefertigt. Die übrigen Kryostatwände wurden aus Edelstahl hergestellt, damit der Kryostat die Masse des Kalorimeters (600 t) und des LAr (53 m³) tragen kann. Die flachen Signalkabel zur Übertragung der Signale der 45000 Kanäle des Kalorimeters verlassen den Kryostaten seitlich durch röhrenförmige Durchführungen, die in die obere Hälfte des Kryostaten integriert sind.

Der Kryostat wird durch Spühlen mit Heliumgas, das in externen Wärmetauschern gekühlt wird, auf LAr-Temperatur gebracht. Das bereits flüssige Argon wird dann aus einem 70 m³-Tank an der Oberfläche von unten her in den kalten Kryostaten geleitet. Temperatur und Druck werden über Stickstoffwärmetauscher im Kryostaten und in einem an den Kryostaten angeschlossenen Ausgleichsbehälter geregelt und konstant gehalten. Seit der ersten Füllung Anfang 1991 konnte das LAr-Kalorimeter auf LAr-Temperatur belassen werden, und der Kryostat war, wenn er nicht bewegt werden mußte, mit flüssigem Argon gefüllt.

Die Reinheit des flüssigen Argons wird kontinuierlich kontrolliert, um die Stabilität des Verhältnisses von deponierter Energie und gemessener Ladung zu gewährleisten. Hierzu wurden 11 LAr-Ionisationskammern, an denen die nominelle Spannung von 1 kV/mm anliegt, über den Innenraum des Kryostaten verteilt. Die Kathoden der Ionisationskammern sind mit einer ²⁰⁷Bi Quelle (10⁴ Bq) beschichtet. Das Energiespektrum des radioaktiven Zerfalls wird aufgenommen und einer online-Analyse unterzogen. Gemessen wird entweder die mittlere Pulshöhe der 481 keV Konversionselektronenlinie, oder die Lage der Kante des Spektrums bei 1005 keV. Bei einer einzelnen Messung kann eine Genauigkeit von etwa 0.3% erreicht werden. Es wurde ein Signalabfall von weniger als 0.5% pro Jahr festgestellt. Zusätzlich zu den Ionisationskammern gibt es

einen kleinen Kryostaten, der dazu dient, die Reinheit des flüssigen Argons bei der Lieferung und beim Einfüllen in den H1-Kryostaten zu kontrollieren.

Das LAr-Kalorimeter

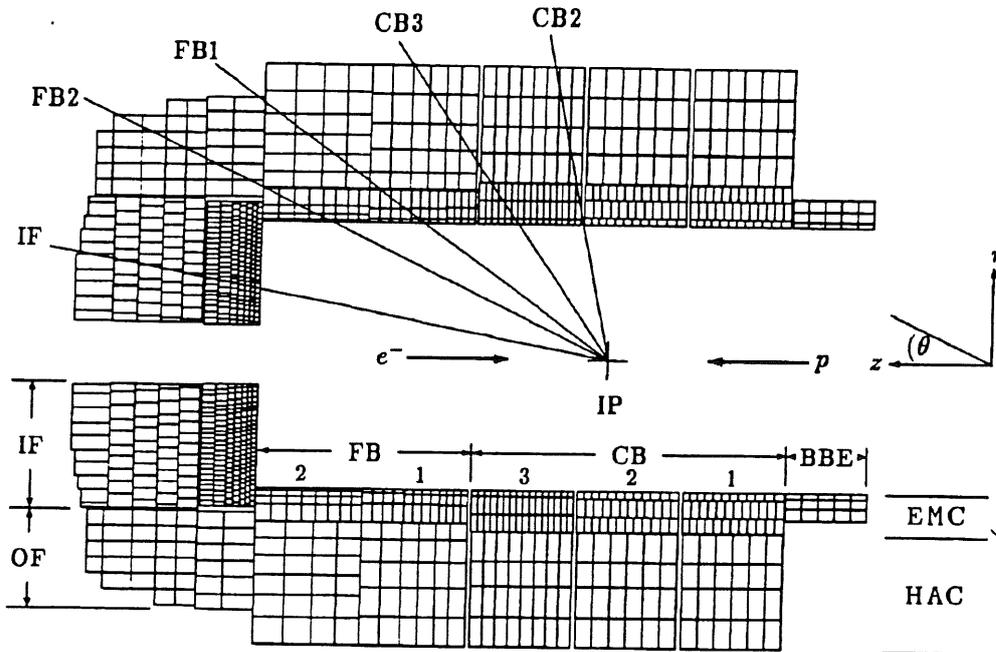


Abbildung 3.2: Das H1-LAr-Kalorimeter.

Das LAr-Kalorimeter ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Seine mechanische Struktur wurde so ausgelegt, daß die toten Bereiche minimiert werden, die einzelnen Kalorimetermodule aber dennoch leicht und einfach handhabbar sind. Die Grundstruktur des Kalorimeters ist durch die Unterteilung entlang der Strahlachse in acht selbsttragende Räder gegeben. Die sechs das Spurkammersystem umgebenden Räder sind azimuthal in jeweils acht Oktanten aufgeteilt. Die beiden letzten Räder in Vorwärtsrichtung sind aus jeweils zwei Halbschalen zusammengesetzt und reichen bis nahe an das Strahlrohr heran. Jeder Oktant besteht aus einem elektromagnetischen (EMC) und einem hadronischen (HAC) Teil. Die Spalte (Cracks) zwischen den einzelnen Modulen lassen sich in drei Klassen einteilen. Es gibt z-Cracks zwischen verschiedenen Kalorimeterrädern, ϕ -Cracks zwischen den Oktanten innerhalb des selben Rades und r-Cracks zwischen den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterteilen der einzelnen Oktanten. Die z-Cracks stehen immer senkrecht zur Strahlrichtung. Die ϕ -Cracks zeigen im EMC auf den Wechselwirkungspunkt. Im HAC sind sie um etwa -23° geneigt.

Alle 45000 Kalorimeterzellen besitzen eine geerdete Seite mit Padauslese und eine Hochspannungsseite, auf die eine hochohmige Beschichtung aufgebracht ist (Ausnahme: hadronischer Teil der CB Kalorimeterräder).

Für die hadronischen Kalorimeterteile wurden miteinander verschweißte Edelstahlplatten als Absorber verwendet. Sie bilden die tragende Struktur der einzelnen Kalorimeterräder. An ihnen sind innen die elektromagnetischen Teile aufgehängt. Im EMC

dienen Bleiplatten als Absorber. Die Absorberplatten sind so ausgerichtet, daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen immer unter Winkeln größer 45° auftreffen.

Die Grundstruktur der elektromagnetischen Kalorimeterteile besteht aus einem Stapel von G10-Bleiplatte-G10 Sandwiches. Zwischen den Sandwiches befinden sich kleine Teflonscheiben, die den Abstand zwischen zwei Sandwiches und damit die Breite des LAr-Spalts festlegen. Eine elementare Auslezelle besteht im EMC aus 2.4 mm Bleiabsorber und 2.35 mm flüssigem Argon als aktivem Medium. Die beiden den Spalt begrenzenden G10 Platten bilden in jedem Spalt eine Ausleseebene mit Auslesepads und eine Hochspannungsebene, die mit einer hochohmigen Beschichtung versehen wurde. Die Hochspannung liegt über diese Beschichtung an. Die Beschichtung besteht aus einer Mischung aus Klebstoff und reduziertem Kohlenstoff. Sie wurde in einem Siebdruckverfahren auf eine Kaptonfolie aufgebracht. Ihr Widerstand beträgt $1 - 30 \text{ M}\Omega/\square$. Die Beschichtung dient als Hochspannungsschutz und bildet zusammen mit der Kaptonfolie eine Entkoppelkapazität, so daß das Übersprechen des Signals klein gehalten wird.

Im hadronischen Kalorimeterteil ist die elementare Zelle aus 19 mm Stahlabsorber und einem doppelten LAr-Spalt von zwei mal 2.4 mm Dicke aufgebaut. Die 19 mm Stahl setzen sich aus 16 mm Stahl aus der verschweißten Grundstruktur und zwei mal 1.5 mm Stahl aus den Begrenzungsplatten der in die geschweißte Struktur eingeschobenen Auslesemodule zusammen. Diese beiden Begrenzungsplatten definieren zusammen mit einer zwischen ihnen in der Mitte fixierten G10 Platte die beiden LAr-Spalte der elementaren Zelle. Die G10 Platte ist auf beiden Seiten mit einer Padstruktur für die Auslese versehen. Die Edelstahlplatten der Zellen sind jeweils mit einer hochohmig beschichteten Kaptonfolie oder, im CB Bereich, mit einer Kupferschicht versehen. Dort liegt die Hochspannung an. Der Aufbau der Zellen ist in [57] und [58] im Detail beschrieben.

Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeterteils schwankt als Funktion der Polarrichtung zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Die Gesamttiefe des Kalorimeters beträgt 4.7 bis 7 Wechselwirkungslängen. Um eine gute Separation von elektromagnetischen und hadronischen Schauern zu erzielen, wird das Kalorimeter fein segmentiert ausgelesen. Das EMC ist radial drei- bis vierfach segmentiert. Das HAC ist radial vier- bis sechsfach segmentiert. Die azimuthale Segmentation des EMC ist im allgemeinen 16-fach. Im CB und in Teilen des IF ist sie 8-fach. Die azimuthale Segmentation ist im HAC im allgemeinen einen Faktor zwei geringer als im EMC. Die Segmentierung in Polarrichtung ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Kapazität je Auslesekanaal wurde unter 14 nF gehalten, so daß elektronisches Rauschen keine allzu wesentliche Rolle spielt.

Die Hochspannungversorgung ist auf 1504 unabhängige Versorgungsleitungen aufgeteilt. Jede Leitung versorgt eine nicht zusammenhängende Gruppe von Kalorimeterlagen in einem Modul. Dadurch wird vermieden, daß im Fall des Ausfalls einer Versorgungsleitung eine ganze Auslezelle zu 100% ausfällt. Die Arbeitsspannung beträgt 1.5 kV, was einem elektrischen Feld von 625 V/mm entspricht. Wegen der guten Reinheit des LAr kann man bei diesem verhältnismäßig geringen elektrischen

Feld Ladungssammlungseffizienzen von über 90% erzielen [58]. Es ist keine Versorgungsleitung ausgefallen. Etwa 3% der Leitungen erreichen nicht die volle Spannung.

Was die Elektronik anbelangt ist es wichtig zu beachten, daß im H1-LAr-Kalorimeter, einem Detektor mit großen Kapazitäten und großen Zeitkonstanten, sehr schnell hintereinander sehr große Energiemengen deponiert werden können (Taktfrequenz bei HERA: 96 ns). Die Information muß bis zur Ankunft des Triggersignals, also etwa $2.9 \mu\text{s}$, gespeichert werden können. Der für die Energiemessung erforderliche dynamische Bereich erfordert für etwa 25% der Kalorimeterzellen 14 Bit Genauigkeit. Für 75% der Auslesezellen ist 12 Bit Genauigkeit hinreichend. Die Ausleseelektronik ist in [57] und [58] im Detail beschrieben. Die Vorverstärker sind direkt am Kryostaten angebracht. Von dort aus führen Leitungen über zwei Multiplexer zum Triggersystem und zur Analogauslese. Um mit 12 Bit ADC's 14 Bit Genauigkeit erreichen zu können, wurde für die betroffenen Kanäle eine zweifache Auslese mit verschiedenen Verstärkungen verwendet. Die Zahl der elektronischen Kanäle beträgt daher 65000. Die Signale werden über twisted pair Kabel zu Analogempfängern übertragen. Jeder Empfänger empfängt Signale von 512 Kalorimeterkanälen und ist an einen ADC-Einschub angeschlossen, der jeweils 1024 elektronische Kanäle verarbeitet. Ein nachgeschalteter digitaler Signalprozessor verarbeitet die Information (u.a. durch Subtraktion der Pedestale oder Korrektur der Signalverstärkung) weiter und steuert den ADC-Einschub. Weitere Details der Auslese des Kalorimeters sind in Kapitel 5 von [18] beschrieben.

Bei der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons wird das LAr-Kalorimeter zur Messung der Eigenschaften des hadronischen Endzustands eingesetzt. Darüber hinaus spielt es bei der Datenselektion eine entscheidende Rolle.

4 Die Ereignisrekonstruktion

4.1 Rekonstruktion im rückwärtigen Kalorimeter

Bei der Kalibration des BEMC ist die Signalverstärkung in der Auslekette und die Lichtausbeute in den einzelnen Modulen zu untersuchen.

Die Signalverstärkung wird mit Hilfe eines Pulsersystems bestimmt und kontrolliert. Die Kalibrationspulse werden direkt an den Kalorimetermodulen in die Vorverstärker injiziert. Auf diese Art wird die Verstärkung des gesamten elektronischen Systems gemessen. Jedes Kalorimetermodul ist mit einem Pulserkanal versehen. Während der Datennahme wurde einmal pro Woche ein Kalibrationsrun durchgeführt. Die so erreichte Stabilität der Kalibration der Signalverstärkung liegt im Bereich einiger Promille.

Der Beitrag der Lichtausbeute zur Kalibration wurde mit Hilfe von Kalibrationsmessungen bei CERN und DESY bestimmt. Am DESY Synchrotron wurden die vier langen Wellenlängenschieber der quadratischen Module mit Elektronen einer Energie von 5 GeV kalibriert. Die Kalibration in den quadratischen Modulen variiert von Modul zu Modul mit einer Breite von 5%. Die nicht quadratischen Module wurden mit kosmischen Myonen relativ zu den quadratischen Modulen kalibriert. Die kurzen Wellenlängenschieber der quadratischen Module wurden am CERN SPS mit Myonen von 120 GeV Energie relativ zu den langen Wellenlängenschiebern kalibriert. Zusätzlich wurde die Kalibration des BEMC mit Hilfe der bei HERA genommenen DIS-Ereignisse verfeinert. Bei kleinen Streuwinkeln und großen x_{Bj} hat das gestreute Elektron im wesentlichen die Energie des einlaufenden Elektrons. An dieser kinematisch bedingten Linie, dem kinematischen peak, ist unter Zuhilfenahme detaillierter Monte-Carlo-Simulation eine Genauigkeit der Kalibration von etwa 1% erreichbar. Mit der in dieser Arbeit analysierten Datenmenge konnte eine Genauigkeit von 2% erzielt werden. Die Energieauflösung des BEMC wurde an Hand von Elektronen fester Energie im Energiebereich von 1 GeV bis 80 GeV bestimmt. Es ergab sich ein Samplingterm von $10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Ein möglicher konstanter Beitrag zur Energieauflösung ist kleiner als 1%. Das Rauschen beträgt pro Modul etwa 150 MeV.

Die Rekonstruktion der räumlichen Struktur der Energiedeposition im BEMC ist auf die Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer abgestimmt. Um ein Modul, in dem mehr als 500 MeV gemessen wurden, werden neun Module zu einer Einheit, einem BEMC-Cluster, zusammengefaßt. Für elektromagnetische Schauer ist in diesen neun Modulen praktisch immer die gesamte Energieinformation enthalten. Verwendet man die Clusterenergie als Maß für die Energie des gestreuten Elektrons, ist ein Schnitt gegen Rauschen unnötig.

Um den Energieschwerpunkt eines BEMC-Clusters genau zu bestimmen, wird die Abschwächung des Lichts im Szintillatormaterial genutzt. Die Position der langen Wellenlängenschieber eines Moduls wird entsprechend der bekannten Lichtabschwä-

chung im Szintillatormaterial mit der in den einzelnen Wellenlängenschiebern nachgewiesenen Lichtmenge gewichtet. Man erreicht mit dieser Methode eine Ortsauflösung von etwa 1.3 cm.

4.2 Spurrekonstruktion und Vertexrekonstruktion

Spuren in einer Jetkammer lassen sich mit Hilfe von je fünf Spurparametern parametrisieren. Bei H1 werden folgende Parameter verwendet:

- Die vorzeichenbehaftete Krümmung der Spur, $\kappa = \pm 1/r$. Sie ist positiv, wenn die Spur bezüglich der Vorwärtsrichtung im Uhrzeigersinn verläuft.
- Der vorzeichenbehaftete kürzeste Abstand zur nominellen z-Achse, r_{ca} . Er ist positiv, wenn der Vektor vom Wechselwirkungspunkt zu dem Punkt, an dem der kürzeste Abstand zur z-Achse erreicht wird, zusammen mit der Spurrichtung ein rechtshändiges System bildet.
- Die z-Koordinate des Punkts, an dem der kürzeste Abstand zur z-Achse erreicht wird, z_{ca} .
- Die azimutale Richtung der Spur, ϕ .
- Die Polarrichtung der Spur, θ .

Mit Hilfe dieser fünf Parameter läßt sich eine Spur folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (r^2 + r_{ca}^2) + (1 - \kappa \cdot r_{ca}) \cdot r \cdot \sin(\phi - \varphi) - r_{ca} = 0.$$

Die Spurrekonstruktion in der CJC basiert auf der Driftzeitmessung in der (x, y) -Ebene. Der verwendete Algorithmus ist den Eigenschaften der Jetkammer angepaßt. Die beiden Teile der CJC werden weitestgehend unabhängig voneinander behandelt. Zuerst werden in jedem Teil der CJC in jeder einzelnen Zelle kurze, aus nur drei Raumpunkten bestehende Spursegmente (triple hits) rekonstruiert. Diese Spurstücke werden dann, ganz ähnlich wie bei der LAr-Clusterrekonstruktion, in mehreren Schritten zuerst innerhalb eines Jetkammerteils, dann über die Grenzen der Kammerteile hinweg zu den fertigen Spuren zusammengesetzt.

Der erste Schritt der Spurrekonstruktion ist die Bestimmung einer Referenzzeit, des Zeitpunkts der Wechselwirkung, relativ zu der die Driftzeit gemessen wird. In erster Näherung wird diese Zeit aus dem Anstieg der Verteilung der Driftzeiten abgelesen. Dies ist möglich, da jede hochenergetische Spur mindestens eine der Auslesedrahtebenen kreuzt. Die Messung der Referenzzeit wird dann durch eine Analyse der Driftlängen in langen Spuren weiter verfeinert.

Im nächsten Schritt werden triple hits rekonstruiert. Dabei werden zu jedem Meßpunkt alle Raumpunkte auf benachbarten Drähten analysiert. Triple hits, die Raumpunkte gemeinsam haben, werden markiert und, nachdem alle Punkte abgearbeitet sind,

zu Ketten zusammengefaßt. Diese Ketten werden dann auf Unregelmäßigkeiten hin untersucht und gegebenenfalls in mehrere Spursegmente zerlegt.

Im weiteren werden die so gefundenen Spursegmente iterativ zu Spurkandidaten zusammengefaßt. Zuerst werden Spursegmente benachbarter Zellen bearbeitet, dann alle Spursegmente einer Teils der CJC. Erst zum Schluß werden die Spursegmente aus CJC1 und CJC2 miteinander verknüpft. Bei der Verknüpfung der Spursegmente wird folgendermaßen vorgegangen: Zuerst wird eine Liste von Spursegmentpaaren erstellt, die räumlich nicht zu weit voneinander entfernt liegen und vergleichbare Helixparameter besitzen. Die Ähnlichkeit der Helixparameter wird dabei über das χ^2 eines gemeinsamen Fits der Spursegmente an die Spurparametrisierung bewertet. Diese Liste wird dem Grad der Ähnlichkeit nach abgearbeitet, so daß mehrfach verwendete Spursegmente immer ihren 'ähnlichsten' Nachbarn zugeordnet werden.

Im letzten Schritt der Spurrekonstruktion werden Meßpunkte, die relativ weit von dem erwarteten Verlauf einer Spur entfernt sind, aus der Spur entfernt. Hierbei werden Fits der gemessenen Driftzeiten an die erwarteten Driftzeiten durchgeführt, und Raumpunkte abgestreift, die nicht mit der Annahme einer Spur verträglich sind. Zusätzlich werden sehr kurze Spuren verworfen, soweit sie nicht in den ersten paar Drähten eines Teils der CJC beginnen.

Die (x, y) -Position des Wechselwirkungspunkts ist bei H1 sehr zeitstabil, und die Vertexregion erstreckt sich nur über etwa $100 \mu\text{m}$. Es ist daher hinreichend für mehrere Runs einen einzigen (x, y) -Vertex zu bestimmen. Dazu werden jeweils einige hundert lange Spuren mit kleinem r_{ca} herangezogen. Der (x, y) -Vertex wird durch Minimieren seines quadratischen Abstands zu den Spuren bestimmt. In z -Richtung erstreckt sich die Vertexregion über etwa 70 cm . Der z -Vertex muß daher für jedes einzelne Ereignis gemessen werden. Er wird für jedes Ereignis aus allen Spuren, die auf den (x, y) -Vertex zeigen, bestimmt. Für diese Spuren wird der Wert des Polarwinkels dann entsprechend der z -Vertexinformation verändert.

4.3 Ausrichtung der verschiedenen Detektorteile

Die relative Ausrichtung der verschiedenen Detektorteile ist bei der Messung der Richtung des gestreuten Elektrons (Ausrichtung von CJC und BPC) und bei der Messung der z -Komponente des Impulses der Hadronen (Ausrichtung von CJC und LAr-Kalorimeter) wesentlich.

Die relative Ausrichtung von CJC und BPC wurde an Hand von Spuren untersucht, die sowohl CJC als auch BPC durchqueren. Dabei wurden die mit der CJC und mit der Kombination von z -Vertex und BPC gemessenen Werte des Polarwinkels verglichen. Fehler in der Beschreibung der Ausrichtung dieser beiden Detektoren durch das Monte-Carlo-Programm wurden korrigiert. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt $\delta\theta = 5 \text{ mrad}$.

Die relative Ausrichtung von LAr-Kalorimeter und CJC ist aus Messungen der Position

der beiden Detektoren recht gut bekannt ($O(\sim \text{mm})$). Ein systematischer Fehler in der Ausrichtung von CJC und LAr-Kalorimeter von 1 cm ist im schlimmsten Fall, also für Teilchen, die senkrecht zur Strahlrichtung auf das Kalorimeter treffen und in der ersten Lage des Kalorimeters absorbiert werden, äquivalent zu einem systematischen Fehler in der absoluten hadronischen Energiekalibration von ca. 1%. Ein möglicher Fehler in der Beschreibung der Ausrichtung von CJC und LAr-Kalorimeter ist damit für den systematischen Fehler der Messung der z-Komponente des Impulses der Hadronen von untergeordneter Bedeutung.

4.4 Rekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die mit dem LAr-Kalorimeter gewonnene Information ist bei H1 für die Rekonstruktion des Energieübertrags bei DIS-Ereignissen von wesentlicher Bedeutung. Alle Eigenschaften des hadronischen Endzustands werden im wesentlichen mit dem LAr-Kalorimeter vermessen.

Ein Teil der Energierekonstruktion im LAr-Kalorimeter wird online durchgeführt. Die Signale aus den Kalorimeterzellen werden dabei in kalibrierte Ladung übersetzt. Die Kalibration wird mittels eines elektronischen Kalibrationssystems mit einer Genauigkeit von wenigen Promille gewährleistet. Es gibt zwei dieser Systeme. Die Kondensatoren des Systems zur kalten Kalibration sind im LAr, möglichst nahe am Kalorimeter angebracht, so daß die gesamte Auslekette einschließlich aller Kabel kalibriert werden kann. Die Kalorimeterkanäle können einzeln gepulst werden, so daß detaillierte Studien zum Übersprechen von Signalen möglich sind. Die warme Kalibration mit Koppelkondensatoren außerhalb des Kryostaten ist ein Hilfssystem, das nur für Kanäle verwendet wird, deren kalte Kalibration ausgefallen ist. Sie findet im Augenblick für weniger als 1% der Kalorimeterzellen Anwendung. Die Systeme bestehen aus 992 Pulsgeneratoren für die kalte Kalibration und 768 Pulsgeneratoren für die warme Kalibration. Jeder Pulsgenerator spricht gleichzeitig bis zu 64 Kalorimeterkanäle an. Die Pulsgeneratoren sind an vier Steuermodule angeschlossen, mit deren Hilfe es möglich ist, ausgewählte Gruppen von Pulsgeneratoren zu aktivieren, und ihre Spannung zu steuern.

Die Kalibration liefert den Zusammenhang zwischen ADC-Inhalt und injizierter Ladung. Die Kalibrationskurve ist im wesentlichen linear. Kleine Nichtlinearitäten werden durch Anpassen eines Polynoms dritter Ordnung für jeden einzelnen elektronischen Kanal berücksichtigt [58]. Die dabei gefundenen Kalibrationskonstanten werden an die digitalen Signalprozessoren der Auslekette weitergegeben. Die Ladungskalibration wird bei H1 im Abstand einiger Wochen regelmäßig wiederholt. Die Kalibrationskonstanten erwiesen sich als über mehrere Monate hinweg stabil.

Die offline-Rekonstruktion im LAr-Kalorimeter erfolgt in mehreren Stufen. Zuerst wird die gemessene Ladung in auf der elektromagnetischen Skala gemessene Energie umgewandelt. Die elektromagnetische Skala ist die für vollständig im Kalorimeter absorbierte Elektronen gültige Kalibration. Im nächsten Schritt, im LAr-Clustering, wird die gute Granularität des Kalorimeters genutzt, um die Energiedeposition auf

räumliche Strukturen hin zu untersuchen. Im weiteren werden Korrekturen für in totem Material deponierte Energie angebracht. Es folgt eine Vorselektion von elektromagnetischen Schauern und abschließend die hadronische Kalibration. Der Beitrag des Rauschens zum Gesamtsignal wird auf mehreren dieser Ebenen minimiert.

Die elektromagnetische Skala

Die Kalibrationskonstanten der elektromagnetischen Skala [61] wurden in einer Reihe von Kalibrationsmessungen, die am CERN SPS durchgeführt wurden, bestimmt [59] [60] [62] [63]. Zusätzlich wurden Korrekturen für die auf Grund der verringerten Spannung (2.5 KV am CERN, 1.5 KV bei H1) veränderte Ladungssammlungseffizienz (aus Hochspannungskurven mit kosmischen Myonen bestimmt) und für lokale Variationen der Dicke des LAr-Spalts bzw. des Absorbermaterials angebracht. Bei den Kalibrationsmessungen am CERN wurden in acht verschiedenen Konfigurationen Teile des H1-Kalorimeters bzw. Prototypen von Teilen des H1-Kalorimeters in Elektronen, Pionen und Myonenstrahlen fester Energie untersucht. Dabei wurde jedes der Kalorimeterräder mindestens einmal geeicht. Für Elektronen wurde der Energiebereich von 3.7 GeV bis 80 GeV durchlaufen. Der experimentelle Aufbau war dabei so weit wie möglich mit dem bei H1 verwendeten Aufbau identisch. Der Kryostat, in dem die Testkalorimeter eingefahren waren, ist beweglich gelagert. Durch Verschieben des Kryostaten konnte das Signal des Kalorimeters für Elektronen in einzelnen Modulen und am Übergang zwischen zwei Modulen gemessen werden. Es wurden sowohl z -Cracks als auch ϕ -Cracks auf diese Weise untersucht.

Für jedes Kalorimeterrad wurden zwei Kalibrationskonstanten, eine für den elektromagnetischen und eine für den hadronischen Kalorimeterenteil, bestimmt. Sie konvertieren die gemessene Ladung in durch elektromagnetische Schauer deponierte Energie. Die Kalibrationskonstanten wurden an Hand der 30 GeV Elektronendaten bestimmt. Sie sind so definiert, daß sie unabhängig von Größen wie z.B. Analyseschnitten oder totem Material vor dem Detektor sind. Auf diese Effekte wurde mit Monte-Carlo-Methoden korrigiert. Die hadronischen Kalorimetererteile wurden für die meisten Kalorimeterräder nicht direkt mit Elektronen untersucht. Die entsprechende elektromagnetische Kalibration wurde gewonnen, indem die Kalibrationskonstante des EMC mit dem aus detaillierter Detektorsimulation gewonnenen Signalverhältnis von EMC und HAC skaliert wurde. Die Werte der Kalibrationskonstanten liegen im EMC bei etwa 3.5 GeV/pC und im HAC in der Größenordnung von 7.0 GeV/pC. Sie variieren als Funktion des gerade betrachteten Kalorimeterbereichs um etwa 2.5%. Für Elektronen beträgt der Samplingterm der Energieauflösung $11\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$, der Beitrag des Rauschens 154 MeV und der konstante Term 0.6%. Nach Korrektur der Effekte von totem Material und Rauschen sind Nichtlinearitäten des Kalorimetersignals als Funktion der Elektronenenergie kleiner als 1%.

Mit Hilfe kosmischer Myonen wurden bei H1 die Zeitstabilität des Signals, die Ladungssammlungseffizienz und die absolute Kalibration geprüft. Die Ladungssammlungseffizienz ergab sich zu 0.944 ± 0.014 . Die Kalibration konnte mit dieser Methode mit einer Genauigkeit von 8% verifiziert werden.

Im Zentralbereich des Kalorimeters konnte mit Hilfe von hochenergetischen, durch kosmische Myonen im Innendetektor erzeugten Elektronen ($E > 1 \text{ GeV}$) die elektromagnetische Kalibration weiter überprüft werden. Dabei wurde der Impuls der einzelnen Elektronen durch die Messung des Myonenimpulses mit den Spurkammern bestimmt und mit der mit dem Kalorimeter rekonstruierten Energie verglichen. Für das Verhältnis von gemessenem Impuls und im Kalorimeter gemessener Energie ergab sich 0.98 ± 0.02 , in Übereinstimmung mit dem aus detaillierter Monte-Carlo-Simulation erwarteten Wert. Im Vorwärtsbereich des Kalorimeters kann die elektromagnetische Skala über die Rekonstruktion der π^0 -Linie im Spektrum der invarianten Masse von Photonpaaren verifiziert werden.

Bei der Energierekonstruktion in den einzelnen Kalorimeterzellen wird die erste Stufe der Unterdrückung des Rauschens durchgeführt. In allen folgenden Rekonstruktions-schritten werden nur die Kalorimeterzellen berücksichtigt, deren Signal auf der elektromagnetischen Skala mehr als vier mal die Breite des Rauschens, σ_{noise} , beträgt, oder deren Signal größer ist als $2 \cdot \sigma_{noise}$ und die gleichzeitig einer Zelle, deren Signal größer als $4 \cdot \sigma_{noise}$ ist, räumlich direkt benachbart sind (topologischer $2/4 \cdot \sigma$ -Schnitt).

Untersuchung der räumlichen Struktur der Energiedeposition

Der nächste Schritt, das Clustering im LAr-Kalorimeter, ist in Kapitel 5 näher beschrieben. Detailliertere Informationen zur Effektivität des Algorithmus und zu technischen Aspekten sind in [64] gegeben. Dieses Modul liefert die Grundlage für die nachfolgenden Schritte der LAr-Rekonstruktion.

Korrektur auf in totem Material deponierte Energie

Es werden zwei Arten von Korrekturen angebracht, Korrekturen für Energieverluste vor dem Kalorimeter, und Korrekturen für Energieverluste in Cracks. Alle Korrekturen basieren auf den im LAr-Clustering den Clustern zugeordneten Zellen und ihren Energien.

Energieverluste vor dem Kalorimeter werden korrigiert, indem zu den Clusterzellen in der ersten Schicht des Kalorimeters ein Energiebetrag proportional zur Dicke des toten Materials vor dem Kalorimeter addiert wird. Die Korrektur ist allein durch die Position der Zellen bestimmt und unabhängig von der in den Clusterzellen gemessenen Energie.

Energieverlust in Cracks wird in Abhängigkeit von der direkt am Crack in Clustern gemessenen Energie korrigiert. Es werden Zellenpaare gebildet, je eine Zelle auf jeder Seite des Cracks. Als Funktion der in diesen Zellen gemessenen Energie, E_1 und E_2 , wird dann die im Crack deponierte Energie mittels eines paarspezifischen Faktors, f_{Paar} , abgeschätzt:

$$E_{Crack} \propto f_{Paar} \cdot E_1 \cdot E_2 / (E_1 + E_2).$$

Die Proportionalitätskonstante wurde für jeden Cracktyp einzeln bestimmt.

Auf diesem Niveau der Energierekonstruktion wird ein zweiter Schritt zur Unterdrückung des Rauschens ausgeführt. Kalorimeterbereiche, in denen kein signifikanter Energiecluster rekonstruiert wurde, werden aus der Analyse genommen werden. Ein Cluster

wird als signifikant bewertet, wenn gilt:

$$\sqrt{\sum_{\text{Zellen}} (E_{\text{Zelle}}/\sigma_{\text{Zelle}})^2} > 8.$$

Dabei wird über alle Zellen eines Clusters summiert. E_{Zelle} ist die in einer Kalorimeterzelle gemessene Energie, und σ_{Zelle} ist die Breite des Rauschens in dieser Zelle. Es werden alle Cluster berücksichtigt, deren Energieschwerpunkt im EMC näher als 25 cm und im HAC näher als 50 cm an der Clusterachse eines signifikanten Clusters liegt.

Energiecluster in den ersten beiden Lagen des elektromagnetischen Kalorimeterteils (im FB Bereich in den ersten drei Lagen) werden immer berücksichtigt.

Die hadronische Energiekalibration

Das Kernstück der hadronischen Kalibration, das H1-Wichtungsmodul und die Vorselektion elektromagnetischer Schauer, werden in Abschnitt 6 im Detail diskutiert.

Die übrigen Teile der die LAr-Rekonstruktion abschließenden hadronischen Kalibration betreffen die Behandlung sehr kleiner Energiedepositionen. Es wird eine Dreiteilung der Energiedeposition in elektromagnetische Objekte, hadronische Objekte und 'Rest' vorgenommen. Elektromagnetische Objekte sind durch die in Abschnitt 6 entwickelten Bedingungen definiert. Ein hadronisches Objekt besteht aus einem signifikanten Cluster und allen weiteren Clustern, deren Energieschwerpunkt im EMC näher als 25 cm und im HAC näher als 50 cm an der Clusterachse des signifikanten Clusters liegt. Cluster, die als elektromagnetisch klassifiziert wurden, werden dabei nicht betrachtet. Die so gewonnenen Objekte stimmen in guter Näherung mit Jets überein. Als Rest werden alle bis zu diesem Punkt nicht zugeordneten Kalorimeterzellen bezeichnet.

Elektromagnetische Objekte werden auf der elektromagnetischen Skala belassen. Hadronische Objekte mit mehr als 7 GeV Energie werden gewichtet. Für sehr niederenenergetische Jets (unter 7 GeV) wird nicht das Wichtungsmodul verwendet, sondern nur eine in etwa dem e/π -Signalverhältnis entsprechende Korrektur angebracht. Die Kalibration des Restes ist stark vom Rauschen und von den Impulsspektren der registrierten Teilchen abhängig und hängt damit vom zu untersuchenden Prozeß ab. Die für den Rest verwendete Kalibrationskonstante wurde an Hand mit Monte-Carlo-Methoden simulierter DIS-Ereignisse bestimmt. Sie wird für alle Zellen des Restes, deren Signal über $3 \cdot \sigma_{\text{noise}}$ liegt, angewendet.

Die hadronische Kalibration des H1-Kalorimeters wurde auf die in den Kalibrationsmessungen am CERN genommenen Pionendaten angewendet. Die dabei erzielte Energieauflösung lag bei $50\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Die mittlere rekonstruierte Energie wich in allen Kalorimetermodulen für alle Energien um weniger als 5% von der im Mittel im Kalorimeter deponierten Energie ab [62]. Die hadronische Kalibration wurde darüber hinaus über die Erhaltung des Transversalimpulses an Hand bei H1 genommener DIS-Ereignisse verifiziert. Für DIS-Ereignisse, bei denen das Elektron in das BEMC-Kalorimeter gestreut wurde, konnte mit der in dieser Arbeit analysierten Datenmenge eine Genauigkeit von 7% erreicht werden.

5 Clusterrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das H1-LAr-Clustering [64] analysiert die räumliche Struktur der gemessenen Energien. Es bildet Konglomerate aus Kalorimeterzellen, die LAr-Cluster, und berechnet die grundlegenden Eigenschaften der Cluster, wie Energie, Energieschwerpunkt oder Clusterachse. Es stellt so die Grundlagen für nachfolgende Teile der Ereignisrekonstruktion, wie Elektronenidentifikation, hadronische Kalibration, Unterdrückung des Rauschens oder Jetrekonstruktion zur Verfügung.

Die Bedingungen, die das Clustering dabei erfüllen muß sind folgende:

- Rekonstruktion von Energieclustern mit starkem Teilchenbezug:
 1. Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer in je einem einzigen Cluster
 2. Minimierung der Zahl der Cluster pro Hadron bzw. Jet
 3. Rekonstruktion von kosmischen Myonen als einzelne Cluster
- Optimierung der Zwei-Photon-Trennung
- Optimierung der Elektron-Hadron-Trennung

Die verwendeten Algorithmen müssen im gesamten Kalorimeter, insbesondere auch im Bereich der Cracks, für alle Teilchensorten bei allen Energien zufriedenstellende Ergebnisse liefern.

Das Konzept des Clustering im LAr-Kalorimeter besteht aus mehreren Stufen. Zuerst wird die räumliche Struktur der Ladungsdeposition in den longitudinalen Lagen der einzelnen Kalorimetermodule analysiert. Dabei werden zweidimensionale Energiecluster gebildet. Diese 2D-Cluster werden im nächsten Schritt innerhalb der elektromagnetischen bzw. hadronischen Teile der einzelnen Module zu dreidimensionalen Objekten zusammengefaßt. Dann werden im elektromagnetischen Kalorimeterteil über Cracks hinweg soweit nötig Verbindungen zwischen diesen Clusterkandidaten hergestellt. Die so entstandenen Objekte werden darauf hin untersucht, ob sie Kandidaten für elektromagnetische Schauer sind. Kandidaten für elektromagnetische Schauer werden nicht mehr weiter betrachtet. Zum Schluß werden die verbleibenden 3D-Objekte in EMC und HAC über alle Cracktypen hinweg nach geometrischen Gesichtspunkten zu fertigen LAr-Clustern zusammengefügt.

5.1 Das 2D-Clustering

Im 2D-Clustering wird zuerst die Energiedeposition in den einzelnen Kalorimeterlagen auf topologisch zusammenhängende Gebiete hin untersucht. Dann wird die Energiedeposition auf Maxima und Minima hin untersucht; die topologisch zusammenhängenden

Gebiete werden entsprechend zerteilt. Die Untersuchung der Energieprofile ist für die Optimierung der Zwei-Teilchen-Trennung unerlässlich.

Zur Konstruktion der topologisch zusammenhängenden Gebiete wird folgender Algorithmus verwendet: Zuerst gilt jede einzelne Kalorimeterzelle als unabhängiges Gebiet. Die Liste der Gebiete wird nach Gebietepaaren durchsucht, die benachbarte Kalorimeterzellen enthalten. Gebiete mit benachbarten Zellen werden dann zu jeweils einem einzigen Gebiet zusammengefaßt. Die Prozedur wird wiederholt, bis kein Gebietepaar mit benachbarten Zellen mehr vorliegt.

Das Teilen der Gebiete erfolgt ähnlich dem Wachstum von Kristallen: Die Zellen eines Gebiets werden nach sinkender Energie sortiert und zu kleiner werdenden Energien hin abgearbeitet. Oberhalb einer Energieschwelle, $3 \cdot \sigma_{Zelle}$, gilt jede Kalorimeterzelle als potentieller Kristallisationskeim eines Clusters. Die Hypothese wird bestätigt, wenn die folgenden Kriterien gleichzeitig erfüllt sind:

- Die Zelle ist nicht direkter Nachbar einer energiereicheren Zelle. ..
- Ist ein direkter Nachbar der Zelle Nachbar eines bestätigten Kristallisationskeims, dann wird die Tiefe des Energietals untersucht. Zwei Kristallisationskeime dürfen keine Nachbarzelle gemeinsam haben, in der mehr als die Hälfte der im einem der Kristallisationskeime gemessenen Energie nachgewiesen wurde.
- Die Zelle darf sich nicht in einem Plateau befinden, i.e.: Sie hat weniger als vier direkte Nachbarn, deren Energie sich um weniger als 20% von der in der betrachteten Zelle gemessenen Energie unterscheidet.
- Befindet sich die Zelle am Rand eines zusammenhängenden Gebiets, i.e.: hat sie nicht mehr als zwei direkte Nachbarn, dann darf in jedem der Nachbarn nicht mehr als die Hälfte der in der untersuchten Zelle gemessenen Energie rekonstruiert worden sein.

Man kann sich dieses Konzept auch durch bei der Energie der einzelnen Zellen eines Gebiets durchgeführte Schnitte in der Energieverteilung veranschaulichen (dies ist äquivalent zu beliebig kleinen Energieabständen der Schnitte). Wird bei einem Schnitt ein neues Maximum sichtbar, wird geprüft, ob es sich um ein signifikantes Maximum handelt, und gegebenenfalls ein neuer 2D-Cluster initiiert.

Aus den Clusterkeimen werden im weiteren 2D-Cluster gebildet. Direkte Nachbarn eines Clusterkeims werden immer der Keimzelle zugeordnet. Im Fall von Ambiguitäten wird eine Zelle dem energiereicheren Clusterkeim zugeordnet. Die übrigen Zellen werden fallender Energie nach abgearbeitet und immer dem selben 2D-Cluster zugeordnet wie ihre energiereichste Nachbarzelle. Es ist bei dieser Prozedur am Rand großer zusammenhängender Gebiete nicht völlig ausgeschlossen, daß eine Zelle keinen Nachbarn besitzt, der bereits einem 2D-Cluster zugeordnet wurde. Solche Zellen werden dem räumlich nächsten 2D-Cluster des selben zusammenhängenden Gebiets zugeordnet.

5.2 Das 3D-Clustering

Das 2D-Clustering legt die Grundlage für die Optimierung der Unterscheidung räumlich getrennter Teilchenschauer. Im 3D-Clustering, das 2D-Cluster zu LAr-Clustern vereinigt, ist ein Konzept nötig, das es ermöglicht elektromagnetische Schauer komplett zu individuellen LAr-Clustern zusammenzufassen und gleichzeitig die im 2D-Clustering gewonnene Information über die räumliche Struktur der Energieverteilung nicht zu verwischen. Um einen elektromagnetischen Schauer zu genau einem Cluster zu formen, muß der Algorithmus möglichst insensitiv gegen Schauerfluktuationen sein. Um die Zwei-Teilchenseparation zu optimieren, ist eine detaillierte Berücksichtigung der räumlichen Struktur der Energieverteilung nötig. Es liegt nahe ein zweistufiges Konzept zu verwenden, in dem zuerst nach Ketten von 2D-Clustern mit starker räumlicher Korrelation, den main chains, gesucht wird, und dann die verbleibenden 2D-Cluster, die single cluster, diesen Ketten zugeordnet werden.

Das Main Chain & Single Cluster Konzept wird zweifach angewendet. Zuerst werden die 2D-Cluster innerhalb des elektromagnetischen bzw. hadronischen Teils eines Kalorimetermoduls zusammengefaßt. Dann werden, soweit nötig, die dabei gebildeten 3D-Objekte über Cracks hinweg vereinigt.

Das Main Chain & Single Cluster Konzept

Im Main Chain & Single Cluster Konzept wird zuerst eine Richtung mit diskreten Längeneinheiten gewählt, z.B. durch die Nummerierung der Kalorimeterlagen oder der Kalorimeterräder. Dann wird die räumliche Korrelation zwischen entlang dieser Richtung benachbarten Clustern gemessen. Zu jedem Cluster wird so der nächste Nachbar und der Grad der Nachbarschaft bestimmt. Im nächsten Schritt wird nach Paaren von Clustern gesucht, die gegenseitig nächste Nachbarn sind. Jeder Cluster kann dabei zweimal, vorwärts und rückwärts entlang der gewählten Richtung, verwendet werden. Paare, die einen Cluster gemeinsam haben, werden dann zu Ketten zusammengefügt. Die räumliche Korrelation zweier Cluster muß dabei ein gegebenes Maß überschreiten. Die so gebildeten Main Chains bilden die Kernstücke der nächst höheren Clustergeneration. Die Subcluster einer Main Chain haben starke, wechselseitige, räumliche Bezüge. Es ist möglich, daß zwei Main Chains sich berühren und eine topologisch zusammenhängende Struktur bilden, aber trotzdem die Signale zweier verschiedener Photonen enthalten (wichtig für die Kalibration des Kalorimeters mit π^0 Teilchen). Eine einzelne Main Chain dagegen ist nicht notwendiger Weise ein topologisch zusammenhängendes Objekt (Bei der Rekonstruktion kosmischer Myonen ist dies entscheidend).

Meist ist eine Anzahl von Clustern in keiner Main Chain enthalten. Diese Single Cluster werden im zweiten Schritt den Main Chains zugeordnet. Sie werden immer der selben Main Chain zugeordnet, wie ihr nächster Nachbar, solange die räumliche Korrelation mit diesem Nachbarn gut genug ist. Der Nachbar ist dabei nicht notwendiger Weise Teil einer Main Chain. Mit wachsendem Abstand zur nächsten Main Chain werden die Anforderungen an die räumliche Korrelation verschärft.

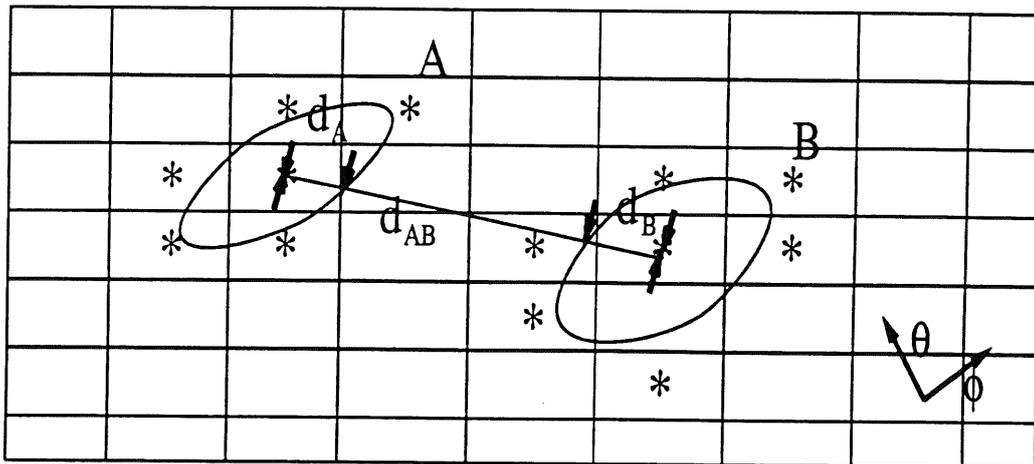


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Bestimmung des Maßes der räumlichen Nähe zweier Cluster.

Ein Cluster der nächst höheren Generation wird aus einer Main Chain und den zu ihr assoziierten Single Cluster gebildet. Single Cluster, die nicht zu einer Main Chain assoziiert sind, werden eigenständige Cluster der nächst höheren Generation.

Das Maß der räumlichen Nähe zweier Cluster

Um ein Maß für die räumliche Nähe zweier Cluster zu erhalten, wird jeder Cluster durch eine Ellipse angenähert. Die Halbachsen der Ellipsen entsprechen dabei den Dispersionen der Cluster in θ und ϕ . Das Zentrum jeder Ellipse ist der Energieschwerpunkt des zugehörigen Clusters. Das Maß, Q_{Link} , für die räumliche Nähe zweier Cluster A und B mißt den Überlapp der beiden Cluster A und B in θ und ϕ . Es wird folgendermaßen berechnet:

$$Q_{Link} = \frac{d_A + d_B}{d_{AB}}$$

Dabei sind die Größen d folgende Winkelabstände:

- d_A : Winkelabstand zwischen dem Energieschwerpunkt des Clusters A und dem Schnittpunkt der Verbindungslinie der Energieschwerpunkte der Cluster A und B mit der dem Cluster A zugeordneten Ellipse.
- d_B : Winkelabstand zwischen dem Energieschwerpunkt des Clusters B und dem Schnittpunkt der Verbindungslinie der Energieschwerpunkte der Cluster A und B mit der dem Cluster B zugeordneten Ellipse.
- d_{AB} : Winkelabstand zwischen den Energieschwerpunkten der Cluster A und B.

Die Berechnung von Q_{Link} ist in Abbildung 5.1 illustriert. Ist Q_{Link} gleich eins, dann berühren sich die Ellipsen gerade.

3D-Clustering innerhalb einzelner Module

An dieser Stelle werden die 2D-Cluster einzelner Kalorimetermodule zu ersten 3D-Objekten zusammengefügt. Das oben beschriebene Main Chain & Single Cluster

Konzept wird für den elektromagnetischen bzw. hadronischen Teil jedes Moduls separat angewendet. Die Richtung wird dabei durch die Nummerierung der Kalorimeterlagen definiert. Für jeden 2D-Cluster in Lage n werden die 2D-Cluster in den Lagen $n+1$ und $n-1$ analysiert.

3D-Clustering über Modulgrenzen

Auch hier wird das Main Chain & Single Cluster Konzept verwendet. Die Subcluster sind die 3D-Cluster des Clusterings innerhalb einzelner Kalorimetermodule. Es werden Main Chains in drei Richtungen gebildet. Die Richtungen sind durch die Nummerierung der Kalorimeterräder, die Nummerierung der Oktanten und die Unterscheidung zwischen EMC und HAC gegeben. Für jede der drei Richtungen werden unabhängige Main Chains und Single Cluster gebildet. Bei der Bildung der fertigen LAr-Cluster werden Main Chains der verschiedenen Richtungen, die identische Subcluster enthalten, zusammengefaßt. Die zu den Main Chains assoziierten Single Cluster werden mit aufgenommen. Nicht zu Main Chains assoziierte Single Cluster werden zu selbständigen LAr-Clustern.

Eine grundlegende Forderung an das LAr-Clustering ist die korrekte Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer. Um zu vermeiden, daß Energie aus elektromagnetischen Schauern mit hadronischer Energie im HAC in Verbindung gebracht wird, werden vor der Verknüpfung der Cluster in EMC und HAC die im EMC allein gebildeten 3D-Objekte daraufhin untersucht, ob sie möglicherweise elektromagnetischen Schauern entsprechen. Es werden dabei das Verhältnis der Clusterenergie in der ersten Kalorimeterlage zur gesamten Clusterenergie und das Verhältnis der Energie in den vier Zellen größter Ladungsdichte zur gesamten Clusterenergie untersucht. Ist in einer der beiden Eigenschaften Ähnlichkeit zu einem elektromagnetischen Schauer zu erkennen, wird der untersuchte Cluster nicht mehr weiterbehandelt, sondern als fertiger LAr-Cluster markiert. Cluster, deren Energieschwerpunkt näher als $\pm 2.5^\circ$ an einem der ϕ -Cracks liegt, sind von dieser Prozedur ausgeschlossen. Für detaillierte Information siehe [64].

5.3 Qualität der Clusterrekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Im weiteren wird die Qualität Clusterrekonstruktion mit dem H1-LAr-Clustering im Bezug auf die Rekonstruktion von Einzelteilchen und die Zwei-Teilchentrennung untersucht. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Rekonstruktion elektromagnetischer Schauer. Die Untersuchungen wurden an Hand von speziell zu diesem Zweck mit Monte-Carlo-Methoden in detaillierter Detektorsimulation erzeugten Daten durchgeführt. Dabei wurden insbesondere solche Konfigurationen gewählt, in denen die Anforderungen an die Clusterrekonstruktion besonders schwer sind. Für detailliertere Studien siehe [64].

Energie	Kalorimeterrad	Rekonstruktionseffizienz
2 GeV	CB1	99.7%
2 GeV	CB2	100.0%
2 GeV	CB3	99.7%
5 GeV	FB1	99.3%
5 GeV	FB2	98.3%
10 GeV	IF	97.3%

Tabelle 5.1: Bruchteil der Ereignisse, für den weniger als 1% der im EMC deponierten Energie des Elektrons außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters gemessen wurde.

5.3.1 Rekonstruktion einzelner Teilchen

Die Qualität der Rekonstruktion einzelner Teilchen wurde an Hand folgender Daten untersucht:

- Elektronen mit einer Energie von 2 GeV, 5 GeV, 10 GeV und 100 GeV in den verschiedenen Kalorimeterrädern
- Elektronen mit einer Energie von 50 GeV in den z -Cracks
- Elektronen mit einer Energie von 30 GeV in ϕ -Cracks
- Myonen mit einer Energie von 15 GeV
- Pionen mit einer Energie von 100 GeV

Niederenergetische Elektronen

Das LAr-Clustering wurde in allen Kalorimeterrädern mit niederenergetischen Elektronen getestet (2 GeV im CB, 5 GeV im FB und 10 GeV im IF Kalorimeterteil). Es wurden die Clusterenergie, die Clustermultiplizität, die Winkelverteilung der Energieschwerpunkte der Cluster und der Bruchteil an elektromagnetischer Energie, der nicht im energiereichsten elektromagnetischen Cluster enthalten ist, untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1 exemplarisch für das CB3-Kalorimeterrad gezeigt. Die Qualität der Rekonstruktion ist in den anderen Kalorimeterteilen ähnlich. In fast allen Fällen wird die gesamte Energie eines Elektrons in einem einzigen Cluster rekonstruiert. Ausnahmen sind im wesentlichen auf am Ende des Schauers im HAC gemessene Energie zurückzuführen. Wegen der Vorselektion elektromagnetischer Schauer im 3D-Teil des Clustering wird diese Energie a priori nicht zum Elektronencluster addiert.

In Tabelle 5.1 ist die Rekonstruktionseffizienz, der Bruchteil der Elektronen, für den sich weniger als 1% der im EMC gemessenen Energie außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters befindet, angegeben. Für mehr als 97% der Elektronen ist das in allen Kalorimeterrädern der Fall. Zum Zentralbereich des Kalorimeters hin steigt die Effizienz auf 100% an.

Hochenergetische Elektronen

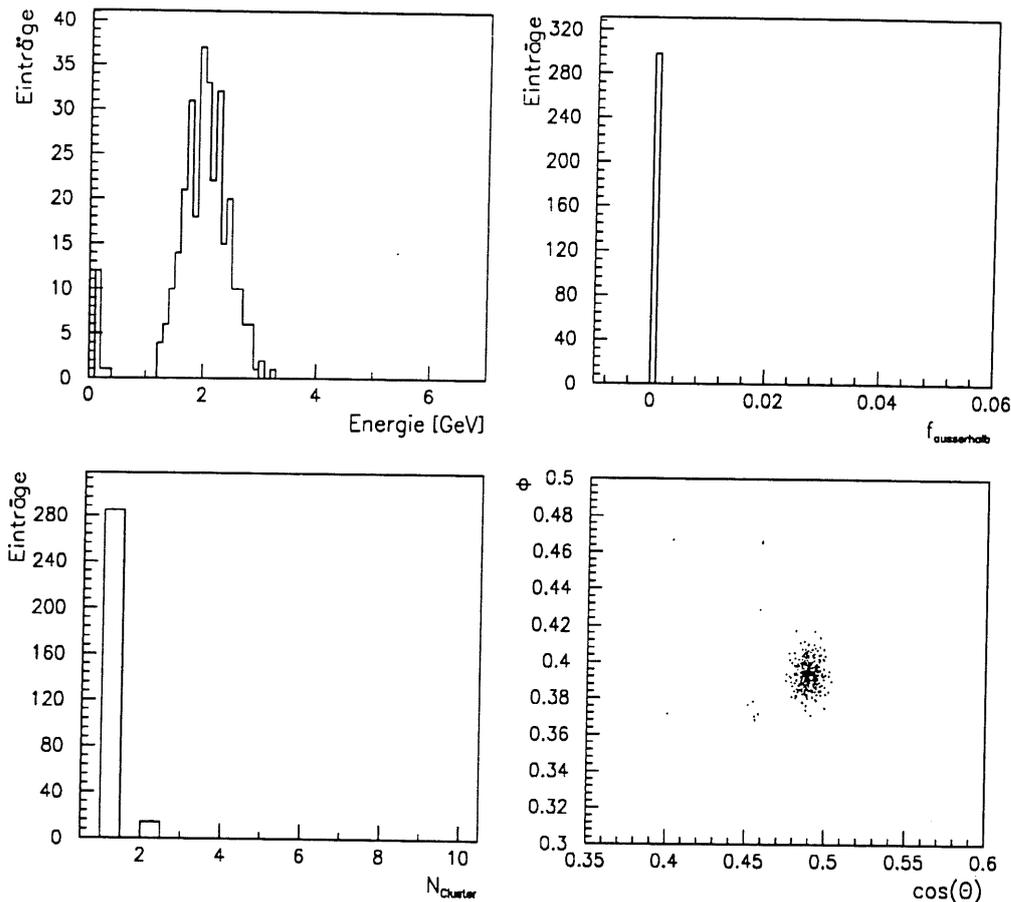


Abbildung 5.2: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für niederenergetische Elektronen (2 GeV) im CB3 Kalorimeterrad rekonstruierten Cluster, oben rechts der Bruchteil der elektromagnetischen Energie, der außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters rekonstruiert wurde, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte. Die nominelle Elektronenrichtung war $\phi = 0.39$ und $\cos(\theta) = 0.49$.

Die gleichen Studien wurden mit Elektronen von 100 GeV Energie durchgeführt. Zusätzlich wurde dabei in der Simulation der Startpunkt der Elektronen in z-Richtung auf einer Strecke von 50 cm verschmiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.3 exemplarisch für das CB3-Kalorimeterrad gezeigt. Die Rekonstruktionseffizienzen sind in Tabelle 5.2 angegeben. Sie liegen fast überall bei 99%. Im Vergleich zu niederenergetischen Elektronen gibt es bei hohen Energien mehr Satellitencluster, die kaum Energie enthalten. Die Energie im elektromagnetischen Kalorimeterteil wird dabei praktisch immer zu einem einzigen Cluster zusammengefaßt. Ein kleiner Teil der Energie der Elektronen wird im HAC gemessen und bildet einen zweiten Cluster.

Elektronen in z-Cracks

Die Rekonstruktionseffizienz für Elektronen in z-Cracks ist in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Sie ist in Abbildung 5.4 an Hand des FB1/FB2-Cracks illustriert. Es

Energie	Kalorimeterrad	Rekonstruktionseffizienz
100 GeV	CB1	100.0%
100 GeV	CB2	100.0%
100 GeV	CB3	100.0%
100 GeV	FB1	99.5%
100 GeV	FB2	96.6%
100 GeV	IF	99.5%

Tabelle 5.2: Bruchteil der Ereignisse, für den weniger als 1% der im EMC gemessenen Energie des Elektrons außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters gemessen wurde.

Energie	Kalorimeterrad	Rekonstruktionseffizienz
50 GeV	BBE/CB1	99.7%
50 GeV	CB1/CB2	100.0%
50 GeV	CB2/CB3	97.7%
50 GeV	CB3/FB1	98.7%
50 GeV	FB1/FB2	97.0%
50 GeV	FB2/IF	77.7%

Tabelle 5.3: Bruchteil der Ereignisse, für den weniger als 1% der im EMC deponierten Energie des Elektrons außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters gemessen wurde. Die Elektronen wurden direkt auf die z-Cracks gelenkt. Um den Crack vollständig zu bedecken, wurde der Startpunkt der Elektronen in z-Richtung über 50 cm gleichmäßig verschmiert.

wurden in der Simulation je 300 Elektronen direkt in die z-Cracks gelenkt. Der Startpunkt der Elektronen wurde dabei in z-Richtung auf eine Strecke von ± 25 cm um den nominellen Ereignisvertex gleichmäßig verschmiert. Im Vergleich zu Elektronen, die ganz in einem Modul absorbiert werden, ist die Zahl der gebildeten Satellitencluster erhöht. Die in diesen Clustern enthaltene Energie ist im allgemeinen klein, so daß die Rekonstruktionseffizienz oberhalb 97% liegt. Im FB2/IF-Crack gibt es eine Besonderheit. Dort zeigt sich für Elektronen manchmal bereits in der ersten Kalorimeterlage eine vielfältige Struktur in der Energiedeposition, die sich in den folgenden Kalorimeterlagen wiederholt. Diese Struktur wird im Clustering aufgelöst. Die Häufigkeit, mit der in diesem Bereich ein Elektron als einzelner Cluster rekonstruiert wird ist entsprechend verringert.

Elektronen in ϕ -Cracks

Es wurde Wert darauf gelegt, für Elektronen auch in ϕ -Cracks eine gute Rekonstruktionseffizienz zu erreichen, obwohl sich Elektronen in diesen Bereichen völlig anders verhalten, als im Rest des Kalorimeters. Ein Großteil der Energie eines elektromagnetischen Schauers wird hier im HAC gemessen. Es gibt je Elektron bis zu zehn topologisch getrennte Gebiete. Die erzielten Rekonstruktionseffizienzen, die sich hier auf die Gesamtenergie der Elektronen beziehen, sind in Tabelle 5.4 als Funktion des Po-

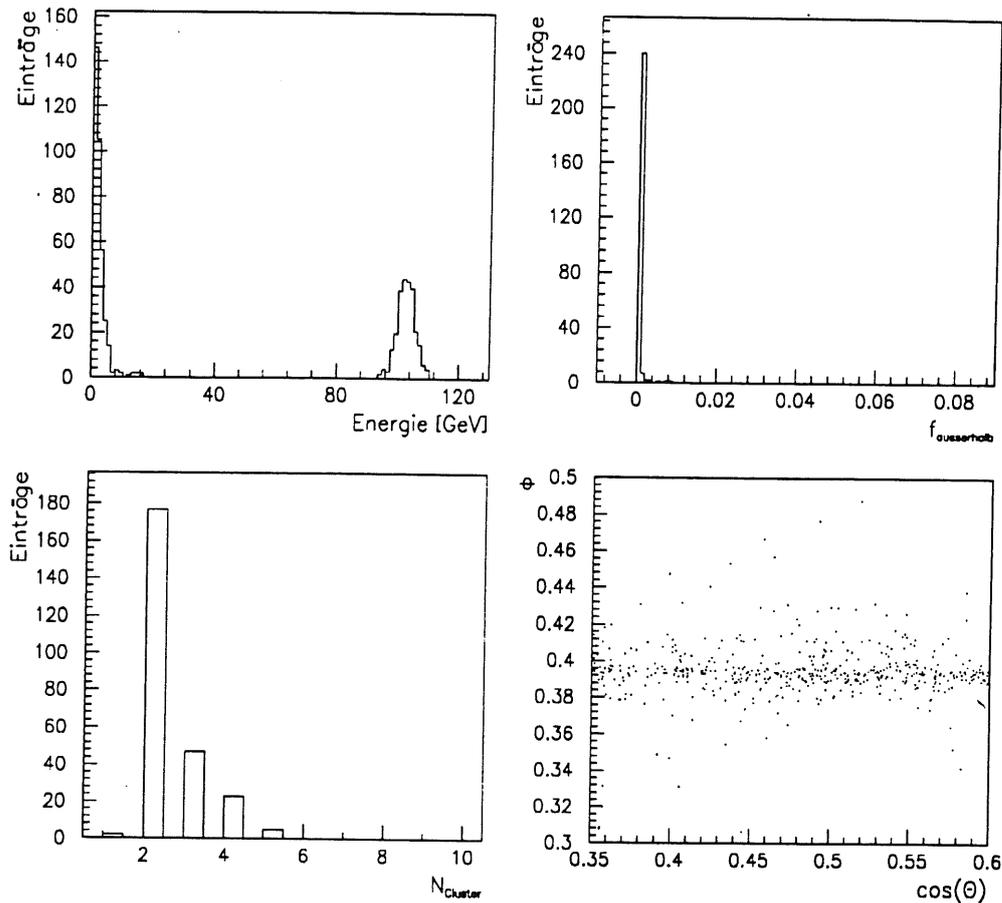


Abbildung 5.3: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für hochenergetische Elektronen (100 GeV) im CB3 Kalorimeterrad, oben rechts der Bruchteil der elektromagnetischen Energie, der außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters rekonstruiert wurde, unten links die Zahl der Cluster je Elektron und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte. Die nominelle Elektronenrichtung war $\phi = 0.39$. Der Startpunkt der Elektronen wurde in z -Richtung über 50 cm gleichmäßig verschmiert.

larwinkels zusammengestellt. Sie sind in Abbildung 5.5 am Beispiel $\theta = 19^\circ$ illustriert. Die Elektronen wurden direkt in den Crack bei $\phi = 0^\circ$ gelenkt. Die Startposition der Elektronen wurde in der (x, y) -Ebene gaußsch mit $\sigma = 5$ mm verschmiert. Für Polarwinkel, bei denen gleichzeitig ein ϕ - und ein z -Crack getroffen werden, ist die erzielte Effizienz etwas geringer als im Rest des Kalorimeters. Sie liegt jedoch für alle Richtungen über 90%.

Myon-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion von Myonen im Clustering ist bei der Energiekalibration des Kalorimeters und der Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mit kosmischen Myonen von besonderem Interesse. In Tabelle 5.5 sind die Häufigkeiten, mit denen in den verschiedenen Kalorimeterteilen ein bzw. zwei Cluster je Myon rekonstruiert werden,

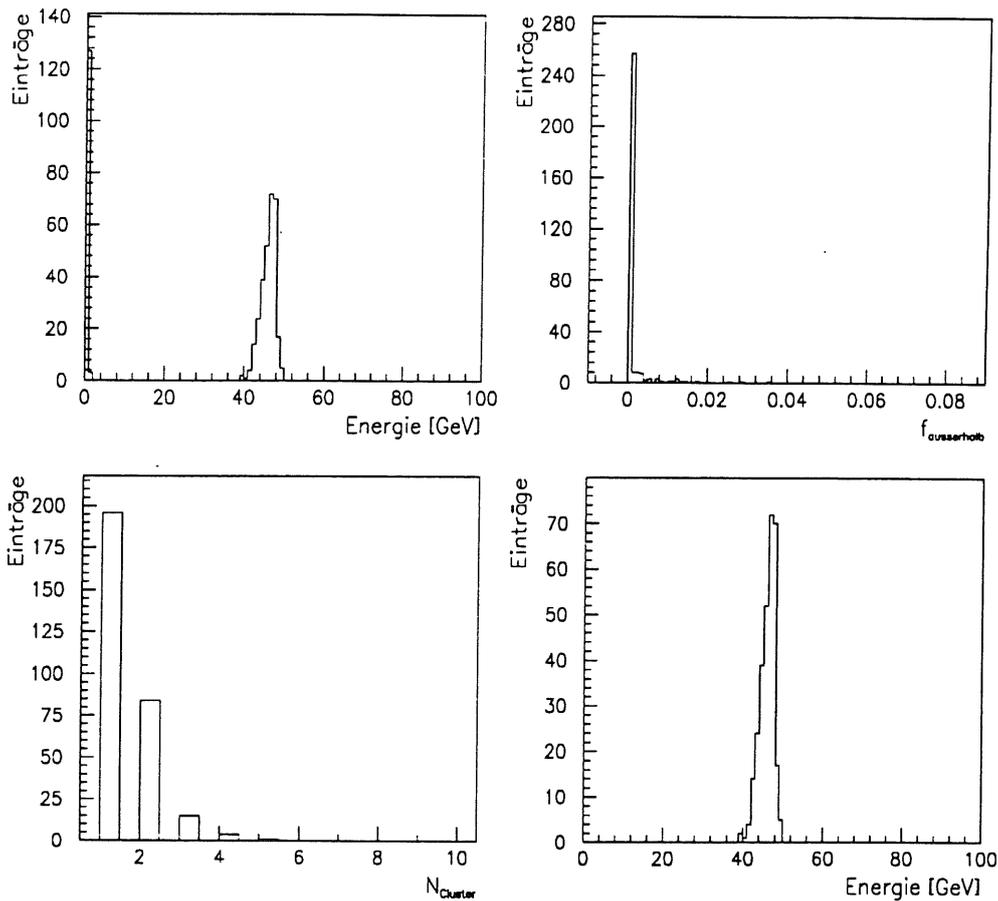


Abbildung 5.4: Gezeigt ist die oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Elektronen (50 GeV) im FB1/FB1 z-Crack, oben rechts der Bruchteil der elektromagnetischen Energie, der außerhalb des energiereichsten elektromagnetischen Clusters rekonstruiert wurde, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters im EMC.

zusammengefaßt.

Hadron-Rekonstruktion

Die Rekonstruktion von Hadronen ist in Abbildung 5.6 an Hand von Pionen mit 100 GeV Energie im FB1-Kalorimeterrad illustriert. Die mittlere Clustermultiplizität liegt in den verschiedenen Kalorimeterteilen zwischen vier und neun. Es wird jedoch in der Regel der größte Teil der Energie eines Pions in einem über die volle Tiefe des Kalorimeters reichenden Cluster, oder zwei Cluster, einem im EMC und einem im HAC, zusammengefaßt. Im zweiten Fall ist der Cluster im EMC im allgemeinen ein Elektronenkandidat und wird a priori nicht mit dem Cluster im HAC verknüpft. Es ist interessant, daß die für ein einzelnes Pion rekonstruierten Cluster über fast das ganze Kalorimeter verteilt sein können. Ein Pion ist im H1-Kalorimeter kein gut definiertes Objekt.

Energie	Polarrichtung	Rekonstruktionseffizienz
30 GeV	6°	99.3%
30 GeV	12°	97.3%
30 GeV	19°	95.3%
30 GeV	25°	87.3%
30 GeV	50°	97.1%
30 GeV	75°	97.0%
30 GeV	100°	100.0%
30 GeV	125°	100.0%
30 GeV	150°	100.0%

Tabelle 5.4: Bruchteil der Ereignisse, für den weniger als 1% der Energie des Elektrons außerhalb des energiereichsten Clusters gemessen wurde. Die Elektronen wurden direkt in den Crack bei $\phi = 0$ gelenkt.

Energie	Kalorimeterrad	Effizienz I	Effizienz II
15 GeV	CB2	92.7%	100.0%
15 GeV	CB3	81.7%	98.7%
15 GeV	FB1	98.3%	100.0%
15 GeV	FB2	57.7%	99.0%
15 GeV	IF	97.3%	99.3%

Tabelle 5.5: Bruchteil der Myonen, für den genau ein (Effizienz I) bzw. höchstens zwei (Effizienz II) LAr-Cluster je Myon rekonstruiert wurden.

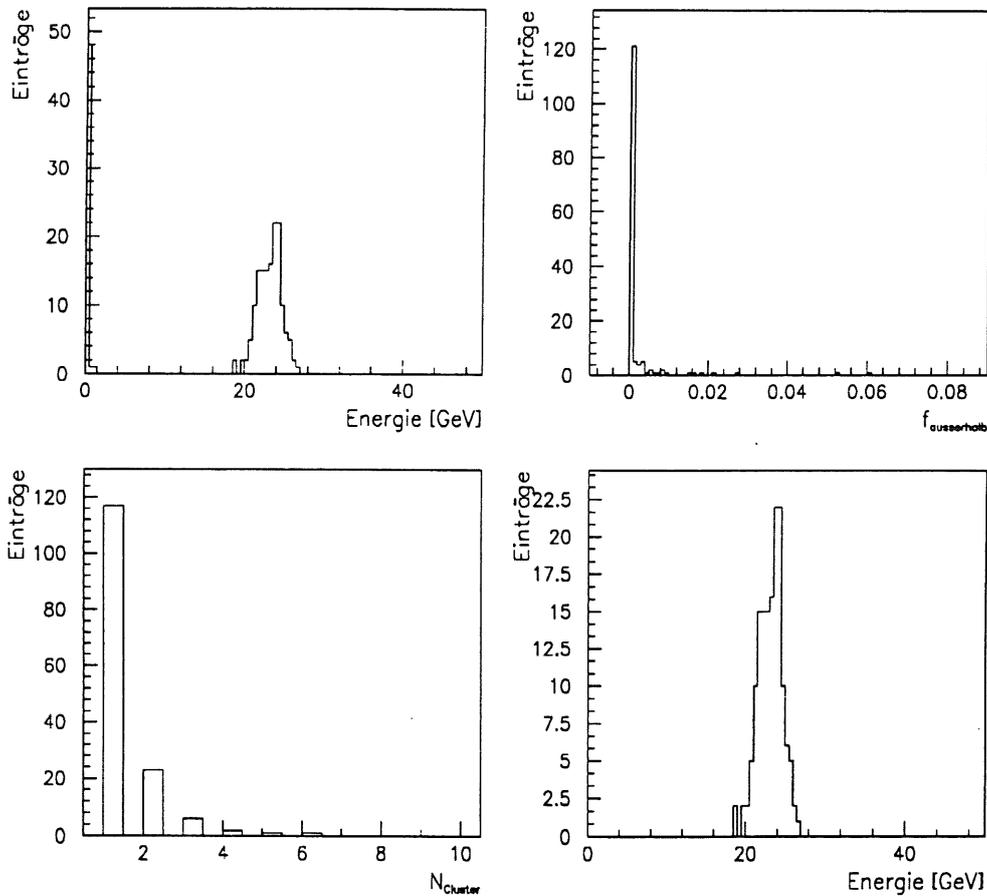


Abbildung 5.5: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Elektronen (30 GeV) in einem ϕ -Crack, oben rechts der Bruchteil der Energie, der außerhalb des energiereichsten Clusters rekonstruiert wurde, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters. Der Polarwinkel war hier $\theta = 19^\circ$. Ein ϕ -Crack bei $\theta = 19^\circ$ ist für das Clustering die kritischste Stelle des Kalorimeters. Hier treffen die Elektronen gleichzeitig auf einen ϕ -Crack einen z -Crack und einen r -Crack.

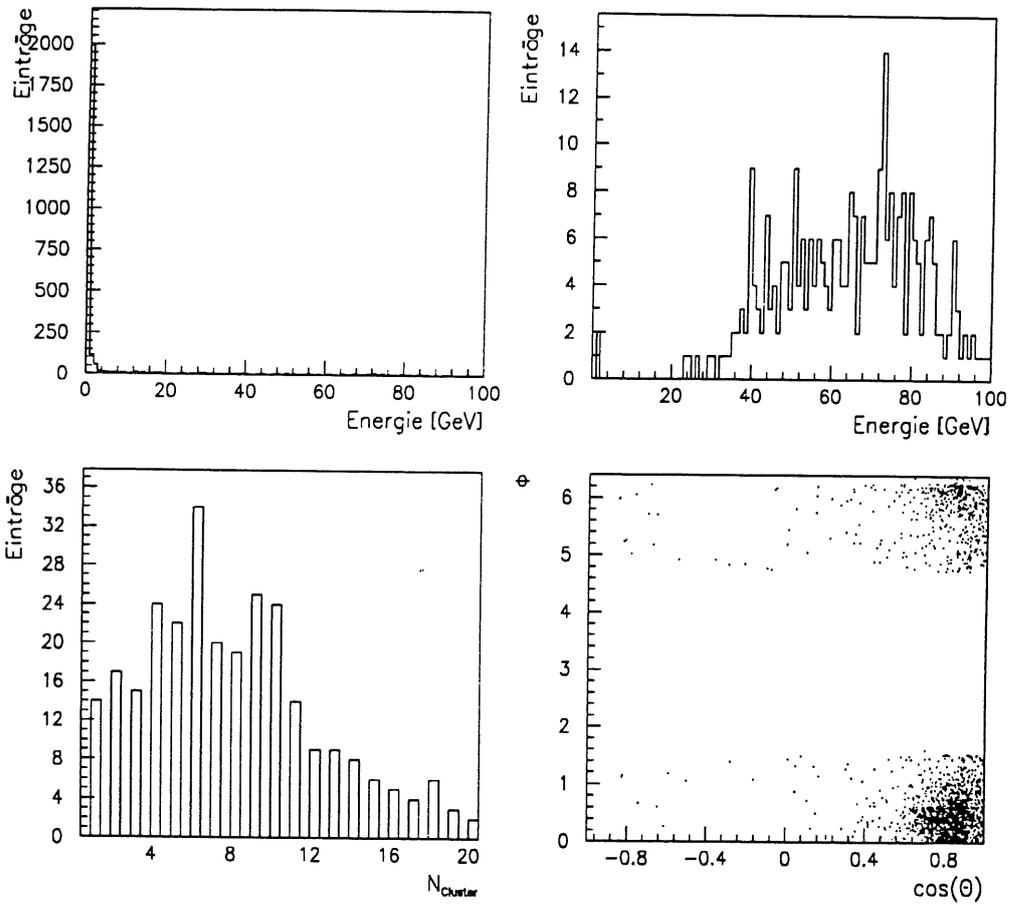


Abbildung 5.6: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Pionen (100 GeV) im FB1 Kalorimeterrad, oben rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters, unten links die Clustermultiplizität und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte.

5.3.2 Zwei-Teilchen-Separation

Die Qualität der Zwei-Teilchen-Separation im LAr-Clustering wurde an Hand von Photonenpaaren und Photon-Pion-Paaren getestet. Die Photonenpaare hatten dabei Energien von 50 GeV/50 GeV, 50 GeV/10 GeV bzw. 5 GeV/5 GeV. Die Separation der Photonen in θ betrug zwei bis fünf Grad. Die Photon-Pion-Paare hatten Energien von 20 GeV/60 GeV bzw. 50 GeV/100 GeV bei einer Separation von fünf Grad in Polarrichtung. Als Rekonstruktionseffizienz wird im weiteren der Bruchteil der Ereignisse bezeichnet, für die sowohl Energie als auch die Richtung der Photonen korrekt rekonstruiert wurden.

Zwei-Photon-Trennung im CB-Kalorimeterteil

Die Zwei-Photon-Trennung im CB Kalorimeterbereich ist in Abbildung 5.7 an Hand von 5 GeV Photonenpaaren im CB3-Kalorimeterteil illustriert. Man sieht in der Clusterenergieverteilung zwei Linien; die 5 GeV Linie, für die die Photonen gut getrennt wurden, und eine 10 GeV Linie, für die die Photonen nicht aufgelöst wurden. Ein ähnliches Verhalten ist bei allen anderen Energien zu beobachten. Ist das Clustering in der Lage zwei Main Chains zu bilden, dann entspricht die den einzelnen Main Chains zugeordnete Energie in fast allen Fällen auch der Energie der einzelnen Photonen. Eine unkorrekte Verteilung der Energie der beiden Photonen tritt praktisch nicht auf.

Die Rekonstruktionseffizienzen im CB Bereich sind in Tabelle 5.6 zusammengestellt. Im CB2-Kalorimeterrad beträgt die Breite einer Kalorimeterzelle in Polarrichtung etwa 5° . Die beiden Photonen treffen benachbarte Kalorimeterzellen und können erwartungsgemäß nicht getrennt werden. Die benachbarten Kalorimeterbereiche CB1 und CB3 befinden sich bei ähnlicher Größe der Kalorimeterzellen etwas weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Der von einer einzelnen Zelle abgedeckte Winkelbereich ist etwas geringer. Bereits hier ist $\Delta\theta = 5^\circ$ ein auflösbarer Winkelabstand. Die Häufigkeit, mit der die beiden Photonen getrennt werden können, hängt hier von der Energie der Photonen ab. Die Photonenpaare mit 50 GeV Energie je Photon werden in praktisch allen Fällen korrekt rekonstruiert. Zu niedrigeren Energien hin wird die Trennung der beiden Photonen immer schwieriger. Diese Energieabhängigkeit ist in dem näher am Wechselwirkungspunkt liegenden CB3 Bereich stärker zu sehen, als im CB1-Kalorimeterteil.

Zwei-Photon-Trennung im FB-Kalorimeterteil

Die Effizienzen der Zwei-Photon-Trennung im FB Kalorimeterbereich sind in Tabelle 5.7 zusammengefaßt. Photonen mit einer Separation von 5° in Polarrichtung werden im FB1-Kalorimeterrad bereits perfekt getrennt. Bei einer Separation von 3° kommt der Abstand der Photonen wieder in die selbe Größenordnung wie die Breite der Kalorimeterzellen. Im FB1-Kalorimeterrad sinkt die Rekonstruktionseffizienz auf etwa 75%. Im FB2-Kalorimeterrad ist die Rekonstruktionseffizienz auch bei einer Separation von 3° für alle Energien bereits größer als 95%. Die Zwei-Photon-Trennung im FB Kalorimeterbereich ist in Abbildung 5.8 am Beispiel von 50 GeV/10 GeV Photonenpaaren im FB1-Kalorimeterrad illustriert.

Kalorimeterrad	Öffnungswinkel	Energien	Effizienz
CB1	5°	50GeV/50GeV	100.0%
CB1	5°	50GeV/10GeV	94.6%
CB2	5°	50GeV/50GeV	0.0%
CB2	5°	50GeV/10GeV	0.0%
CB2	5°	5GeV/5GeV	0.0%
CB3	5°	50GeV/50GeV	94.3%
CB3	5°	50GeV/10GeV	73.8%
CB3	5°	5GeV/5GeV	66.8%

Tabelle 5.6: Bruchteil der Ereignisse, für den Energie und Richtung beider Photonen korrekt rekonstruiert wurden.

Kalorimeterrad	Öffnungswinkel	Energien	Effizienz
FB1	5°	50GeV/50GeV	100.0%
FB1	5°	50GeV/10GeV	99.7%
FB1	3°	50GeV/50GeV	70.3%
FB1	3°	50GeV/10GeV	80.0%
FB1	3°	5GeV/5GeV	73.3%
FB2	3°	50GeV/50GeV	95.6%
FB2	3°	50GeV/10GeV	98.6%
FB2	3°	5GeV/5GeV	98.0%

Tabelle 5.7: Bruchteil der Ereignisse, für den Energie und Richtung beider Photonen korrekt rekonstruiert wurden.

Zwei-Photon-Trennung im IF-Kalorimeter

Da das IF-Kalorimeterrad die feinste Segmentierung besitzt und sich gleichzeitig am weitesten vom Wechselwirkungspunkt entfernt befindet, erwartet man dort die besten Ergebnisse für die Zwei-Photon-Trennung. Es wurden Photonpaare mit Separationen von 5° und 2° in Polarrichtung untersucht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.8 zusammengefaßt. Die Zwei-Photon-Trennung ist in Abbildung 5.9 illustriert. Bei den untersuchten Abständen der Photonen werden die beiden Photonen praktisch immer perfekt getrennt. In Studien an bei H1 genommenen Daten konnten im IF-Kalorimeterrad π^0 -Teilchen mit Energien bis zu 12 GeV aus den Zerfallsphotonen rekonstruiert werden. Die π^0 -Linie in der Verteilung der invarianten Masse der Photonpaare kann zur Kalibration des Kalorimeters verwendet werden.

Photon-Hadron-Trennung

Um zu untersuchen, ob Photonen in der Nähe hadronischer Schauer ohne Verfälschung von Energie und Richtung rekonstruiert werden können, wurden Pion/Photon-Paare simuliert. Die Separation der Teilchen betrug 5°, ihre Energie 60 GeV/20 GeV im CB Bereich des Kalorimeters und 100 GeV/50 GeV in FB und IF Bereich des Kalorimeters. Die Rekonstruktionseffizienzen sind in Tabelle 5.9 zusammengestellt. Die Häufigkeit,

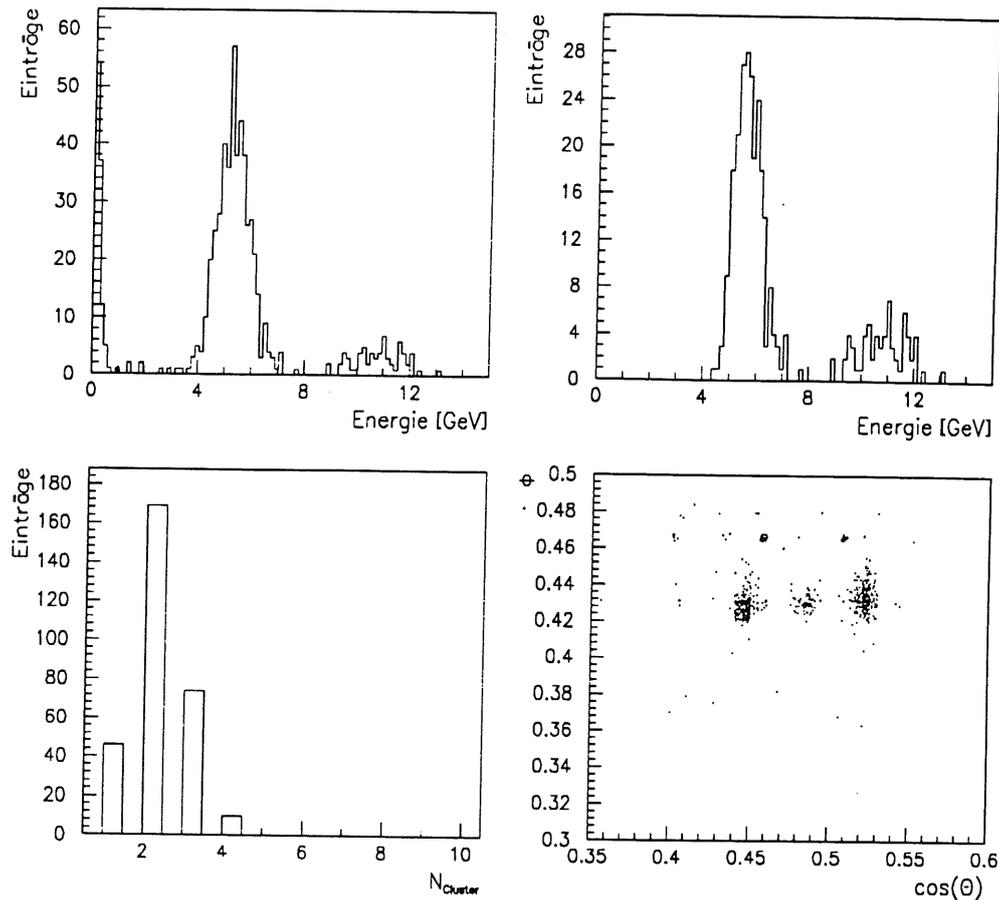


Abbildung 5.7: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Photonenpaare (je 5 GeV) im CB3 Kalorimeterrad, oben rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte. Die Photonen haben in Polarrichtung 5° Abstand.

mit der Energie und Richtung des Photons korrekt rekonstruiert wird, beträgt im CB Bereich des Kalorimeters etwa 60%. Im FB Bereich liegt die Effizienz bei 90%, im IF Bereich bei fast 100%. Die Rekonstruktion von Photonen in unmittelbarer Nähe hadronischer Schauer ist in Abbildung 5.10 an Hand des IF-Kalorimeterteils illustriert. In der Korrelation von Energie und Polarposition der rekonstruierten Cluster sind die Photonen klar zu sehen.

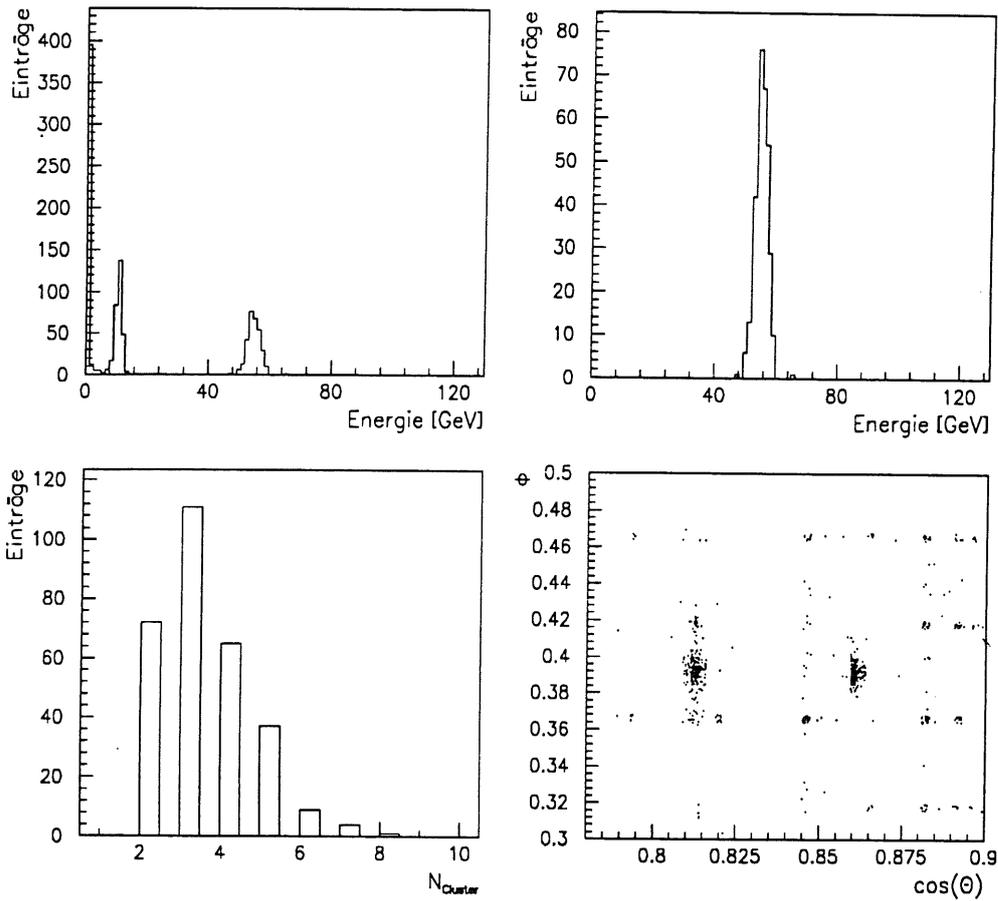


Abbildung 5.8: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Photonennpaare (10 GeV/50 GeV) im FB1 Kalorimeterrad oben rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte. Die Photonen haben in Polarrichtung 5° Abstand.

Kalorimeterrad	Öffnungswinkel	Energien	Effizienz
IF	5°	50GeV/50GeV	99.5%
IF	5°	50GeV/10GeV	99.7%
IF	2°	50GeV/50GeV	91.9%
IF	2°	50GeV/10GeV	98.6%

Tabelle 5.8: Anteil der Ereignisse, für die Energie und Richtung der beiden Elektronen bei korrekter Energieaufteilung rekonstruiert wurden.

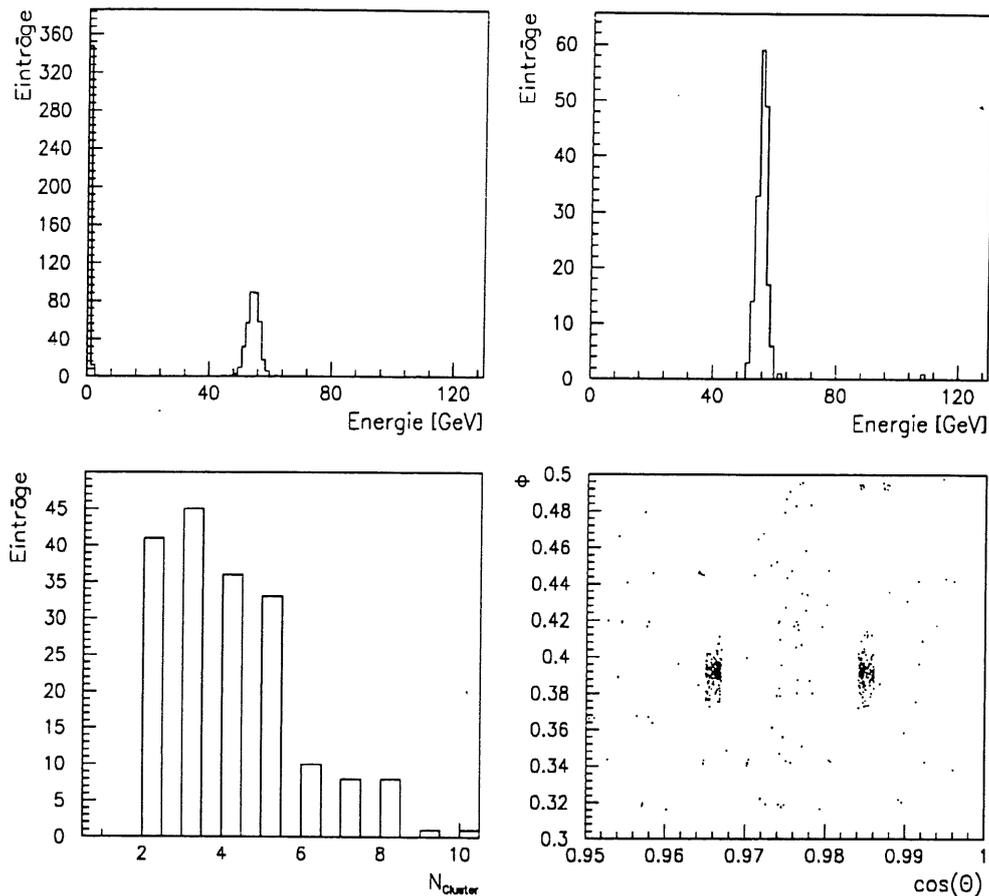


Abbildung 5.9: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Photonennpaare (je 50 GeV) im IF Kalorimeterrad, oben rechts die Energie des jeweils energiereichsten Clusters, unten links die Zahl der Cluster und unten rechts die Winkelverteilung der Clusterschwerpunkte. Die Photonen haben in Polarrichtung 2° Abstand.

Kalorimeterrad	Öffnungswinkel	Energien (Pion/Photon)	Effizienz
CB1	5°	60 GeV/20 GeV	69.6%
CB2	5°	60 GeV/20 GeV	55.5%
CB3	5°	60 GeV/20 GeV	59.5%
FB1	5°	100 GeV/50 GeV	82.3%
FB2	5°	100 GeV/50 GeV	91.8%
IF	5°	100 GeV/50 GeV	57.7%

Tabelle 5.9: Anteil der Ereignisse, für die Energie und Richtung des Photons korrekt rekonstruiert wurden.

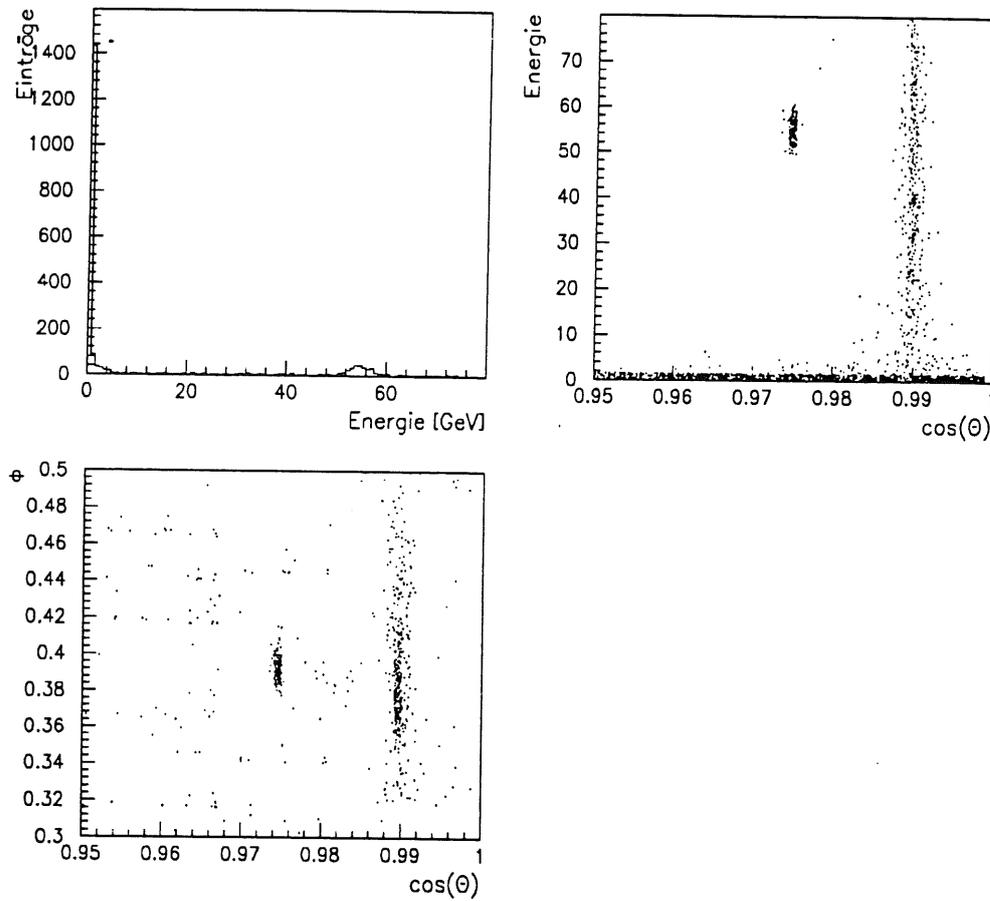


Abbildung 5.10: Gezeigt ist oben links die Verteilung der Energie aller rekonstruierten Cluster für Pion-Photon-Paare (100 GeV/50 GeV) im IF Kalorimeterrad, oben rechts die Korrelation zwischen Clusterenergie und Polarwinkel des Clusterschwerpunkts und unten links die Zahl der Cluster. Die Teilchen haben in Polarrichtung 5° Abstand.

6 Die Wichtungsmethode in der hadronischen Energierekonstruktion bei H1

Eine wesentliche Prämisse dieser Arbeit war die Mitverwendung des hadronischen Endzustands bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Da das H1-LAr-Kalorimeter nicht kompensierend ist, ist es unabdingbar, die elektromagnetische Kalibration durch eine Kalibration der durch Hadronen im Kalorimeter deponierten Energie zu ergänzen. Ziel der hadronischen Kalibration ist es bei einer Genauigkeit der absoluten Energiemessung von 4% eine Energieauflösung von $55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ zu erreichen.

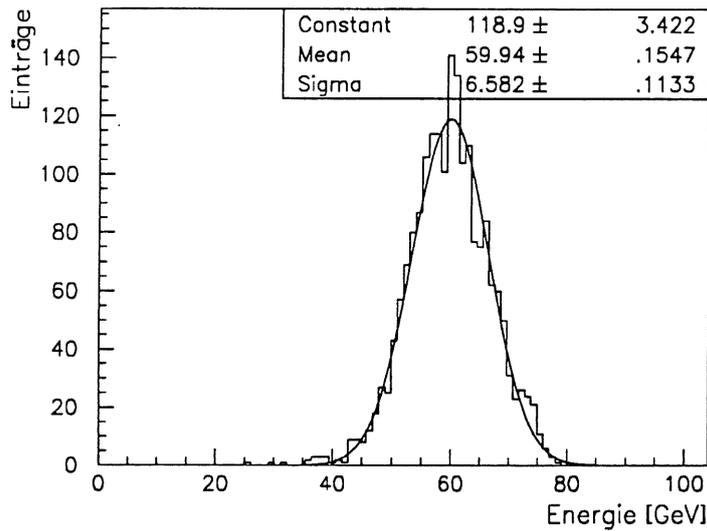


Abbildung 6.1: *Energieverteilung (Energiemessung auf der elektromagnetischen Skala) für Jets in FB2 Richtung bei 80 GeV Jetenergie. Die durchgezogene Linie ist eine an die Daten angepasste Gaußfunktion.*

In Abbildung 6.1 ist die für Jets von 80 GeV Energie auf der elektromagnetischen Skala gemessene Energie gezeigt. Die durchgezogene Linie ist eine an die Verteilung angepasste Gaußfunktion. Die Parameter der Gaußfunktion sind in der Abbildung angegeben. Man sieht, daß auf der elektromagnetischen Skala die Jetenergie um etwa 25% unterschätzt wird. Auch die Breite der Verteilung, und damit die Energieauflösung, liegt mit $\sigma = 6.6$ GeV weit über dem Designwert (ca. 4.4 GeV). Die Notwendigkeit einer hadronischen Kalibration bestätigt sich in gleicher Weise bei allen anderen Jetenergien und Jetrichtungen (siehe auch [65], Tabelle 1.1.).

Die großen systematischen Abweichungen bei der absoluten Energiemessung sind darauf zurückzuführen, daß das H1-LAr-Kalorimeter nicht kompensierend ist. Die Skalen für die Energiemessung an elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterscheiden sich im H1-Kalorimeter um etwa 30%. Die schlechte Energieauflösung hat ihre Ursachen zum Teil in den hadronischen Schauerfluktuationen, im wesentlichen aber ebenfalls im nichtkompensierenden Verhalten des Kalorimeters. Unterschiede im elek-

tromagnetischen Anteil der einzelnen Jets führen zu großen Fluktuationen der gemessenen Energie.

Durch Anwenden der Wichtungsmethode kann die nichtkompensierende Eigenschaft des Kalorimeters so korrigiert werden, daß sich das Kalorimeter in der Analyse wie ein kompensierendes Kalorimeter verhält [70].

Im weiteren wird die Wichtungsmethode für das H1-LAr-Kalorimeter zur Anwendungsreife gebracht. Dabei werden mit Monte-Carlo-Methoden in detaillierter Detektorsimulation erzeugte Jetdaten verwendet. Es wird eine Methode entwickelt, die es erlaubt, die von Hadronen im LAr-Kalorimeter deponierte Energie zu erkennen und zu kalibrieren. Eine Parametrisierung dieser hadronischen Kalibration als Funktion der Jetenergie wird angegeben. Sie wird bei H1 in der hadronischen Kalibration des LAr-Kalorimeters bei allen Jetenergien größer 7 GeV angewendet.

6.1 Kalibrationsdaten, Kalibrationsmethoden und Optimierungsprozeduren

Zur Bestimmung der hadronischen Kalibration des H1-LAr-Kalorimeters wurden mit JETSET 6.3 generierte u-Quark-Jets verwendet. Es wurde eine detaillierte Detektorsimulation durchgeführt. Die elektromagnetische Komponente der Jets wurde mit EGS 4, die hadronische Komponente mit GHEISHA 8 simuliert. Es wurde GEANT 3.14 verwendet. Es wurden Jets unter fünf verschiedenen Polarwinkeln simuliert (siehe Tabelle 6.1). In jeder Richtung wurden fünf bzw. sechs Energiepunkte verwendet. Die Jetenergien sind 5 GeV, 10 GeV, 20 GeV, 40 GeV, 80 GeV und in FB1, FB2 und IF Richtung zusätzlich 250 GeV.

Kalorimeterrad	Polarrichtung
CB2	79.0°
CB3	53.5°
FB1	34.3°
FB2	25.0°
IF	10.1°

Tabelle 6.1: Die bei der hadronischen Kalibration des H1-LAr-Kalorimeters verwendeten Jetrichtungen.

Die im weiteren verwendeten Kalibrationsmethoden sind die lineare Kalibration und die Wichtungsmethode. Bei linearer Kalibration gilt folgende Beziehung zwischen der in einer Kalorimeterzelle auf der elektromagnetischen Skala gemessenen Energie, E_{Zelle}^0 , und der rekonstruierten hadronischen Energie, E_{Zelle} :

$$\{E_{Zelle}(E_{Zelle}^0) = C \cdot E_{Zelle}^0\}_{EMC/HAG}.$$

Für die Wichtungsmethode wird folgender Ansatz verwendet [66]:

$$\left\{ \frac{E_{Zelle}(E_{Zelle}^0)}{E_{Zelle}^0} = C_1 \cdot \exp(-C_2 \cdot E_{Zelle}^0/V_{Zelle}) + C_3 \right\}_{EMC/HAC}$$

Dabei ist V_{Zelle} das geometrische Volumen der betrachteten Kalorimeterzelle. Die Kalibrationsparameter C_i werden für EMC und HAC in separaten Optimierungsprozeduren (χ^2 -Minimierung) bestimmt. Es wird dabei die Differenz zwischen rekonstruierter Energie, $E_{Reko.}$, und wirklich im Kalorimeter deponierter Energie, $E_{Depo.}$, unter der Randbedingung minimiert, daß die mittlere rekonstruierte Energie und die mittlere deponierte Energie gleich sind:

$$\left\{ \chi^2 = \sum_{Ereignisse} (E_{Reko.} - E_{Depo.})^2 \Big|_{\langle E_{Reko.} \rangle = \langle E_{Depo.} \rangle} \right\}_{EMC/HAC}$$

Durch die Verwendung der im Kalorimeter deponierten Energien werden Effekte von totem Material vor dem Kalorimeter, von nach hinten das Kalorimeter verlassenden Teilchen und die Energieaufteilung zwischen EMC und HAC automatisch berücksichtigt.

Es werden mehrere Methoden zur Berechnung von $E_{Reko.}$ untersucht. Es gilt der allgemeine Ansatz:

$$\left\{ E_{Reko.} = \sum_{Zellen} E_{Zelle}(E_{Zelle}^0) + E_{Selekt.} \right\}_{EMC/HAC}$$

Die verschiedenen Methoden unterscheiden sich in den Bedingungen, unter denen die hadronische Kalibration Anwendung findet, und in der Behandlung der übrigen Energie, $E_{Selekt.}$:

- Bei hadronischer Kalibration ohne Zusatzbedingungen läuft die obige Summe über alle Kalorimeterzellen. Die hadronische Kalibration wird in jedem Fall angewendet. Es gilt:

$$E_{Selekt.} = 0.$$

- Bei hadronischer Kalibration mit Vorselektion elektromagnetischer Schauer wird die Energieverteilung basierend auf dem LAr-Clustering auf Elektronen- und Photonenkandidaten hin untersucht. Die dabei ausgewählten LAr-Cluster werden nicht der hadronischen Kalibration unterworfen, sondern abgesehen von einer kleinen Korrektur zum Ausgleich des Einflusses der Unterdrückung des Rauschens auf der idealen elektromagnetischen Skala belassen:

$$E_{Selekt.} = \sum_{Selekt.} E_{Zelle}^0 \cdot f_{Rauschen}$$

- Bei hadronischer Kalibration mit Energieschwelle für zu wichtende Zellen werden nur Zellen mit Energien oberhalb einer bestimmten Energieschwelle der hadronischen

Kalibration unterworfen. Alle anderen Energien bleiben auf der elektromagnetischen Skala. So kann einer Verstärkung des Rauschens in der hadronischen Kalibration entgegengewirkt werden. Es gilt:

$$E_{\text{Selekt.}} = \sum_{E_{\text{Zelle}}^0 < E_{\text{Schwelle}}} E_{\text{Zelle}}^0.$$

6.2 Lineare Kalibration

Die Energie- und Richtungsabhängigkeit der hadronischen Kalibration sowie die mit dieser Methode erzielbare Energieauflösung wurden an Hand der linearen Kalibration untersucht. Dabei gilt:

$$\left\{ E_{\text{Zelle}}(E_{\text{Zelle}}^0) = C \cdot E_{\text{Zelle}}^0 \right\}_{\text{EMC/HAC}}$$

Der Kalibrationsparameter C wurde mittels der in Kapitel 6.1 beschriebenen Optimierungsprozedur bestimmt. Die Daten wurden zur Unterdrückung des Rauschens einem topologischen $2/4\sigma$ -Schnitt unterworfen.

Die Energieabhängigkeit der Kalibration ist in allen Bereichen des Kalorimeters sehr ähnlich (siehe auch [65], Abbildungen 3.1 und 3.2). Die Kalibrationskonstanten fallen mit steigender Jetenergie rasch ab. Bei großen Jetenergien zeigen sie in guter Näherung ein asymptotisches Verhalten. Die Energieabhängigkeit der Kalibration ist durch eine Exponentialfunktion und einen zusätzlichen, kleinen, linearen Term in allen Kalorimeterbereichen gut parametrisierbar. Für weitere Einzelheiten siehe [65], Kapitel 3.

Bezüglich der Richtungsabhängigkeit der Kalibration unterscheiden sich EMC und HAC (siehe auch [65], Abbildungen 3.3 und 3.4). Nur die Bandbreite der Richtungsvariation der Kalibrationskonstante ist mit 10% in beiden Kalorimeterbereichen etwa gleich groß. Im EMC steigt die Kalibrationskonstante für alle Jetenergien von IF zu FB1 hin rasch an. Der Anstieg wird bei großen Jetenergien langsam flacher. Im CB Bereich entwickelt sich ein Plateauverhalten. Auch im HAC findet man die stärksten Richtungsabhängigkeiten im Bereich IF bis FB1, doch auch im CB Bereich bleibt im HAC, im Gegensatz zum EMC, eine deutlich Richtungsabhängigkeit bestehen.

Jetrichtung	$A_{\text{Samp.}}$	$B_{\text{Konst.}}$
CB2	$(65.5 \pm 0.9)\% \sqrt{\text{GeV}}$	$(3.41 \pm 0.30)\%$
CB3	$(65.9 \pm 0.9)\% \sqrt{\text{GeV}}$	$(3.77 \pm 0.29)\%$
FB1	$(68.1 \pm 0.7)\% \sqrt{\text{GeV}}$	$(3.87 \pm 0.12)\%$
FB2	$(71.3 \pm 0.7)\% \sqrt{\text{GeV}}$	$(4.08 \pm 0.11)\%$
IF	$(69.4 \pm 0.7)\% \sqrt{\text{GeV}}$	$(3.33 \pm 0.12)\%$

Tabelle 6.2: *Samplingbeitrag und konstanter Beitrag zur Energieauflösung bei linearer Kalibration.*

An die mit dieser Methode erzielte Energieauflösung wurde für Jetenergien größer 5 GeV die in [67] gegebene Parametrisierung angepaßt:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A_{Samp.}^2}{E} + B_{Konst.}^2 + \frac{C_{Rauschen}^2}{E^2}}. \quad (6.1)$$

Der Anteil des Rauschens wurde auf Null gesetzt. Die so gefundenen Beiträge zur Energieauflösung sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Es ergibt sich ein Samplingterm von $65\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ bis $70\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Der konstante Beitrag zur Energieauflösung beträgt 3.5% bis 4%. Im interessanten Energiebereich ist die hadronische Energieauflösung besser als $100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ und damit im Vergleich zur auf der elektromagnetischen Skala erreichten Energieauflösung bereits wesentlich verbessert worden. Für die bei H1 geforderte Präzision ist das Resultat, und damit die lineare Kalibration, insbesondere für große Jetenergien allerdings nicht hinreichend.

6.3 Grundlegende Studien zur hadronischen Kalibration

Um eine hadronische Kalibration des H1-LAr-Kalorimeters zu gewinnen, die den Designansprüchen an Energieauflösung und absolute Energiemessung gerecht wird, wurde die von J. P. Dishaw [68] eingeführte Wichtungsmethode weiterentwickelt.

Als Wichtungsfunktion wurde dabei eine Exponentialfunktion ähnlich der in [69] eingeführten Beziehung

$$\left\{ \frac{E_{Zelle}(Q_{Zelle})}{Q_{Zelle}} = C_1 \cdot \exp(-C_2 \cdot Q_{Zelle}) + C_3 \right\}_{EMC/HAC}$$

verwendet. Hier war E_{Zelle} die in einer Kalorimeterzelle rekonstruierte Energie auf der hadronischen Skala und Q_{Zelle} die in dieser Zelle gemessene Ladung.

Es wurden folgende konzeptionelle Änderungen durchgeführt:

- Die hadronische Kalibration geht nicht von der rekonstruierten Ladung sondern von der auf der elektromagnetischen Skala gemessenen Energie aus. Dadurch hat man die Möglichkeit, an Hand simulierter Daten zu kalibrieren.
- Im Exponenten wird die rekonstruierte Ladung durch die Energiedichte ersetzt. Die Normierung auf das geometrische Volumen der einzelnen Kalorimeterzellen reduziert die Energieabhängigkeit der Kalibration erheblich [66]. Auch die durch die in verschiedenen Kalorimeterteilen stark unterschiedliche Zellgröße verursachte Richtungsabhängigkeit der Kalibration wird im wesentlichen beseitigt.
- Auf der Basis des LAr-Clustering wird eine Vorselektion elektromagnetischer Schauer durchgeführt. Für elektromagnetische Schauer ist die elektromagnetische Skala korrekt. Sie der hadronischen Kalibration zu unterwerfen, würde die Energierekonstruktion lokal verschlechtern.

- Kalorimeterzellen mit Energien kleiner als 3σ werden nicht gewichtet, um die Verstärkung des Rauschens bei der hadronischen Kalibration zu minimieren.
- Die Kalibrationsparameter in EMC und HAC werden unabhängig voneinander in zwei aufeinanderfolgenden Optimierungsschritten bestimmt. So werden ungewollte Korrelationen zwischen den Kalibrationskonstanten in EMC und HAC von vorn herein vermieden.

6.3.1 Vorselektion elektromagnetischer Schauer

Das Signal elektromagnetischer Schauer ist auf der elektromagnetischen Skala korrekt kalibriert. Es ist daher wichtig, die hadronische Kalibration für elektromagnetische Schauer nicht anzuwenden. Auch die Abhängigkeit der Kalibration vom elektromagnetischen Anteil der Jets kann durch Ausfiltern der elektromagnetischen Anteile abgeschwächt werden. Die Grundlage der Selektion elektromagnetischer Schauer bildet das LAr-Clustering [64]. Es gibt einem auch in sehr komplizierten Ereignistopologien die Möglichkeit elektromagnetische Schauer von hadronischen Schauern zu trennen. Zur Identifikation der zu isolierten elektromagnetischen Schauern gehörenden LAr-Cluster, den elektromagnetischen Clustern, wurden einfache, für die Teilchenidentifikation entwickelte Algorithmen, sogenannte Estimatoren, verwendet [71]. Sie konvertieren eine gegebene Effizienz der Elektronenidentifikation in ein Wertefenster für das gerade betrachtete Schauermerkmal. Die Schauermerkmale sind in den Estimatoren an Hand von CERN-Kalibrationsdaten als Funktion der Clusterenergie, der Clusterposition im Kalorimeter und der Effizienz der Elektronenidentifikation parametrisiert worden.

Es wurden folgende Schauermerkmale verwendet:

- EAK0: Verhältnis der in der ersten Schicht des Kalorimeters gemessenen Energie eines Clusters zur Gesamtenergie des Clusters.
- EAH4: Verhältnis der in den vier Zellen größter Ladungsdichte gemessenen Energie zur Gesamtenergie des Clusters.

Um eine Methode zu finden, die es erlaubt bei minimaler Fehlinterpretation hadronischer Energie eine maximale Menge elektromagnetischer Cluster zu identifizieren, wurde eine große Zahl möglicher Kombinationen von Schauermerkmalen unter Verwendung verschiedener Randbedingungen und Effizienzen untersucht. Details hierzu sind in [65], Kapitel 4.1 nachzulesen. Die folgenden Kriterien bilden eine mögliche, effektive Vorgehensweise zur Vorselektion elektromagnetischer Cluster. Sie werden im Wichtungsmodul der H1-Rekonstruktionssoftware eingesetzt. Ein Cluster wird als elektromagnetisch klassifiziert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- Die Energie des Clusters ist größer 1 GeV.
- Der Energieschwerpunkt des Clusters ist weiter als 44 mrad von allen ϕ -Cracks entfernt.

- Auf der elektromagnetischen Skala wurde mehr als 80% der Energie des Clusters im EMC gemessen.
- Der Cluster erfüllt gleichzeitig beide Kriterien, EAK0 und EAH4, bei einer Effizienz der Elektronenidentifikation von jeweils 99%.

Mit diesem Schema erzielt man eine mittlere Vorselektionseffizienz für elektromagnetische Schauer von 20% bis 40% des gesamten im EMC deponierten elektromagnetischen Anteils der Jets. Für Jets mit 5 GeV Energie ist die Effizienz wegen des Schnitts in der Clusterenergie etwas erniedrigt. Im mittleren Energiebereich werden in allen Kalorimeterbereichen gleichermaßen Effizienzen von etwa 40% erreicht. Bei sehr großen Jetenergien fällt die Effizienz langsam wieder ab, da mit steigender Jetenergie der Öffnungswinkel eines Jets geringer wird. Es kommt häufiger zu signifikantem räumlichem Überlapp zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern, was dann eine Trennung a priori unmöglich macht.

Es ist bemerkenswert, daß außer bei sehr niederenergetischen Jets oft entweder der größte Teil der im EMC durch elektromagnetische Schauer deponierten Energie gefunden wird, oder nur ein relativ kleiner Teil dieser Energie vorselektiert wird (siehe auch [65], Abbildung 4.3). Unabhängig von der Kalorimeterregion und der Jetenergie ist es mit der gegebenen Methode möglich, für 10% bis 20% der Jets mehr als 85% der im EMC deponierten elektromagnetischen Energie korrekt zu klassifizieren.

Im Mittel werden etwa 1.5% der hadronischen Energie falsch zugeordnet, immer aber weniger als 4%. Dies ist klein genug, keine Verschlechterung der hadronischen Energieauflösung zu bewirken (siehe auch [65], Abschnitt 4.2).

6.3.2 Korrektur des Einflusses der Unterdrückung des Rauschens auf die Energiemessung an elektromagnetischen Schauern

Zur Energierekonstruktion an elektromagnetischen Clustern wird die ideale elektromagnetische Skala verwendet. Um die Energierekonstruktion weiter zu verbessern, wurde zusätzlich der Einfluß der Unterdrückung des Rauschens korrigiert. Dazu wurden im elektromagnetischen Teil jedes Kalorimeterrads jeweils 200 Elektronen einer Energie von 20 GeV simuliert. Die Energie der Elektronen wurde unter Verwendung der elektromagnetischen Skala und der in der Simulation bekannten, in totem Material deponierten Energie rekonstruiert. Die aus dem Vergleich von deponierter und rekonstruierter Energie gewonnenen Korrekturfaktoren sind als Funktion des Schnitts gegen Rauschen in Tabelle 6.3 angegeben. Die Energieabhängigkeit der Korrekturen wurde an Hand von Elektronen mit 5 GeV Energie getestet. Sie erwies sich als gering ($O(1\%)$).

Kalorimeterenteil	Schnitt gegen Rauschen						
	$0 \cdot \sigma_{noise}$	$1 \cdot \sigma_{noise}$	$2 \cdot \sigma_{noise}$	$3 \cdot \sigma_{noise}$	$2/4 \cdot \sigma_{noise}$	$4 \cdot \sigma_{noise}$	$5 \cdot \sigma_{noise}$
CB1E	1.011	1.027	1.033	1.041	1.033	1.046	1.054
CB2E	1.011	1.024	1.037	1.039	1.032	1.046	1.050
CB3E	1.006	1.024	1.040	1.046	1.042	1.054	1.059
FB1E	0.999	1.010	1.023	1.034	1.025	1.046	1.049
FB2E	1.001	1.013	1.028	1.040	1.030	1.049	1.057
IFE	1.003	1.014	1.030	1.042	1.032	1.050	1.058

Tabelle 6.3: *Verhältnis der im Mittel von Elektronen mit 20 GeV Energie im Kalorimeter deponierten Energie zur im Mittel auf der idealen elektromagnetischen Skala rekonstruierten Energie für verschiedene Schnitte zur Unterdrückung des Rauschens.*

6.3.3 Gegenseitige Abhängigkeiten von Wichtungsmethode und Rauschsignal

Einfluß der Unterdrückung des Rauschens auf die Qualität der hadronischen Kalibration

Der Einfluß der Unterdrückung des Rauschens auf die hadronische Energieauflösung wurde untersucht, indem für verschiedene Schnitte Wichtungsparameter optimiert, und die erzielten Energieauflösungen verglichen wurden. Der Schnitt gegen Rauschen wurde dabei in $1 \cdot \sigma$ -Schritten von $0 \cdot \sigma$ auf $5 \cdot \sigma$ erhöht. Zusätzlich wurde der topologische $2/4\sigma$ Schnitt untersucht. Die Studie wurde in zwei Kalorimeterbereichen (CB2 und FB1) bei 5 GeV und 80 GeV Jetenergie durchgeführt.

Da die Wichtungsmethode von der elektromagnetischen Skala ausgeht, ist die Referenz der Studie das Verhalten der Energiemessung auf der elektromagnetischen Skala. Für Jets mit 5 GeV Energie findet man auf der elektromagnetischen Skala mit steigendem Schnitt eine kontinuierliche Abnahme des Signals um bis zu 50%. Zugleich verschlechtert sich die Energieauflösung von etwa 25% auf etwa 40%. Für 80 GeV Jets variieren auf der elektromagnetischen Skala sowohl das gemessene Signal als auch die erzielte Energieauflösung im untersuchten Bereich der Schnitte um 10% bis 15%. Dieses Verhalten wird für jede beliebige hadronische Kalibration ebenfalls erwartet. Abweichungen hiervon sind Besonderheiten der gewählten Methode zur hadronischen Kalibration.

Man findet, daß die Verbesserung der Energieauflösung durch die Wichtungsmethode für Jets mit 80 GeV Energie nicht vom verwendeten Schnitt abhängt. Für niederenergetische Jets gilt die selbe Aussage für Schnitte größer als $1 \cdot \sigma$. Bei den kleinsten Schnitten findet man hier eine über die Erwartung hinausgehende Verbesserung der Energieauflösung durch Wichten. Bei realistischen Schnitten zur Unterdrückung des Rauschens gibt es keinen Einfluß des Schnitts auf die Funktionalität der Wichtungsmethode. (siehe auch [65], Kapitel 4.2).

Die erzielbare Energieauflösung hängt stark vom verwendeten Schnitt ab. Von einem 5σ -Schnitt ausgehend verbessert sich die erzielbare Energieauflösung auch bei hohen

Jetenergien zu kleineren Schnitten hin wesentlich. Für 80 GeV Jets findet man eine Verbesserung der Energieauflösung um bis zu 15%. Für 5 GeV Jets verbessert sich die Energieauflösung um bis zu 45%.

Abhängigkeit der Form der Wichtungsfunktion von der Unterdrückung des Rauschens

Die Abhängigkeit der Form der Wichtungsfunktion vom Noiseschnitt, und damit vom Verhältnis von Signal und Rauschen, ist von wesentlichem Interesse. Werden die Wichtungsparameter bei veränderten Rauschbedingungen nicht neu bestimmt, dann erwartet man auf Grund der exponentiellen Verstärkung der Energie in Zellen kleiner Ladungsdichte starke Einflüsse auf Energieauflösung und absolute Energiemessung. Um diese Einflüsse zu studieren, wurden die für einen $2/4\cdot\sigma$ -Schnitt optimierten Wichtungsparameter bei anderen Schnitten angewendet (siehe auch [65], Abbildung 4.7).

Man findet, daß die Energieauflösung, die mit für den $2/4\cdot\sigma$ -Schnitt optimierten Parametern erzielt wird, sich nur geringfügig von der bei erneuter Optimierung der Kalibrationsparameter erzielten Auflösung unterscheidet. Darüber hinaus bleibt die absolute Energiemessung, abgesehen von dem bereits auf der elektromagnetischen Skala beobachteten Effekten praktisch unberührt. Es gibt nur sehr kleine systematische Fehler der absoluten Energiemessung auf Grund der Abhängigkeit der Form der Wichtungsfunktion von der Unterdrückung des Rauschens. Im Falle einer Veränderung des Verhältnisses von Signal und Rauschen, beispielsweise durch eine Korrektur der elektromagnetischen Skala, wird es nicht nötig die Wichtungsparameter in einer zeitaufwendigen Prozedur neu zu bestimmen. Es reicht aus, die Parameter C_1 und C_3 mit einem geeigneten Faktor zu multiplizieren.

Verstärkung des Rauschens durch Anwenden der Wichtungsmethode

Da das Signalverhältnis von elektromagnetischen und hadronischen Schauern (e/π -Verhältnis) im H1-LAr-Kalorimeter größer als eins ist, wird das Signal des Rauschens in der hadronischen Kalibration im Vergleich zum auf der elektromagnetischen Skala gemessenen Rauschen verstärkt. Die Verstärkung des Rauschens in der Wichtungsmethode wurde an Hand von Ereignissen untersucht, die mit einem Zufallstrigger im Frühjahr 1992 mit dem H1-Detektor genommen worden waren. Auf der elektromagnetischen Skala mißt man für diese Ereignisse im LAr-Kalorimeter bei einem $2\cdot\sigma$ -Schnitt gegen Rauschen 55 GeV Energie. Bei einem 5σ -Schnitt mißt man 0.55 GeV. Für den in der Messung der Strukturfunktion verwendeten $2/4\cdot\sigma$ -Schnitt beträgt das über das gesamte Kalorimeter integrierte Rauschsignal im Mittel 2 GeV.

Die bei einem $2/4\cdot\sigma$ -Schnitt bzw. ohne Schnitt für niederenergetische Jets (5 GeV) gefundene Kalibration wurde für die Zufallstrigger angewendet. Als Funktion des in der Analyse verwendeten Schnitts fällt die Verstärkung des Rauschens mit steigendem Schnitt ab. Für einen $2/4\sigma$ -Schnitt wird das Signal des Rauschens im Mittel auf das 2.17-fache verstärkt. Das integrierte Signal in Zufallstriggern beträgt dann 4.3 GeV. Für kleine Werte des Impulsübertrages ist diese Energie bei kleinen x von fast der selben Größe wie die Energie des gestreuten Quarks.

Wichten oberhalb einer Energieschwelle

Im weiteren wird eine Methode vorgestellt, die es erlaubt, die Verstärkung des Rauschsignals in der hadronischen Kalibration zu minimieren. Dabei werden alle Kalorimeterzellen unterhalb einer bestimmten Energieschwelle (in $n \cdot \sigma$), und damit ein Großteil des Rauschsignals, auf der elektromagnetischen Skala gelassen. Die Wichtungsmethode wird nur für Kalorimeterzellen mit Energien oberhalb dieser Schwelle verwendet. Die verwendete Energieschwelle wurde bezüglich der Verstärkung des Rauschens und der erzielbaren Energieauflösung für einen $2/4\sigma$ -Schnitt gegen Rauschen optimiert.

Ab einer Schwelle von etwa $3 \cdot \sigma$ findet man ganz allgemein mit steigender Schwelle eine langsame Verschlechterung der erzielbaren Energieauflösung, insbesondere bei kleinen Jetenergien. Bei Energieschwellen oberhalb $4 \cdot \sigma$ ist diese Verschlechterung für alle Energien signifikant. Bei kleinen Schwellen fällt die Verstärkung des Rauschens mit steigender Schwelle ab. Nach einem Minimum bei etwa $3 \cdot \sigma$ folgt bis zu einer Schwelle von $4 \cdot \sigma$ ein Wiederanstieg der Verstärkung. Erst danach fällt die Verstärkung mit steigender Schwelle weiter ab. Näheres hierzu siehe [65], Abschnitt 4.2.

Für die Kalibration des H1-LAr-Kalorimeters wurde eine Schwelle von $3 \cdot \sigma$ verwendet. Bei dieser Schwelle wird in NC Ereignissen bei kleinen Impulsüberträgen das Signal des Rauschens in der hadronischen Kalibration um etwa den Faktor 1.4 verstärkt.

6.3.4 Verbesserung der Energieauflösung durch Abschätzen des elektromagnetischen Anteils der Jets

Wie in [69] gezeigt wurde, ist es möglich, die mit der Wichtungsmethode für Jets erzielbare Energieauflösung zu verbessern, indem man den elektromagnetischen Anteil der einzelnen Jets abschätzt und diese Information explizit im Wichtungsansatz berücksichtigt. Die so gefundene Verbesserung von σ/\sqrt{E} betrug $5\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$ bis $10\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$.

In folgenden wird diese Möglichkeit weiter untersucht. Es werden Methoden angegeben, die es erlauben, im H1-LAr-Kalorimeter die von Jets durch elektromagnetische Schauer im EMC deponierte Energie für alle Jetenergien und Kalorimeterbereiche effektiv abzuschätzen. Darüber hinaus wird untersucht, in wie weit die in [69] genannte Verbesserung von der zur Zeit dieser Analyse unumgänglichen Verwendung von Monte-Carlo-Größen abhing. Im folgenden wird das Verhältnis der in einem Jet von elektromagnetischen Schauern im EMC deponierten Energie zur Gesamtenergie des Jets als elektromagnetischer Anteil des Jets, f_{em} , bezeichnet. Es gilt:

$$f_{em} = \frac{E_{Schätzung}^{em}}{E_{Gesamt}}$$

Als Wichtungsansatz wurde folgende Funktion verwendet[72]:

$$\left\{ \frac{E_{Zelle}(E_{Zelle}^0)}{E_{Zelle}^0} = 1 + (1 - f_{em}) \cdot \left(C_1 \cdot \exp[-C_2 \cdot (1 - f_{em}) \cdot E_{Zelle}^0 / V_{Zelle}] + C_3 \right) \right\}_{EMC/HAC}$$

Die Parameter C_i wurden mittels der in Kapitel 6.1 beschriebenen Optimierungsprozedur bestimmt. Alle Methoden bezüglich Vorselektion elektromagnetischer Schauer, etc., wurden wie beschrieben angewendet. In der Grenze $f_{em} \rightarrow 1$ liefert der Ansatz die elektromagnetische Skala. Mit fallendem f_{em} wird die Kalibration mehr und mehr nichtlinear. Der Exponentialteil des Ansatzes wird steiler, sein Vorfaktor wächst.

Abschätzung der elektromagnetischen Energie eines Jets, $E_{\text{Schätzung}}^{\text{em}}$

Um die elektromagnetische Energie in einem Jet abzuschätzen, wurden die selben Schauermerkmale verwendet, die auch bei der Vorselektion elektromagnetischer Schauer erfolgreich eingesetzt wurden. Als Schätzung der elektromagnetischen Energie eines Jets wird die Summe über die Energien aller LAr-Cluster verwendet, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Der Cluster besteht aus mehr als einer Kalorimeterzelle.
- Die Clusterenergie beträgt mehr als 0.1 GeV.
- Mehr als 97% der Clusterenergie wird im EMC gemessen.
- Der Energieschwerpunkt des Clusters liegt weiter als 44 mrad von allen ϕ -Cracks entfernt.
- Mindestens eines der Kriterien EAK0 und EAH4 ist bei einer Effizienz der Elektronenidentifikation von 99% erfüllt.

Näheres hierzu siehe [65], Kapitel 6.

Schätzung der Gesamtenergie des Jets

Zur Schätzung der Gesamtenergie des Jets wurden in den drei untersuchten Fällen drei verschiedene Größen verwendet:

1. In Analogie zu [69] eine Monte-Carlo-Größe, nämlich die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie.
2. Die mit Hilfe der im Kapitel 6.4 angegebenen Parametrisierung der Wichtungsparemeter rekonstruierte Jetenergie.
3. Die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie, verschmiert mit der experimentellen Energieauflösung.

Methode 2 ist dabei die einzige, die keine Monte-Carlo-Größen enthält, und damit die einzige, die für reale Daten anwendbar ist.

Diskussion der erzielbaren Energieauflösung

Im Fall 1 findet man eine Verbesserung der Energieauflösung, die mit den in [69] beschriebenen Verbesserungen konsistent ist. Die Verbesserung wird für alle Jetenergien in allen Kalorimeterteilen gleichermaßen beobachtet. Im Fall 2, also bei ausschließlicher Verwendung rekonstruierter Größen, wird keine Verbesserung der Energieauflösung erzielt. Verschmiert man die in Fall 1 verwendete Mont Carlo Normierung des elektromagnetischen Anteils gaußsch um die experimentelle Energieauflösung, Fall 3,

dann sieht man nur in CB2 Richtung eine leichte Verbesserung der Energieauflösung um ca. $1\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$. In allen anderen Kalorimeterbereichen wird keine Verbesserung der Auflösung erzielt. Die exzellenten Ergebnisse aus Fall 1 sind auf keinen Fall reproduzierbar.

Eine Verbesserung der hadronischen Energieauflösung mittels der in [69] beschriebenen Methode erweist sich bei ausschließlicher Verwendung rekonstruierter Größen als nicht möglich. Der Effekt läßt sich nur reproduzieren, wenn bei der hadronischen Energierekonstruktion Monte-Carlo-Größen mitverwendet werden. Für Details siehe [65], Kapitel 6.

6.4 Das H1-Wichtungsmodul

Nach den vorbereitenden Studien der vorangegangenen Abschnitte kann nun das dem H1-Wichtungsmodul zu Grunde liegende Konzept angegeben werden. Es besteht aus folgenden Punkten:

- Die hadronische Kalibration bei H1 geht von der idealen elektromagnetischen Skala nach Korrektur von Effekten toten Materials aus.
- Die Kalibration bezieht sich auf einen $2/4 \cdot \sigma$ -Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens.
- Für Zellenergien kleiner $3 \cdot \sigma$ wird die elektromagnetische Skala verwendet.
- Isolierte elektromagnetische Schauer werden nicht der hadronischen Kalibration unterworfen.
- Der Einfluß der Unterdrückung des Rauschens auf die Energiemessung an elektromagnetischen Schauern wird korrigiert.
- Als Wichtungsfunktion wird eine Exponentialfunktion mit der Energiedichte im Exponenten verwendet [66].
- Die Kalibrationsparameter werden als Funktion der Jetenergie parametrisiert und als Funktion des Polarwinkels interpoliert.
- Die Parametrisierung der Kalibrationskonstanten wird für komplexe Ereignistopologien mit Hilfe eines Algorithmus angewendet, der auf der innerhalb definierter Kegel in θ und ϕ gemessenen Energie basiert [72].

Das Ziel der Arbeit war es bei der absoluten Energiemessung eine Genauigkeit besser als 4% zu erzielen. Die Energieauflösung soll dabei bei etwa $55\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$ liegen. Darüber hinaus soll die Kalibration unabhängig von der Zusammensetzung der Jets aus elektromagnetischen und hadronischen Anteilen sein. Das Kalorimeter soll sich nach Anwendung des Wichtungsmoduls wie ein kompensierendes Kalorimeter verhalten.

Es ist wesentlich darauf hinzuweisen, daß die im folgenden gegebene Parametrisierung, und die damit erzielten Resultate nur dann reproduzierbar sind, wenn identische

Rahmenbedingungen verwendet werden. Insbesondere ist die Festlegung auf einen bestimmten Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens Teil der hadronischen Kalibration.

6.4.1 Energieparametrisierung der Kalibrationsparameter

Bei der Parametrisierung der Kalibrationsparameter will man eine optimale Energieauflösung erzielen, wobei gleichzeitig die Qualität der absoluten Energiemessung gut, die Energieabhängigkeit der Parameter stetig und die Richtungsabhängigkeit der Parametrisierung gering sein soll.

Die mit der Wichtungsmethode erzielbare Energieauflösung ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Hier wurden an jedem Kalibrationspunkt die Wichtungsparameter individuell angepaßt. Die so erzielten Werte geben eine untere Grenze für die nach der Parametrisierung der Wichtungsparameter erreichbare Energieauflösung an. Die gepunktete Linie zeigt zum Vergleich die mit der linearen Kalibration erzielte Energieauflösung. Die durchgezogene Linie ist die $55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ Marke. Man findet für alle Jetenergien für alle Kalorimeterbereiche bei Verwendung der Wichtungsmethode substantielle Verbesserungen der Energieauflösung. Sie liegt für alle Jetenergien und Richtungen zwischen $50\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ und $60\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Ein Anstieg von σ/\sqrt{E} mit der Jetenergie, und damit ein konstanter Beitrag zur Energieauflösung, wird nicht beobachtet.

Um das gegebene Konzept für beliebige Jetenergien und Jetrichtungen im H1-LAr-Kalorimeter anwenden zu können, ist es nötig die Kalibrationskonstanten in Energie und Richtung zu interpolieren, oder eine geeignete Parametrisierung anzugeben. Optimiert man die drei Parameter eines Kalorimeterteils gleichzeitig, dann findet man sehr unregelmäßige Energie- und Richtungsabhängigkeiten der einzelnen Parameter. Eine Interpolation scheidet damit von vorn herein aus. Man findet gleichzeitig große Korrelationen (bis zu 99.9%) zwischen den verschiedenen Kalibrationsparametern. Diese Korrelationen wurden genutzt, um von Hand eine glatte Energie- und Richtungsabhängigkeit der Kalibrationsparameter herbeizuführen. Es ist möglich vier der sechs Parameter richtungsunabhängig zu wählen, ohne daß die Qualität der χ^2 -Anpassung, und damit die erzielte Energieauflösung, wesentlich verändert wird. Die übrigen beiden Wichtungsparameter, die asymptotischen Werte der Wichtungsfunktionen, zeigen dann Richtungsabhängigkeiten von der Größe, die auf Grund der Studien zur linearen Kalibration von vorn herein erwartet wird. Man erzielt für alle sechs Parameter mit der ebenfalls aus der linearen Kalibration bekannten Exponentialfunktion mit kleinem linearem Term eine gute Energieparametrisierung. Die Parametrisierungen sind in Tabelle 6.4 angegeben. Ihr funktioneller Verlauf ist in den Abbildungen 6.3 und 6.4 gezeigt.

Um die Parametrisierung der Wichtungsparameter im komplexen Ereignistopologien anzuwenden, wurde der sogenannte Cone-Algorithmus [72] verwendet. In dieser Prozedur werden die Kalibrationskonstanten aus der Energie aller Cluster, deren Energieschwerpunkt innerhalb eines Kegels mit Öffnungswinkel α liegt, und der Kegelachse iterativ bestimmt. Die Kegelachse ist dabei durch den nominellen Wechselwirkungs-

$\left\{ \frac{E_{Zelle}(E_{Zelle}^0)}{E_{Zelle}^0} = C_1 \cdot \exp(-C_2 \cdot E_{Zelle}^0/V_{Zelle}) + C_3 \right\}_{EMC/HAC}$				
$C_1 = A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot E_{Jet}) + A_3 + A_4 \cdot E_{Jet} _{EMC/HAC}$				
EMC	$A_1=2.1078$	$A_2=2.6531E-02$	$A_3=9.5105E-01$	$A_4=-6.2283E-04$
HAC	$A_1=2.7096$	$A_2=7.0390E-02$	$A_3=8.3998E-01$	$A_4=-1.5319E-03$
$C_2 = A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot E_{Jet}) + A_3 _{EMC/HAC}$				
EMC	$A_1=1.4006$	$A_2=1.7496E-02$	$A_3=1.2746E-01$	
HAC	$A_1=6.2154$	$A_2=2.0000E-02$	$A_3=2.5000E-01$	
$C_3 = A_1 \cdot \exp(-A_2 \cdot E_{Jet}) + A_3 + A_4 \cdot E_{Jet} _{EMC/HAC}$				
EMC	A_1	A_2	A_3	A_4
$\theta=10.1^\circ$	1.6838E-01	2.6674E-01	9.8840E-01	-6.7813E-05
$\theta=25.0^\circ$	2.4493E-03	2.5730E-01	9.1478E-01	-4.9166E-05
$\theta=34.3^\circ$	-5.8955E-01	4.2233E-03	1.4807	-1.2209E-03
$\theta=53.5^\circ$	-1.0518E-01	3.5156E-02	9.3712E-01	5.8225E-04
$\theta=79.0^\circ$	-8.0190E-01	1.1574E-02	1.5087	-3.1198E-03
HAC	A_1	A_2	A_3	A_4
$\theta=10.1^\circ$	-9.1569E-01	1.1214E-01	1.1702	-2.4113E-04
$\theta=25.0^\circ$	-8.6698E-01	8.1841E-02	1.0322	8.9294E-05
$\theta=34.3^\circ$	-9.1190E-01	7.9990E-02	1.0430	2.0607E-05
$\theta=53.5^\circ$	-7.9295E-01	5.5478E-02	1.2267	-1.6256E-03
$\theta=79.0^\circ$	-8.8128E-01	8.7020E-02	1.1713	-6.7697E-04

Tabelle 6.4: Energieparametrisierung der Wichtungparameter für Jets im H1-LAr-Kalorimeter für die verschiedenen Kalorimeterbereiche. Die Jetenergie ist in GeV einzusetzen.

punkt und den gemeinsamen Energieschwerpunkt aller Cluster, deren Energieschwerpunkt innerhalb des Kegels liegt, definiert. Die Wichtungparameter werden dann für alle Cluster angewendet, deren Energieschwerpunkt innerhalb eines zweiten Kegels mit größerem Öffnungswinkel β und identischer Kegellachse liegt. Die Öffnungswinkel der Kegel sind freie Parameter. Sie sollten möglichst klein gewählt werden, um in Mehrjetereignissen Störungen der Energiemessung durch die Ereignistopologie zu vermeiden. Aus der zusätzlichen Bedingung, daß für einzelne Jets die rekonstruierte Energie durch die Anwendung des Cone-Algorithmus im Mittel um weniger als 2% verzerrt wird, ergab sich $\alpha = 10^\circ$ und $\beta = 11^\circ$. Näheres hierzu siehe [65], Kapitel 5.2.

Die mit der gegebenen Methode gefundene Energieauflösung ist in Abbildung 6.5 für die verschiedenen Kalorimeterbereiche als Funktion der Jetenergie gezeigt. Die gepunktete Linie ist jeweils die mit linearer Kalibration erzielte Energieauflösung. Die durchgezogene Linie ist die $55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ Marke. Die durch Anpassen der Formel 6.1 an die Energieauflösung bestimmten Beiträge zur Energieauflösung sind in Tabelle 6.5 zusammengestellt. Mit der gegebenen Methode erreicht man einen Samplinganteil von ca. $55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Ein konstanter Beitrag wird, außer in CB3 Richtung (2.2%), nicht beobachtet. Das erste Ziel der hadronischen Kalibration ist damit erreicht.

Die Qualität der absoluten Energiemessung ist in Abbildung 6.6 an Hand der relativen Abweichung der rekonstruierten Energie von der deponierten Energie gezeigt. Die $\pm 1\%$ und $\pm 2\%$ Linien sind mit eingezeichnet. Man findet im gesamten Kalorimeter für fast alle Jetenergien eine Genauigkeit der absoluten Energiemessung besser als 1%. Nur für die niedrigste Jetenergie werden in Vorwärtsrichtung systematische Fehler bis zu 4% gefunden. Damit ist das zweite Ziel der hadronischen Kalibration erreicht.

$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$					
Jetrichtung	CB2E	CB3E	FB1E	FB2E	IFE
A [% $\sqrt{\text{GeV}}$]	55.5	53.3	56.5	57.2	55.0
B [GeV]	0.371	0.175	0.379	0.000	0.000
C [%]	0.00	2.20	0.00	0.00	0.00

Tabelle 6.5: Beiträge zur hadronischen Energieauflösung des H1-LAr-Kalorimeters.

6.4.2 Systematische Studien zur Qualität der Energierekonstruktion

Statistische Repräsentativität der Datenmenge

Um zu testen, ob die in der Kalibration verwendete Datenmenge hinreichend ist, um repräsentative Ergebnisse zu erzielen, wurden an den Kalibrationspunkten bei 100 GeV Jetenergie für jede Richtung zusätzlich je 2000 Ereignisse simuliert. In Abbildung 6.7 sind die bei der Anwendung der Kalibration für diese Daten gefundenen Ergebnisse (Punkte) zusammen mit den für die Kalibrationsdaten gefundenen Resultaten (Kreise) gezeigt. Die zur Kalibration verwendeten Daten erweisen sich als bezüglich der absoluten Energiemessung auf dem Niveau von 0.1% und bezüglich der Energieauflösung auf dem Niveau von $1.5\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$ repräsentativ.

Qualität der Energieinterpolation

Zur Prüfung der Wirkung der Energieinterpolation der Wichtungparameter auf die Qualität der hadronischen Energierekonstruktion wurden in FB1-Richtung bei 30 GeV und 60 GeV Jetenergie jeweils 4000 Jets simuliert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.8 gezeigt. Man findet Energieauflösungen im Bereich von $55\% \sqrt{\text{GeV}}$ bis $60\% \sqrt{E[\text{GeV}]}$ und systematische Fehler in der absoluten Energiemessung von weniger als 1%. Diese Ergebnisse sind kompatibel mit an Kalibrationsdaten gefundenen Resultaten. Die Energieinterpolation der Wichtungparameter beeinträchtigt die Qualität der hadronischen Energierekonstruktion nicht.

Richtungsinter/extrapolation der Wichtungparameter im Cone-Algorithmus

Zur Prüfung der Wirkung der Richtungsinter/extrapolation der Wichtungparameter im Cone-Algorithmus auf die Qualität der hadronischen Energierekonstruktion wurden bei Kalibrationsenergien Jets weit weg von den Kalibrationsrichtungen simuliert. Für das Beispiel $\theta = 17^\circ$ sind die Ergebnisse in Abbildung 6.9 gezeigt. Die erzielten

Energieauflösungen entsprechen im wesentlichen den bei Kalibrationsdaten gefundenen Resultaten. In der absoluten Energiemessung zeigen sich systematische Fehler von etwa 4%. Näheres hierzu siehe [65], Kapitel 5.3.

Abhängigkeit der Kalibration vom elektromagnetischen Anteil der Jets

Um die Abhängigkeit der Kalibration vom elektromagnetischen Anteil der Jets zu testen, wurde das Wichtungsmodul für Jets mit erhöhtem primärem elektromagnetischem Anteil, f_{em} , angewendet. Für das Beispiel $f_{em} > 60\%$ sind die Ergebnisse in den Abbildungen 6.10 und 6.11 gezeigt. Für alle Jetenergien größer 5 GeV ist die mittlere Differenz von rekonstruierter und deponierter Energie kleiner als 2%. Bei den kleinsten Jetenergien sieht man systematische Abweichungen bis zu 4%. Auf dem angestrebten Niveau ist das für Jets im LAr-Kalorimeter gemessene Signal damit unabhängig von der Zusammensetzung der Jets aus elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Damit wurde das dritte Ziel der hadronischen Kalibration erreicht. Das H1-LAr-Kalorimeter verhält sich in der Analyse wie ein kompensierendes Kalorimeter (siehe auch [65], Kapitel 5.3). Zur weiteren Erhärtung dieser Aussage wurde die Kalibration für Pionendaten aus CERN Kalibrationsmessungen und entsprechende Simulationsdaten angewendet [62]. Man findet für alle Energien, daß die absolute Energiemessung auf der hadronischen Energieskala auch für einzelne Hadronen eine Präzision besser als 5% besitzt. Bei der Anwendung für Elektronen greift die Vorselektion elektromagnetischer Schauer, und die elektromagnetische Skala findet Verwendung.

Die Energieauflösung wird durch die Selektion von Jets mit großem elektromagnetischem Anteil erheblich verbessert. Für $f_{em} > 60\%$ ist sie bereits um $10\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ besser als der Designwert. Für Jets mit $f_{em} > 80\%$ erreicht man hadronische Energieauflösungen von $25\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ bis $35\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Bei hoher Datenstatistik und einem hinreichend guten Verständnis der systematischen Fehler kann diese Verbesserung der hadronischen Energieauflösung verwendet werden, um eine signifikante Verbesserung der Messung der Ereigniskinetik zu erreichen.

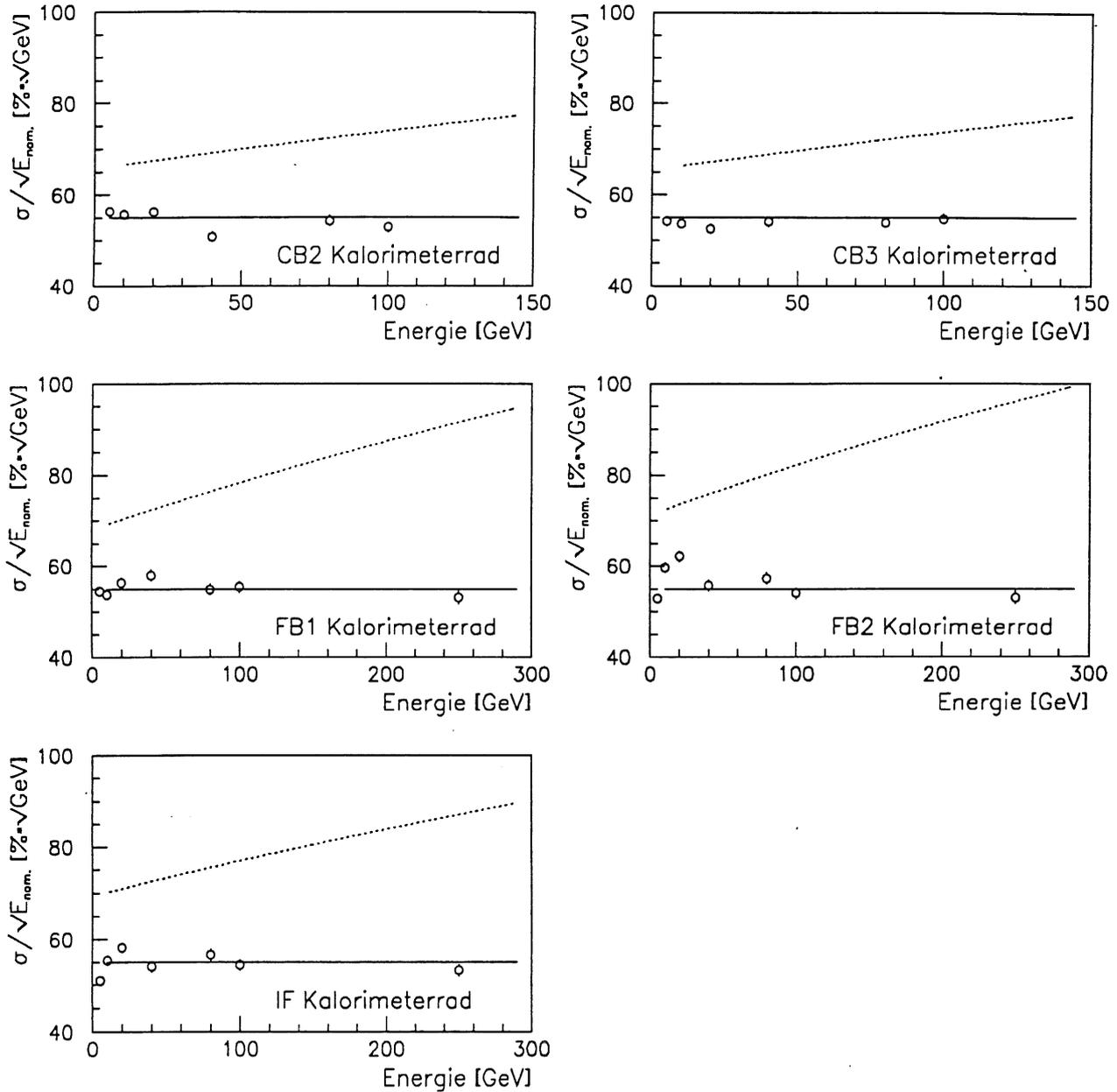


Abbildung 6.2: Energieauflösung, die für Jets bei gleichzeitiger Optimierung aller sechs Wichtungsparameter für jeden einzelnen Datenpunkt für einen $2/4 \cdot \sigma$ -Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens und einer $3 \cdot \sigma$ Energieschwelle für in die hadronische Kalibration einbezogene Zellen erzielt wurde. Die gepunktete Linie ist die mit linearer Kalibration erzielte Energieauflösung.

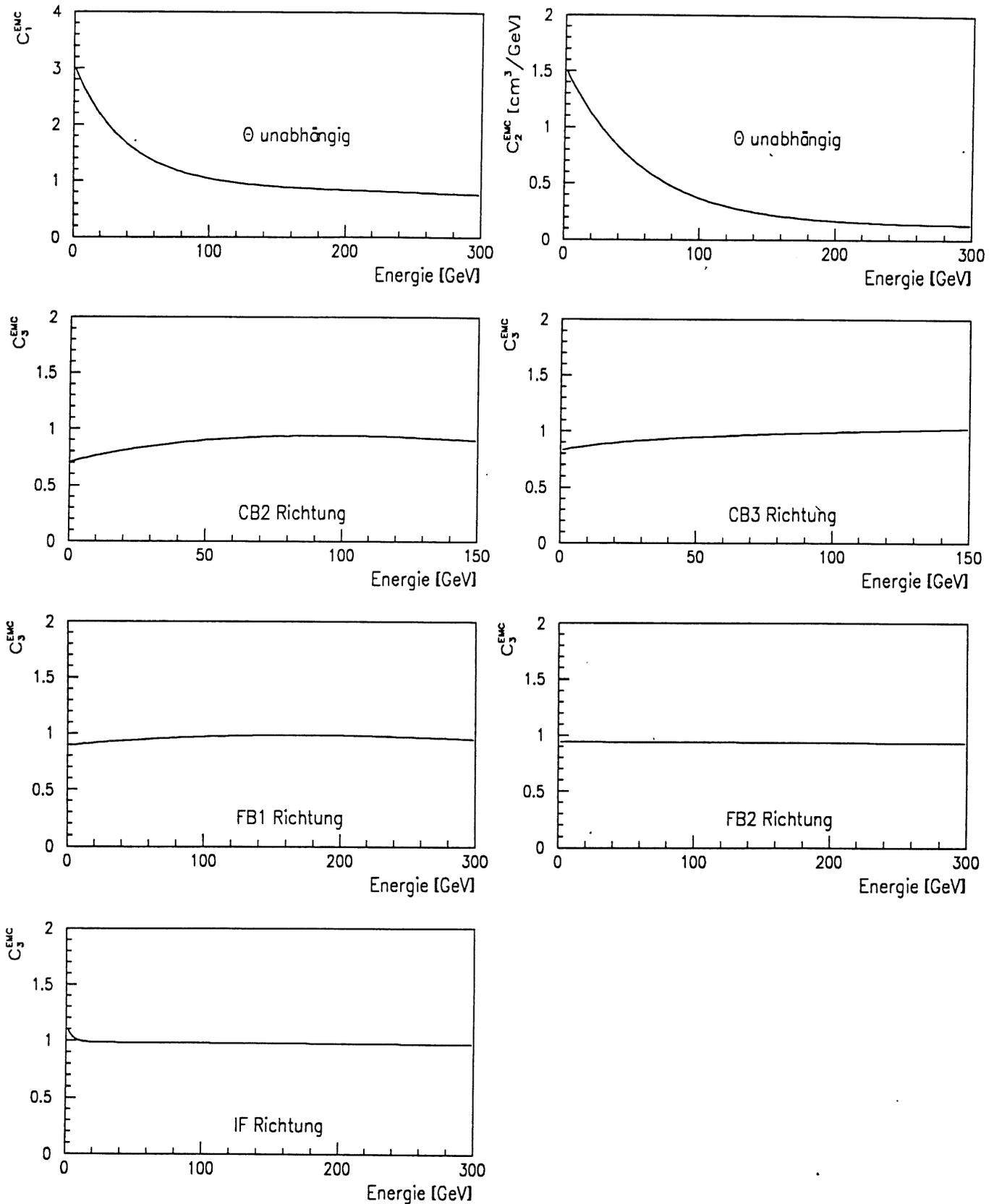


Abbildung 6.3: Energieparametrisierung der drei Wichtungparameter des elektromagnetischen Kalorimeterteils für die verschiedenen Jetrichtungen. Es liegen ein $2/4\text{-}\sigma$ -Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens und eine $3\text{-}\sigma$ Energieschwelle für zu wichtende Kalorimeterzellen zu Grunde.

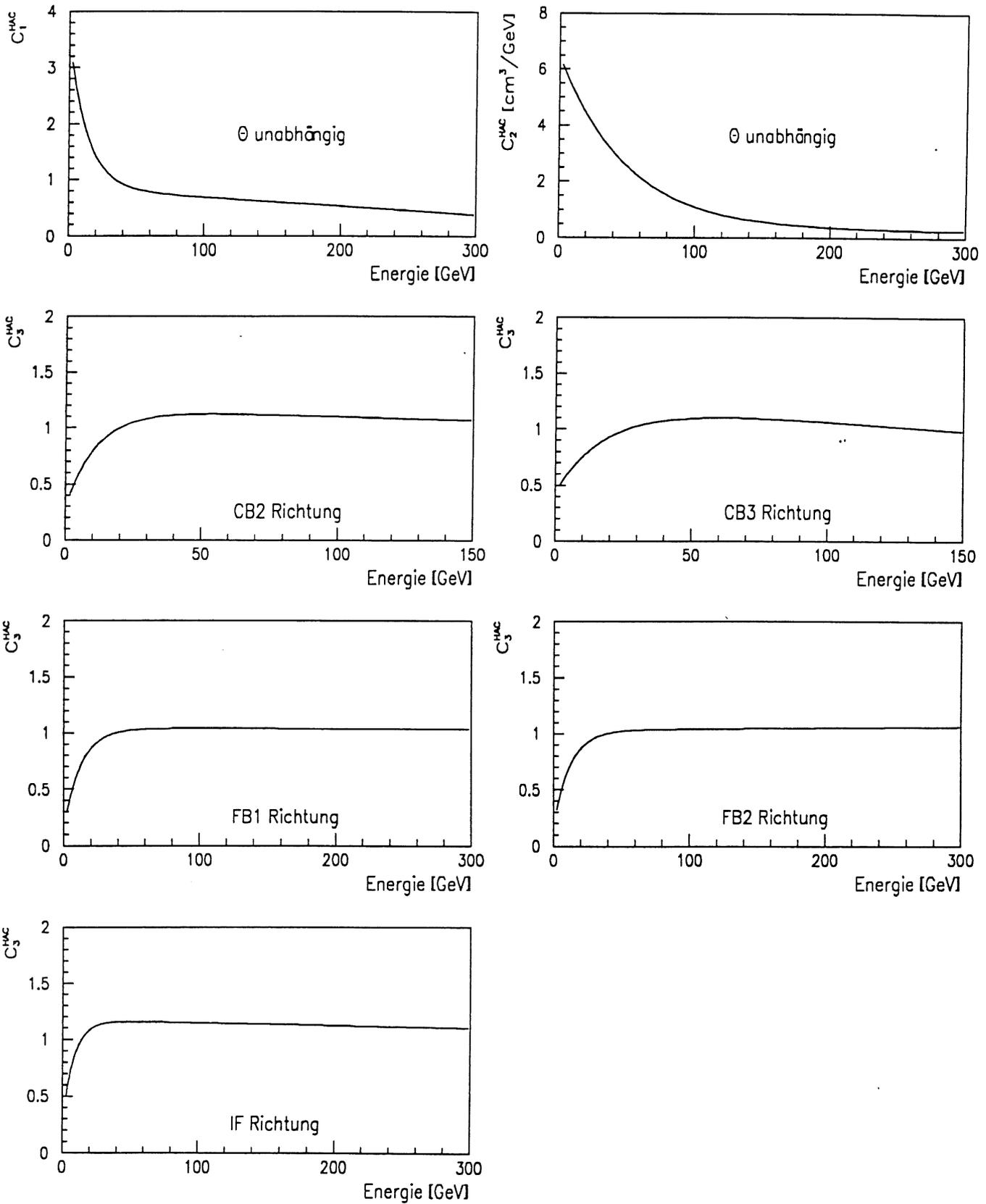


Abbildung 6.4: Energieparametrisierung der drei Wichtungparameter des hadronischen Kalorimeterteils für die verschiedenen Jetrichtungen. Es liegen ein $2/4\cdot\sigma$ -Schnitt zur Unterdrückung des Rauschens und eine $3\cdot\sigma$ Energieschwelle für zu wichtige Kalorimeterzellen zu Grunde.

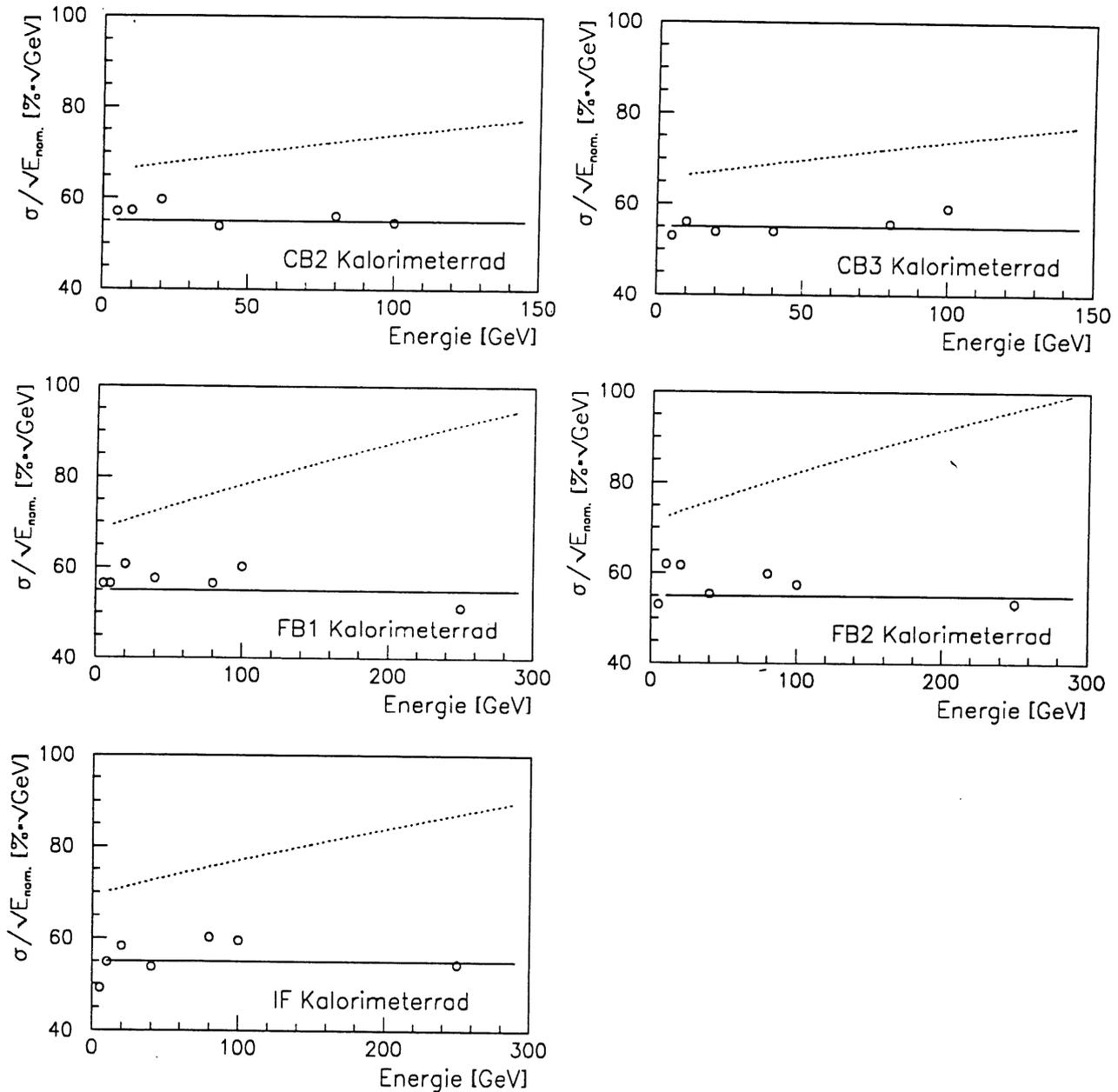


Abbildung 6.5: In den verschiedenen Kalorimeterbereichen mit der im Cone-Algorithmus angewendeten Parametrisierung der Wichtungparameter für die Jets der Kalibrationsdaten erzielte Energieauflösung. Die durchgezogene Linie markiert den Designwert der Energieauflösung, die gepunktete Linie die mit linearer Kalibration erzielte Energieauflösung.

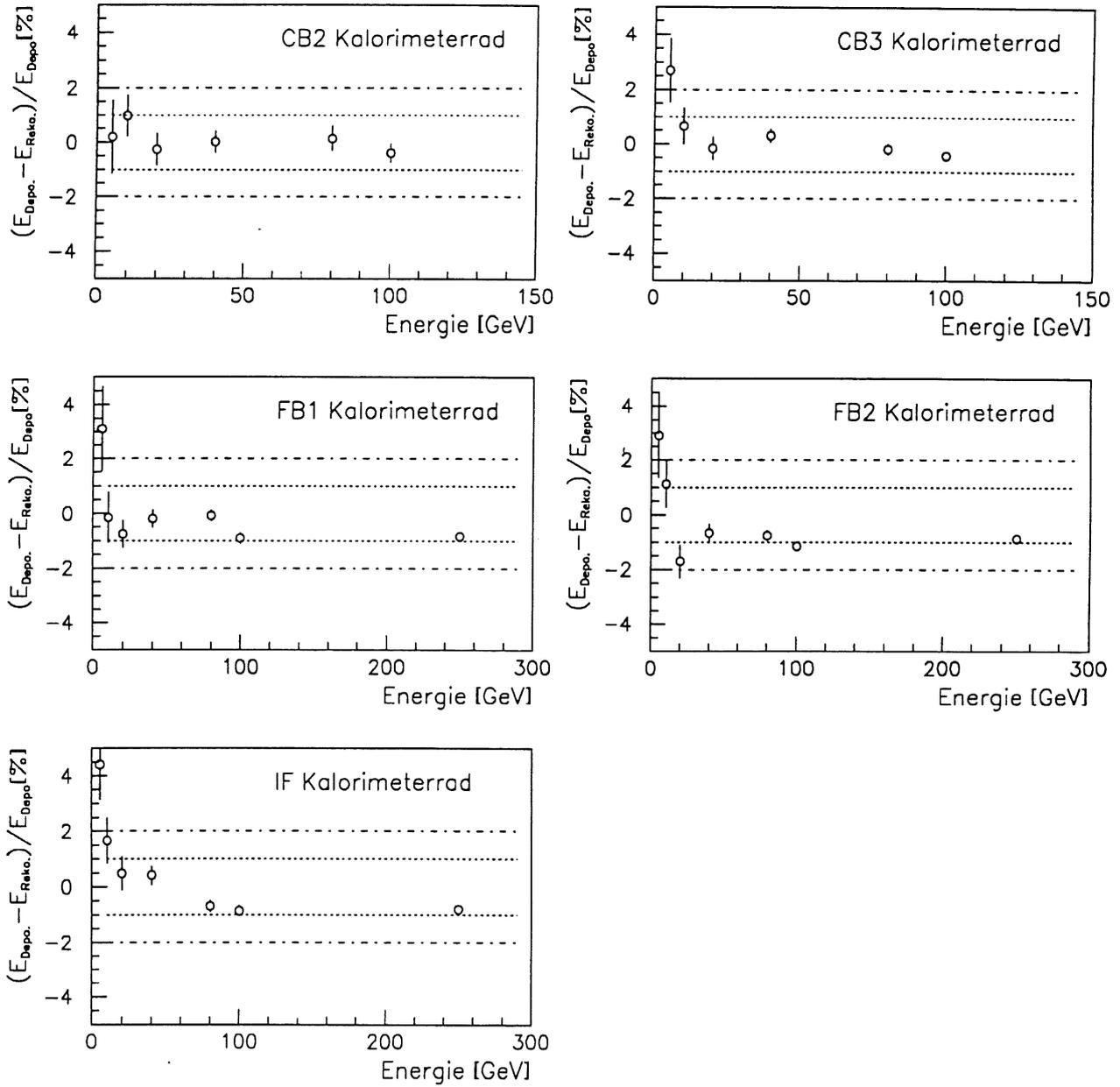


Abbildung 6.6: *Relative Differenz von rekonstruierter und deponierter Energie für die verschiedenen Kalorimeterbereiche als Funktion der Jetenergie. Die gegebene Parametrisierung der Wichtungparameter wurde für die Kalibrationsdaten im Cone-Algorithmus angewendet.*

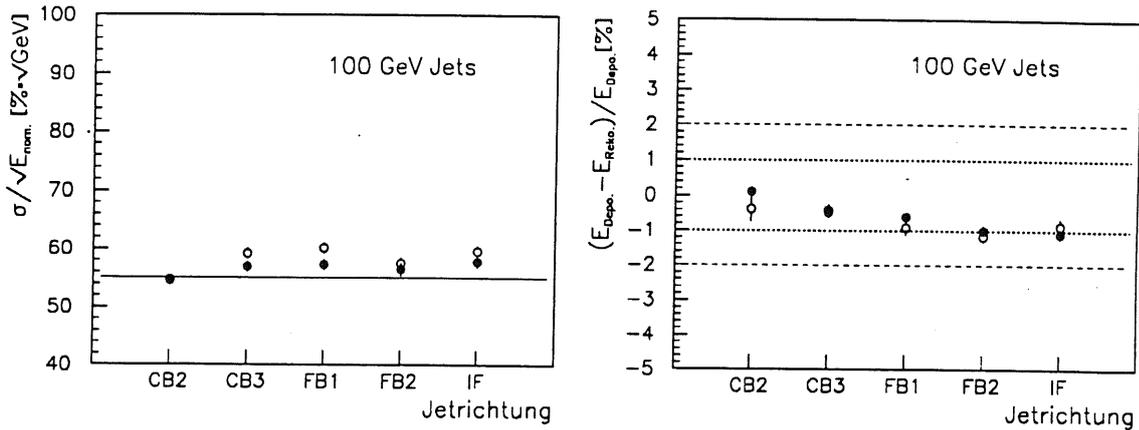


Abbildung 6.7: Energieauflösung und relative Differenz zwischen rekonstruierter und deponierter Energie in den einzelnen Kalorimeterbereichen. Das H1-Wichtungsmodul wurde an Kalibrationspunkten für Jetdaten angewendet, die nicht in der Kalibration verwendet worden waren (Punkte). Zusätzlich sind die für die entsprechenden Kalibrationsdaten gefundenen Werte (Kreise) gezeigt.

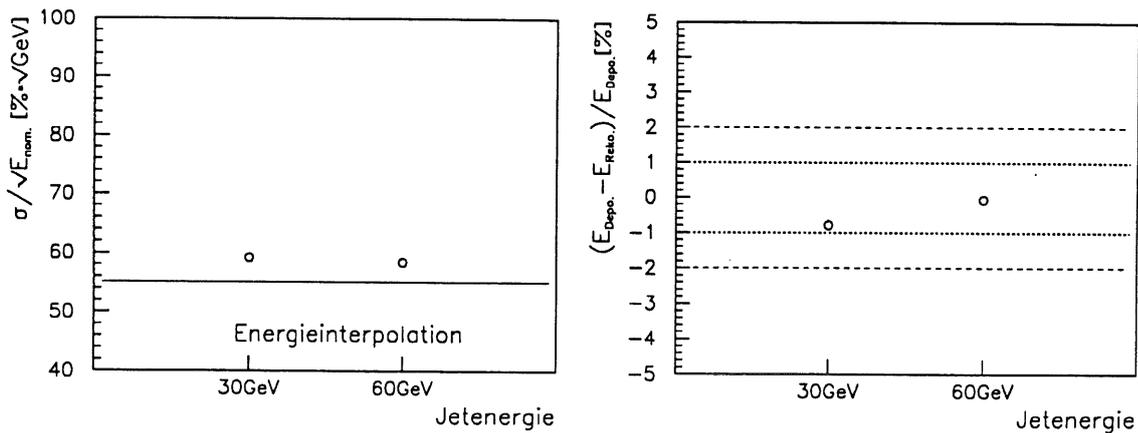


Abbildung 6.8: Energieauflösung und relative Differenz von rekonstruierter und deponierter Energie. Das H1-Wichtungsmodul wurde dabei für Jets bei $\theta = 34.3^\circ$, also in FB1 Kalibrationsrichtung, und Jetenergien zwischen den Kalibrationsenergien angewendet.

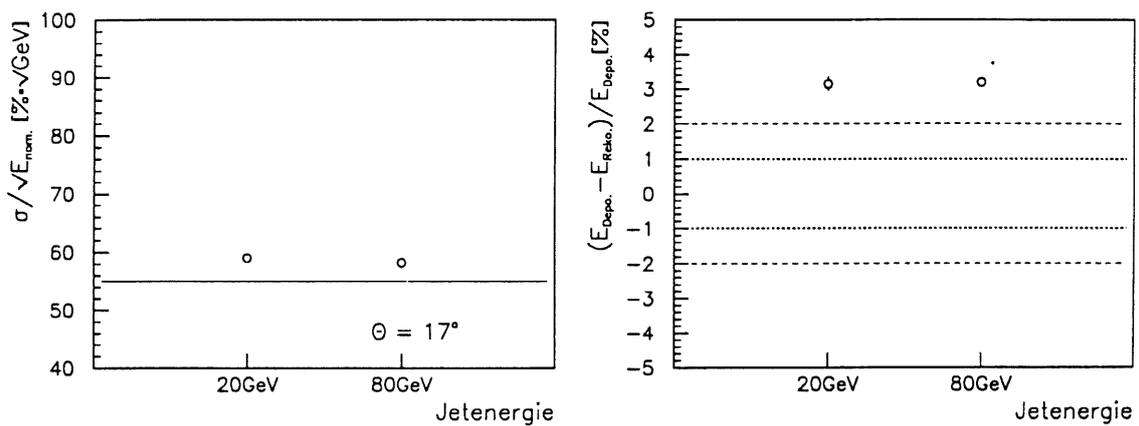


Abbildung 6.9: Energieauflösung und relative Differenz von rekonstruierter und deponierter Energie. Das H1-Wichtungsmodul wurde dabei für Jets bei $\theta = 17^\circ$ und Jetenergien der Kalibrationspunkte angewendet.

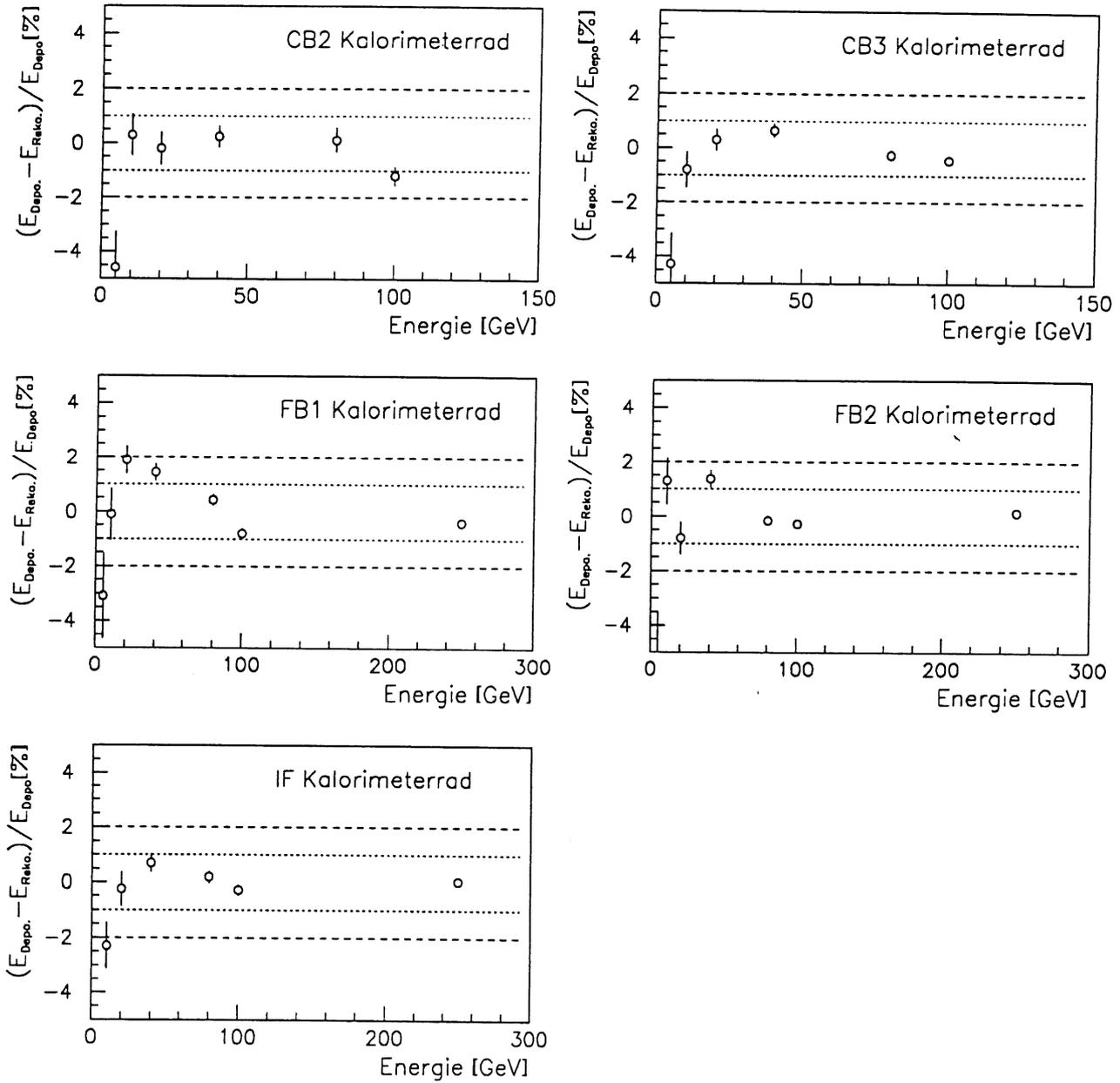


Abbildung 6.10: Relative mittlere Differenz zwischen rekonstruierter und deponierter Energie in den verschiedenen Kalorimeterteilen. Das Wichtungsmodul wurde auf Kalibrationsdaten angewendet, wobei nur solche Jets verwendet wurden, deren primärer elektromagnetischer Anteil größer als 60% ist.

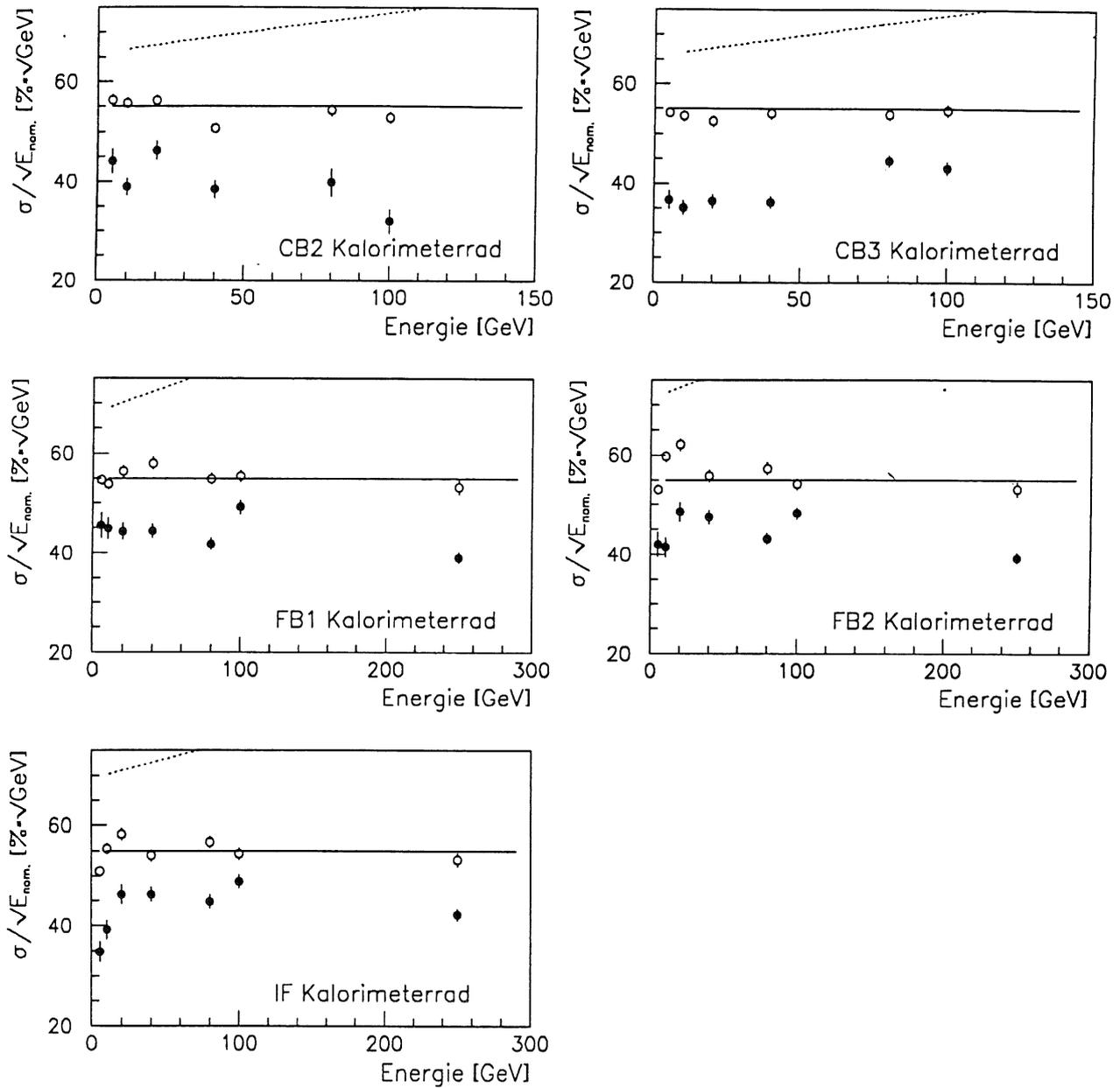


Abbildung 6.11: In den verschiedenen Kalorimeterteilen erzielte Energieauflösung. Das Wichtungsmodul wurde auf Kalibrationsdaten angewendet, wobei nur solche Jets verwendet wurden, deren primärer elektromagnetischer Anteil größer als 60% ist (Punkte). Zusätzlich sind die ohne Vorselektion erzielbare Energieauflösung (Kreise), die mit linearer Kalibration erzielte Energieauflösung (gepunktete Linie) und der Designwert (durchgezogene Linie) angegeben.

7 Rekonstruktion der Ereigniskinematik mit dem H1-Detektor

Der H1-Detektor bietet die Möglichkeit, den hadronischen Endzustand bei der Messung der Ereigniskinematik zu verwenden [76]. Dies hat wichtige Konsequenzen für den vermeßbaren kinematischen Bereich. Mit verschiedenen Kombinationen der Meßgrößen sind unterschiedliche Bereiche der kinematischen Ebene zugänglich. Gleichzeitig ist es möglich, die Energie des Elektrons im Anfangszustand aus den Formeln für die kinematischen Variablen zu eliminieren, und dadurch den Einfluß der Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangszustand auf die Rekonstruktion der Ereigniskinematik, die wesentliche Ursache für radiative Korrekturen, stark zu reduzieren. In Kapitel 2.5 wurden zehn mögliche Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik zusammengestellt. Ausgangspunkt waren die elementaren physikalischen Variablen, nämlich Energie und Richtung von Quark und Elektron im Endzustand. Bei der Beantwortung der Frage nach der im untersuchten kinematischen Bereich für eine Messung mit dem H1-Detektor günstigsten Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik wird man damit zuerst auf die Frage nach der besten Methode zur Rekonstruktion dieser elementaren Größen geführt. Sie müssen auf experimentell direkt zugängliche, gegen Verluste in Vorwärtsrichtung sichere Meßgrößen zurückgeführt werden.

Rekonstruktion von Energie und Richtung von gestreutem Elektron und Quark.

Richtung und Energie des gestreuten Elektrons, sind direkt einer Messung zugänglich. Die Energie des gestreuten Elektrons wird im BEMC-Kalorimeter gemessen. Die Richtung des gestreuten Elektrons wird aus der BPC- und der z -Vertexinformation bestimmt. Die Eigenschaften des gestreuten Quarks müssen erst mit den Meßgrößen in Beziehung gesetzt werden. Eine grundlegende Annahme dabei ist, daß die Eigenschaften des gestreuten Quarks durch die Eigenschaften der in den Detektoren nachgewiesenen Jets unverfälscht wiedergegeben werden; also zum einen die Faktorisierung von hartem Streuprozeß und Fragmentation bzw. Hadronisation, und zum anderen die Unabhängigkeit von Stromjet und Spektorjet. Die hadronische Energiemessung wird ausschließlich mit den Kalorimetern, LAr-Kalorimeter und BEMC, durchgeführt, um systematische Effekte zu minimieren. Die Möglichkeit der Messung niederenergetischer Hadronen mit den Spurkammern bei gleichzeitiger Ausblendung der zugehörigen Cluster wird in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Die Position der Kalorimeterzellen wird dabei relativ zum Ereignisvertex gemessen.

Der für H1 zugängliche kinematische Bereich wurde in je zwei Zonen pro Dekade in x und Q^2 eingeteilt. In den so abgesteckten kinematischen Bereichen wurden entsprechend dem Wirkungsquerschnitt für DIS bei neutralem Strom mit Monte-Carlo-Methoden je 1000 Ereignisse generiert, bei detaillierter Detektorsimulation simuliert und mit den H1-Rekonstruktionsprogrammen rekonstruiert. Die so erzeugten Daten wurden der später bei der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons verwendeten MiniDST-Selektion (siehe Abschnitt 8.2.2) unterworfen. Die Ereignisse wurden mit dem FRANEQ Programm [77] generiert. Dabei wurden Effekte der Abstrahlung

von Photonen vom Elektron mit berücksichtigt.

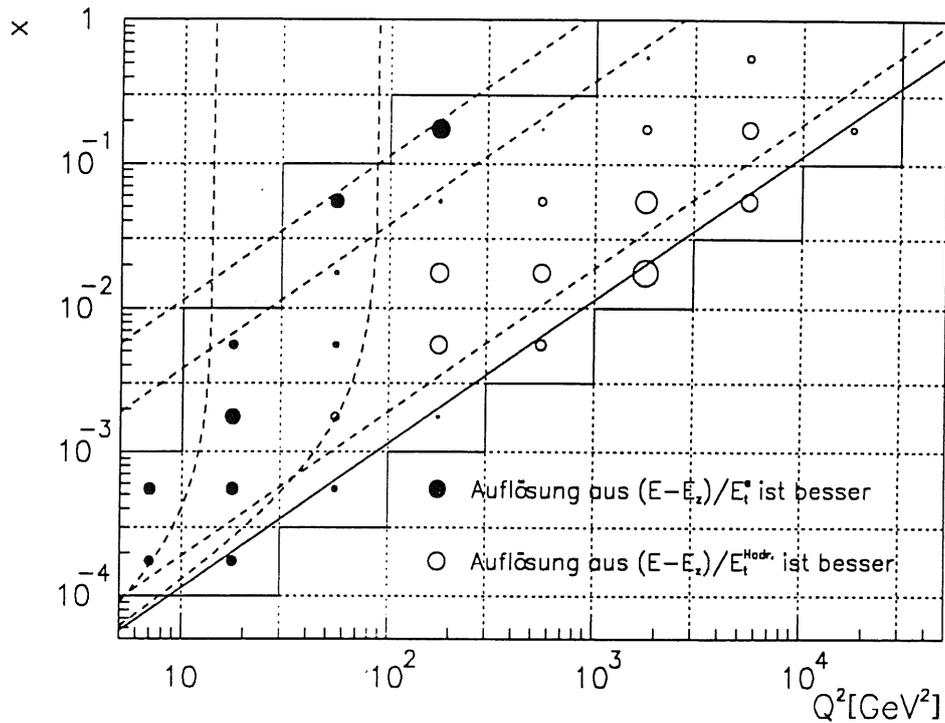


Abbildung 7.1: Gezeigt ist ein Vergleich der mit den beiden Möglichkeiten zur Rekonstruktion der Quarkrichtung erzielten Richtungsauflösungen. Dunkle Punkte bedeuten dabei, daß durch die Verwendung des Transversalimpulses des Elektrons eine verbesserte Auflösung erreicht wird, offene Kreise, daß die rein hadronische Messung der Quarkrichtung eine überlegene Auflösung erzielt. Der Durchmesser der Kreise gibt dabei die Differenz in der Richtungsauflösung an. Die unten rechts gezeigten Beispielpunkte bedeuten jeweils 50 mrad Differenz in der Auflösung. Eine typische Auflösung beträgt etwa 200 mrad.

Die Richtung des gestreuten Quarks kann nach folgender Formel berechnet werden [51]:

$$\cos(\gamma) = \frac{Q_{JB}^2 \cdot (1 - y_{JB}) - 4 \cdot E^2 \cdot y_{JB}^2}{Q_{JB}^2 \cdot (1 - y_{JB}) + 4 \cdot E^2 \cdot y_{JB}^2}.$$

Dabei gilt:

$$y_{JB} = \frac{\sum_{Hadr.} (E - p_z)}{2 \cdot E}$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{\sum_{Hadr.} (p_t^2)}{1 - y_{JB}}.$$

Diese Darstellung der Jetrichtung ist recht unübersichtlich. Es ist nur schwer zu erkennen, wie die Meßgrößen zur Bestimmung der Jetrichtung beitragen. Es wird im folgenden eine Darstellung der Richtung des gestreuten Quarks angegeben, die einfach

ist und es zusätzlich erlaubt, die Messung der Richtung des gestreuten Quarks für den gerade betrachteten kinematischen Bereich zu optimieren. Es gilt:

$$\frac{\sum_{\text{Had.}} (E - p_z)}{p_t} = \frac{E'_q \cdot (1 - \cos(\gamma))}{E'_q \cdot \sin(\gamma)} = \frac{1 - \cos(\gamma)}{\sin(\gamma)} = \tan(\gamma/2).$$

Der Transversalimpuls kann dabei sowohl aus dem hadronischen Endzustand als auch aus Energie und Richtung des gestreuten Elektrons rekonstruiert werden. Diese beiden Möglichkeiten werden in Abbildung 7.1 miteinander verglichen. Dunkle Punkte bedeuten, daß die für die Richtung des gestreuten Quarks erzielte Auflösung verbessert werden kann, indem der Transversalimpuls mit dem Elektron gemessen wird. Bei offenen Kreisen ist die rein hadronische Messung überlegen. Der Kreisdurchmesser ist proportional zur Differenz der mit den beiden Methoden erzielten Auflösungen. Die Beispielpunkte unten rechts bedeuten eine Differenz der Auflösungen von 50 mrad. Der Absolutwert der Auflösung der Richtungsmessung liegt bei etwa 200 mrad. Es sind die $y = 0.03$, $y = 0.1$ und $y = 0.6$ Geraden, und die geometrische Akzeptanz des BEMC-Kalorimeters reflektierende Kurven eingezeichnet. Man findet starke Unterschiede in der mit den beiden Rekonstruktionsmethoden erzielten Genauigkeit der Quarkrichtungsmessung. Bei Impulsüberträgen größer 100 GeV^2 ist die rein hadronische Rekonstruktion der Quarkrichtung für praktisch alle x überlegen. Bei Impulsüberträgen kleiner 100 GeV^2 verbessert sich die Richtungsmessung, wenn man den Transversalimpuls des Elektrons verwendet. Die Grenze zwischen den beiden Methoden fällt mit dem Übergang der Messung des gestreuten Elektrons vom BEMC-Kalorimeter zum LAr-Kalorimeter zusammen.

Bei der vorliegenden Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons werden nur Daten verwendet, für die das Elektron ins BEMC gestreut wurde. Im weiteren wird daher der Transversalimpuls des Elektrons zur Messung der Quarkrichtung herangezogen.

Die Quarkenergie wird nach

$$E_q = \frac{\sum_{\text{Had.}} (E - P_z)}{1 - \cos(\gamma)}$$

berechnet*. Auf alternative Methoden soll hier nicht näher eingegangen werden. Sie erweisen sich als gleichwertig oder unterlegen.

Qualitativer Vergleich der Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der Linien fester Energie des gestreuten Elektrons, fester Richtung des gestreuten Elektrons, fester Energie des gestreuten Quarks bzw. fester Richtung des gestreuten Quarks. Die gepunkteten Linien sind die Linien bei konstantem y ($= 0.1, 0.01, \dots$). Untersucht man, wie schnell sich die einzelnen Größen im Vergleich zu ihrer Auflösung als Funktion der kinematischen Variablen verändern, kann man bezüglich der zu erwartenden Qualität der Rekonstruktion der kinematischen Variablen grob eine Rangfolge unter den verschiedenen Methoden festlegen.

*In dieser Formulierung ergibt sich bei der Rekonstruktion von y aus Quarkrichtung und -energie die Jacquet Blondel Methode [52].

Die Energie des gestreuten Elektrons ändert sich als Funktion von y bei großem y schnell. Mit sinkendem y wird die Abhängigkeit der Energie des gestreuten Elektrons von y immer geringer. Im Bereich $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ kann man für $y < 0.1$ aus der Energie des gestreuten Elektrons nicht mehr auf y schließen. Für Methoden, in denen die Energie des gestreuten Elektrons verwendet wird, erwartet man für große y eine gute y -Auflösung. Bei kleinen y dagegen muß diese Information aus der Messung einer anderen Größe extrahiert werden. Im Bezug auf die Messung des Impulsübertrags gilt im wesentlichen das selbe. Bei großem y kann aus der Messung der Energie des gestreuten Elektrons Information über den Impulsübertrag gewonnen werden, bei kleinen y nicht.

Die Linien konstanter Richtung des gestreuten Elektrons sind in weiten Bereichen im wesentlichen iso- Q^2 Linien, wobei sich die Richtung des gestreuten Elektrons im Vergleich zur erzielbaren Auflösung überall schnell ändert. Der Impulsübertrag ist daher durch die Messung der Richtung des Elektrons gut bestimmt. Man erwartet für Methoden, in denen die Richtung des Elektrons verwendet wird, eine gute Q^2 -Rekonstruktion. Eine Festlegung von x durch die Messung der Richtung des Elektrons ist im Großteil der kinematischen Ebene dagegen nicht möglich. Nur bei sehr großem y trägt die Messung der Richtung des Elektrons zur Bestimmung von x bei.

Die Messung der Energie des gestreuten Quarks ist bei großem x fast äquivalent zu einer direkten Messung von x . Die für die Quarkenergie erzielte Qualität der Energierekonstruktion wird zu großen x hin auf Grund von Akzeptanzverlusten allerdings schnell schlecht. In den übrigen kinematischen Bereichen, insbesondere bei kleinen Impulsüberträgen, kann die Messung der Energie des gestreuten Quark nur wenig zur Messung der kinematischen Variablen beitragen. Bei der Verwendung dieser Größe können Ambiguitäten auftreten. So reicht zum Beispiel die Messung der Energie des gestreuten Quark und der Richtung des gestreuten Elektrons nicht aus, um in der ganzen kinematischen Ebene x eindeutig zu bestimmen. Die Ambiguitäten können aufgelöst werden, indem zusätzlich Information darüber verwendet wird, ob das Elektron in die vordere oder hintere Hälfte des Detektors gestreut wird.

Die Messung der Richtung des gestreuten Quarks liefert im wesentlichen Information über x . Die Linien konstanter Richtung des gestreuten Quarks besitzen in Abhängigkeit von Q^2 zwar eine geringe Steigung, bei einer Richtungsauflösung von typischerweise 15° ist daraus aber nur bei sehr großem y Information über den Impulsübertrag zu gewinnen.

Zusammenfassend erwartet man damit für Methode I im gesamten kinematischen Bereich eine gute Q^2 -Rekonstruktion. Die y -Rekonstruktion sollte bei großen y gut sein, und zu kleinen y hin rasch schlechter werden. Für Methode II erwartet man, daß Q^2 nur schlecht rekonstruiert werden kann. Die Qualität der y Rekonstruktion sollte bei großen y zufriedenstellend sein. Methode III wird bei großen y die beste y Rekonstruktion liefern. Zu kleinen y hin wird wegen des $(1 - \cos(\gamma))$ Terms die y -Rekonstruktion schnell schlecht. Bezüglich der Q^2 -Rekonstruktion besitzt diese Methode nur nahe bei $y = 1$ ein gewisses Potential. Für Methode IV erwartet man im Bereich kleiner Q^2 bei gleichzeitig großem y gute Ergebnisse bei der Rekonstruktion aller kinematischen Variablen. In Methode V wird durch die Messung der Elektronenrichtung der Im-

pulsübertrag festgelegt, und durch die Messung der Quarkrichtung y bestimmt. Für diese Methode erwartet man im gesamten kinematischen Bereich, abgesehen von sehr großen x , wo sich die Quarkrichtung als Funktion von y nur noch wenig ändert, gute Resultate. Methode VI ist die einzige Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik, in der ganz auf die Verwendung des gestreuten Elektrons verzichtet wird. Da die Richtung des Elektrons nicht verwendet wird, erwartet man eine vergleichsweise schlechte Q^2 -Rekonstruktion. Die Messung von y sollte auf Grund der Verwendung der Quarkrichtung gut sein.

Die Methoden, in denen drei Meßgrößen zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik verwendet werden, unterscheiden sich von den Methoden, die mit zwei Meßgrößen auskommen, im Wesentlichen dadurch, daß die Energie des einlaufenden Elektrons in den Formeln für die kinematischen Variablen nicht vorkommt. Die dritte Meßgröße dient dazu, die Energie des einlaufenden Elektrons zu messen. Da die Energie des einlaufenden Elektrons erheblich besser bekannt ist, als sie mit dem H1-Detektor rekonstruiert werden kann, können diese Methoden in Abwesenheit radiativer Effekte nie bessere Ergebnisse liefern, als die beste Methode, die mit zwei der drei Variablen auskommt. Der Vorteil dieser Methoden wird klar, wenn man radiative Effekte mit in Betracht zieht. Wird ein Photon vom Elektron im Anfangszustand abgestrahlt, dann hat das am harten Streuprozeß beteiligte Elektron eine geringere Energie als das einlaufende Elektron. Für solche Ereignisse werden alle Methoden, für die die Energie des einlaufenden Elektrons in den Formeln für die kinematischen Variablen explizit vorkommt, auch explizit falsche Ergebnisse liefern. Werden die kinematischen Variablen dabei in einer Weise verfälscht, daß Ereignisse von Bereichen mit großem Wirkungsquerschnitt zu Bereichen mit kleinem Wirkungsquerschnitt wandern, dann wird, auch wenn die Abstrahlung hochenergetischer Photonen ein seltener Prozeß ist, eine erhebliche Verfälschung des gemessenen Wirkungsquerschnitts bewirkt. Verwendet man beispielweise Methode I zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik sind Korrekturen bis zu 100% nötig [73][74][75].

Vergleich der mit den verschiedenen Methoden erzielten Qualität der Rekonstruktion in detaillierter Detektorsimulation

An Hand der oben beschriebenen Monte-Carlo-Daten wurden zu den einzelnen Methoden genauere Untersuchungen durchgeführt. In Abbildung 7.3 bis 7.6 ist die Qualität der Rekonstruktion von Q^2 und y für alle zehn Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik in zwei ausgewählten kinematischen Bereichen gezeigt. Als Qualitätsmerkmale wurden die relative Differenz zwischen wirklichem und gemessenem y , $\Delta y/y = (y_{rek.} - y)/y$, bzw. die Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem Impulsübertrag, $\Delta \log(Q^2) = \log_{10}(Q_{rek.}^2) - \log_{10}(Q^2)$, verwendet. In den Abbildungen 7.3 und 7.5 wurden Ereignisse mit $x \in [0.0003, 0.001]$ und $Q^2 \in [10, 30]$ GeV² verwendet. Die Abbildungen 7.4 und 7.6 beziehen sich auf den Bereich $x \in [0.01, 0.03]$ und $Q^2 \in [30, 100]$ GeV². Durch Betrachtung der Qualität der Rekonstruktion in diesen beiden Bereichen läßt sich die Zahl der für die Messung der Strukturfunktion in Frage kommenden Methoden bereits stark reduzieren. In jeder einzelnen Abbildung sind die für die verschiedenen Methoden gefundenen Verteilungen

entsprechend der Nummer der Methode von oben links (Methode I) nach unten recht (Methode X) sortiert gezeigt.

Im Bereich $Q^2 \in [30, 100]$ GeV² ergeben sich mit den Methoden I (nur Elektron), V (nur Winkel), und VIII die besten Ergebnisse für die Q^2 -Rekonstruktion. Im zweiten Bereich, $Q^2 \in [10, 30]$ GeV², ist die Qualität der Q^2 -Rekonstruktion für die besten fünf Methoden vergleichbar (Methoden I, IV, V, VII, VIII). Es bleiben nach dieser Vorauswahl drei Methoden zur Rekonstruktion des Impulsübertrags näher zu untersuchen:

- Methode I: Rekonstruktion von Q^2 aus Richtung und Energie des gestreuten Elektrons.
- Methode V: Rekonstruktion von Q^2 aus den Richtungen von gestreutem Elektron und Quark.
- Methode VIII: Rekonstruktion von Q^2 aus Richtung und Energie des gestreuten Elektrons und der Richtung des gestreuten Quarks.

Alle drei Methoden haben erwartungsgemäß die Verwendung der Richtung des gestreuten Elektrons gemeinsam.

Bei der Rekonstruktion von y ist für vier Methoden die erzielte Rekonstruktionsqualität vergleichbar. Die y -Rekonstruktion nach den Methoden V, VIII und X verwendet jeweils nur die beiden Winkel. Es reicht aus Methode V weiter zu untersuchen. Die Methoden II, III, IV und VII müssen wegen starker systematischer Unterschiede zwischen rekonstruiertem und wirklichem y ausgeschlossen werden. Die verbleibenden Methoden sind:

- Methode I: Rekonstruktion von y aus Richtung und Energie des gestreuten Elektrons.
- Methode V: Rekonstruktion von y aus der Richtung des gestreuten Elektrons und der Richtung des gestreuten Quarks.
- Methode VI: Rekonstruktion von y aus Richtung und Energie des gestreuten Quark.
- Methode IX: Rekonstruktion von y aus Richtung und Energie des gestreuten Quark und der Energie des gestreuten Elektrons.

Die verbleibenden Methoden werden im weiteren in der ganzen kinematischen Ebene im Bezug auf Auflösung und systematische Unterschiede zwischen rekonstruierten und wirklichen Größen untersucht.

Die Abbildungen 7.7 bis 7.9 zeigen die Qualität der Q^2 -Rekonstruktion für die verbleibenden Methoden. Dabei zeigen die Pfeile jeweils die systematischen Abweichungen zwischen rekonstruiertem und wirklichem Impulsübertrag; die Seitenlänge der Kästchen gibt direkt die Breite der Verteilung der Differenz der dekadischen Logarithmen von rekonstruiertem und wirklichem Impulsübertrag wieder. Die Breiten und

die systematischen Abweichungen wurden jeweils durch Anpassen einer Gaußfunktion an die Verteilung der Differenz der dekadischen Logarithmen von rekonstruiertem und wirklichem Impulsübertrag bestimmt. Um jede Willkür auszuschließen, wurde diese Anpassung in eine automatische Prozedur eingebettet, in der die Breite des Histogramms und der zur Anpassung der Gaußfunktion verwendete Bereich jeweils so lange variiert wurden, bis die Breite des Histogramms $\pm 5 \cdot \sigma$ und der für die Anpassung der Gaußfunktion verwendete Bereich $\pm 3 \cdot \sigma$ betrug.

Methode I liefert bei äußerst kleinen systematischen Fehlern (fast verschwindende Pfeillänge) im gesamten kinematischen Bereich eine sehr gute Q^2 -Auflösung (siehe Abbildung 7.7). Methode V liefert ebenfalls im gesamten kinematischen Bereich gute Ergebnisse (siehe Abbildung 7.8). Nur bei großem y wird die Qualität der Q^2 -Rekonstruktion merklich schlechter als für Methode I. Es fehlt hier die durch die Energie des Elektrons in diesem Bereich verfügbare Information über Q^2 . Methode VIII (siehe Abbildung 7.9) liefert schlechtere Ergebnisse als die beiden anderen Methoden. Sie leidet bei großen Jetwinkeln wegen des Faktors $1/(1 + \cos(\gamma))$ unter der endlichen Auflösung der Messung der Richtung des gestreuten Quarks. Zusätzlich geht die Energie des gestreuten Elektrons quadratisch ein, was im Vergleich zu Methode I prinzipiell zu einer Verschlechterung der Auflösung führt, und sich insbesondere bei hohen Elektronenenergien und bei $Q^2 \approx 100 \text{ GeV}^2$ auswirkt, wo das Elektron oft in den Übergangsbereich zwischen BEMC und LAR-Kalorimeter gestreut wird. Methode I ist im untersuchten kinematischen Bereich der beste Weg, den Impulsübertrag zu rekonstruieren. Zusätzlich ist diese Methode stabil gegen Abstrahlung eines Photons vom Elektron im Anfangszustand. Die Reduktion der Energie des Elektrons in Anfangszustand führt bei dieser Methode zu einer Unterschätzung des Impulsübertrags, und die betroffenen Ereignisse wandern in kinematische Bereiche mit größerem Wirkungsquerschnitt. Im folgenden wird der Impulsübertrag nach Methode I gemessen.

Die Qualitätsstudien zur Rekonstruktion von y werden an Hand der SkalenvARIABLEN x durchgeführt. Zur Bestimmung von x wird die Formel

$$x = \frac{Q^2}{s \cdot y}$$

verwendet. Der Impulsübertrag wird nach Methode I bestimmt; s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Die Qualität der mit den verbleibenden Methoden zur y -Rekonstruktion erzielten Ergebnisse ist in den Abbildungen 7.10 bis 7.13 gezeigt. Die Verteilung der Differenz der dekadischen Logarithmen von rekonstruiertem und wirklichem x wurde dabei analog zu den entsprechenden Q^2 Verteilungen analysiert.

Methode I liefert bei großen y die beste Rekonstruktion von x (siehe Abbildung 7.10). Dies ist erwartet, da in diesem Bereich die Linien konstanter Energie und die Linien konstanter Richtung des gestreuten Elektrons in guter Näherung iso- y Linien darstellen, und beide Variablen sich als Funktion von y im Vergleich zur erreichbaren Auflösung schnell ändern. Zu kleinen y hin wird die x -Rekonstruktion mit Methode I schnell schlecht. Die Energie des gestreuten Elektrons ändert sich kaum mehr, und die Linien konstanter Richtung werden mehr und mehr zu Linien konstantem Impulsübertrags.

Damit wird bei der gegebenen Detektorauflösung x nicht mehr gemessen. Diese Methode kann im für die vorliegende F_2 -Analyse relevanten Q^2 -Bereich für $x < 3 \cdot 10^{-3}$ mit guten Ergebnissen verwendet werden. Ein Nachteil von Methode I ist, daß im Falle der Abstrahlung eines Photons vom Elektron im Anfangszustand die betroffenen Ereignisse zu großen y hin und damit in kinematische Bereiche mit kleinerem Wirkungsquerschnitt wandern. Die zum Ausgleich dieses Effektes nötigen Korrekturen können 100% überschreiten [73][74][75]. Methode V (siehe Abbildung 7.11) liefert bei großen y etwas schlechtere Ergebnisse als Methode I, hat jedoch den Vorteil, daß die erzielte Auflösung bis hin zu den größten untersuchten x in erster Näherung konstant bleibt. Gleichzeitig treten nur kleine systematische Abweichungen auf. Methode V ist darüber hinaus die einzige nur zwei Variablen verwendende Methode, mit der y , und damit bei der Kombination mit Q^2 aus Methode I auch x , unabhängig von der Energie des Elektrons im Anfangszustand berechnet werden kann. Die bei einer Kombination von Q^2 aus Methode I und y aus Methode V auf Grund radiativer Effekte nötigen Korrekturen wurden mit Hilfe des LESKO Generators [78] für die bei der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts verwendeten Zellen der kinematischen Ebene zu kleiner 2% abgeschätzt. Mit Methode VI findet man ebenfalls im gesamten kinematischen Bereich gute Ergebnisse (siehe Abbildung 7.12). Allerdings ist die Auflösung grundsätzlich etwas schlechter als bei Methode V. Auch die systematischen Abweichungen sind etwas größer. Die durch den Einfluß der Abstrahlung von Photonen vom Elektron im Anfangszustand nötigen Korrekturen sind hier kleiner 7%. Methode IX (siehe Abbildung 7.13) zeigt sehr ähnliche Eigenschaften wie Methode I. Durch die Verwendung der Jetrichtung werden die x -Auflösung bei großen x verbessert und die systematischen Abweichungen in diesem Bereich eliminiert. Das Fehlen der Information über die Richtung des gestreuten Elektrons macht sich bei großen y in einer Verschlechterung der Auflösung bemerkbar.

Zusammenfassend erweisen sich am H1-Detektor die Methode I (nur Elektroneninformation) für die Q^2 -Rekonstruktion und die Methode V (Zwei-Winkel-Methode) für die y -Rekonstruktion bezgl. erzielbarer Auflösung, systematischer Abweichungen, Größe des vermeßbaren kinematischen Bereiches und Einfluß radiativer Effekte als optimal.

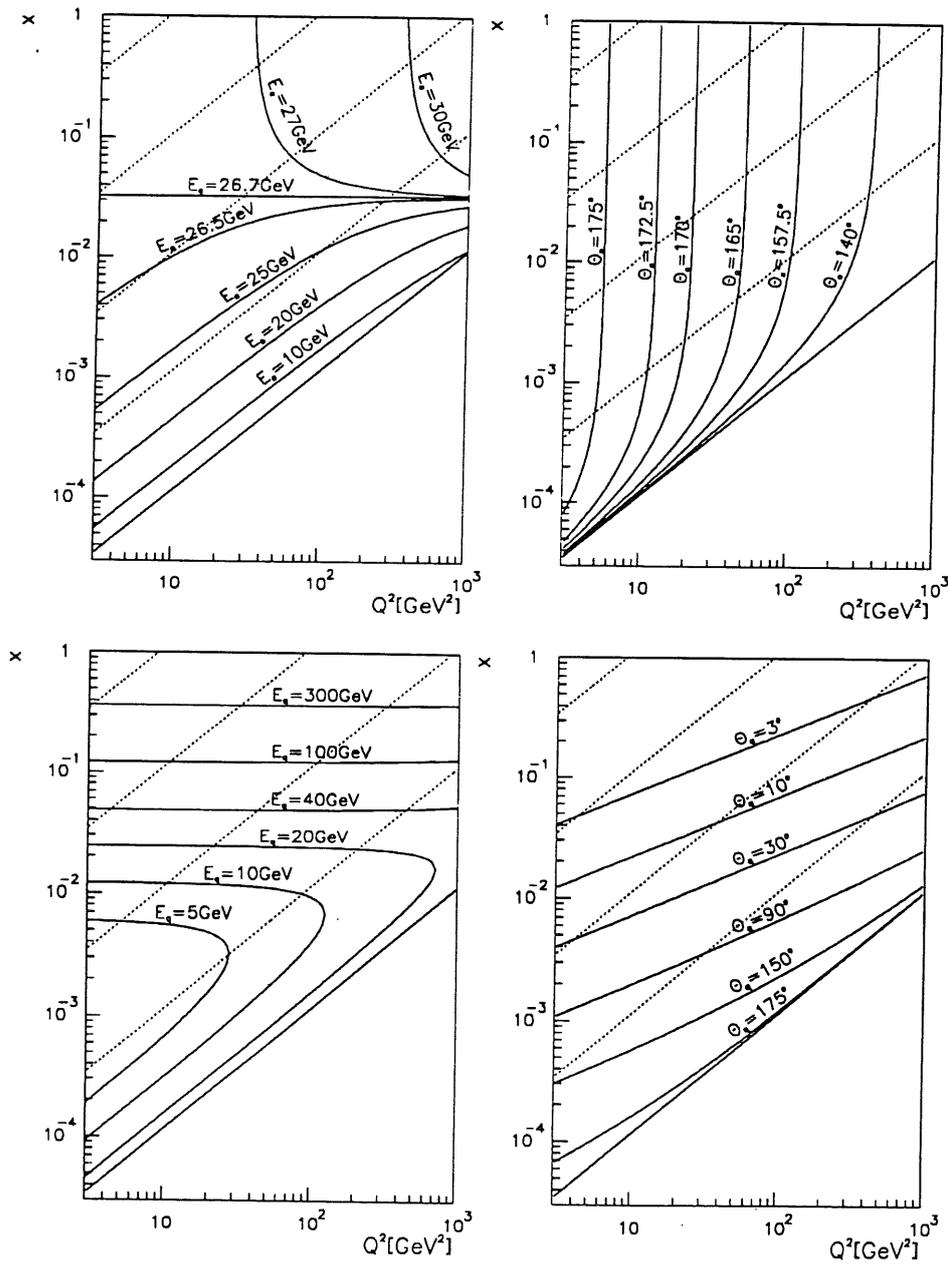


Abbildung 7.2: Gezeigt sind die Linien konstanter Energie des gestreuten Elektrons, konstanter Richtung des gestreuten Elektrons, konstanter Energie des gestreuten Quarks und konstanter Richtung des gestreuten Quarks. Die gestrichelten Linien sind jeweils die Linien mit konstantem y (von unten nach oben: $y = 0.1, 0.01, \dots$).

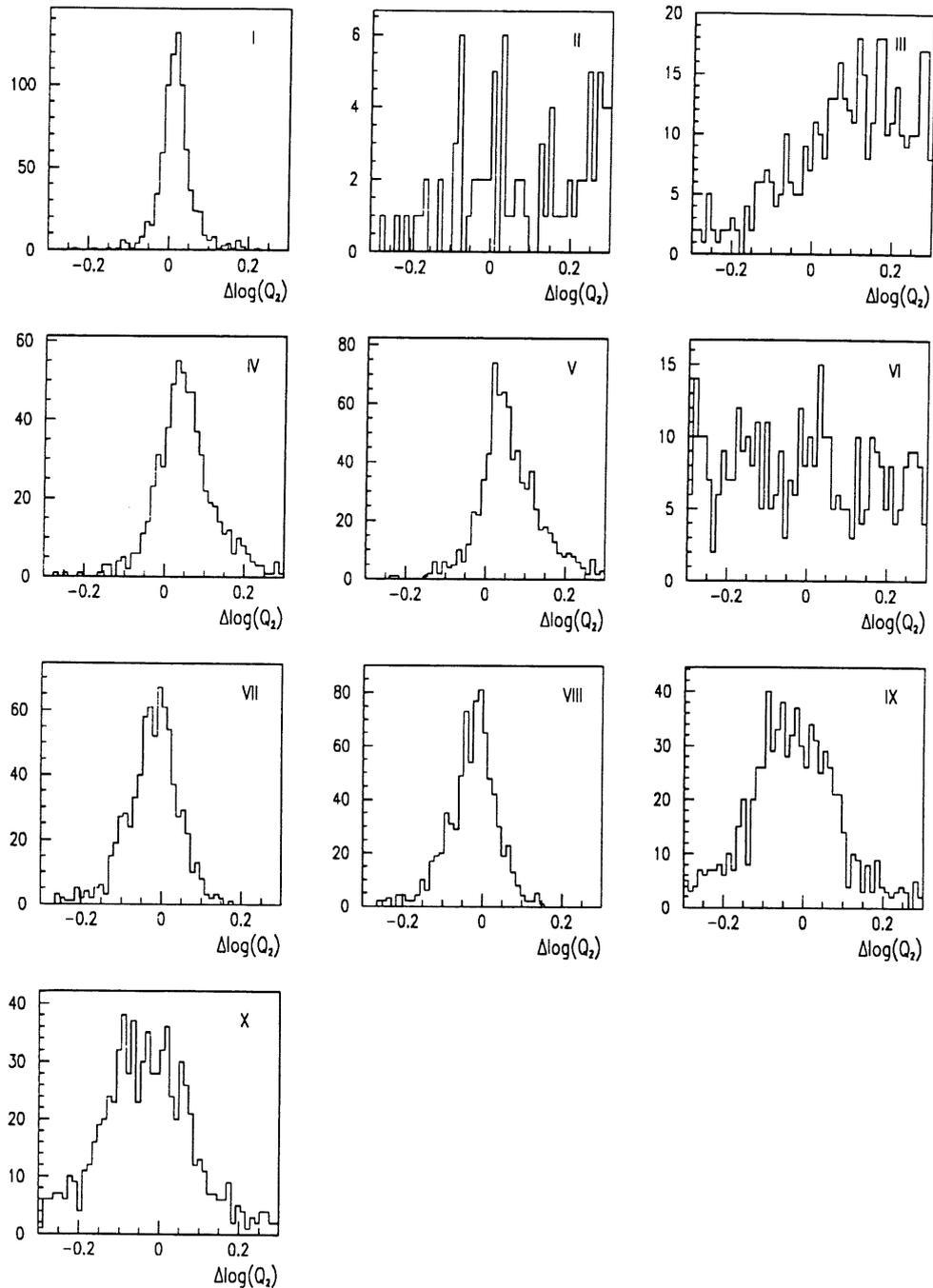


Abbildung 7.3: Gezeigt ist die Verteilung der Differenz der dekadischen Logarithmen von rekonstruiertem und wirklichem Impulsübertrag für die verschiedenen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Es wurde der kinematische Bereich $x \in [0.0003, 0.001]$ und $Q^2 \in [10, 30] \text{ GeV}^2$ untersucht. Die Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik sind von oben links nach unten rechts entsprechend ihrer Nummer (I bis X) geordnet.

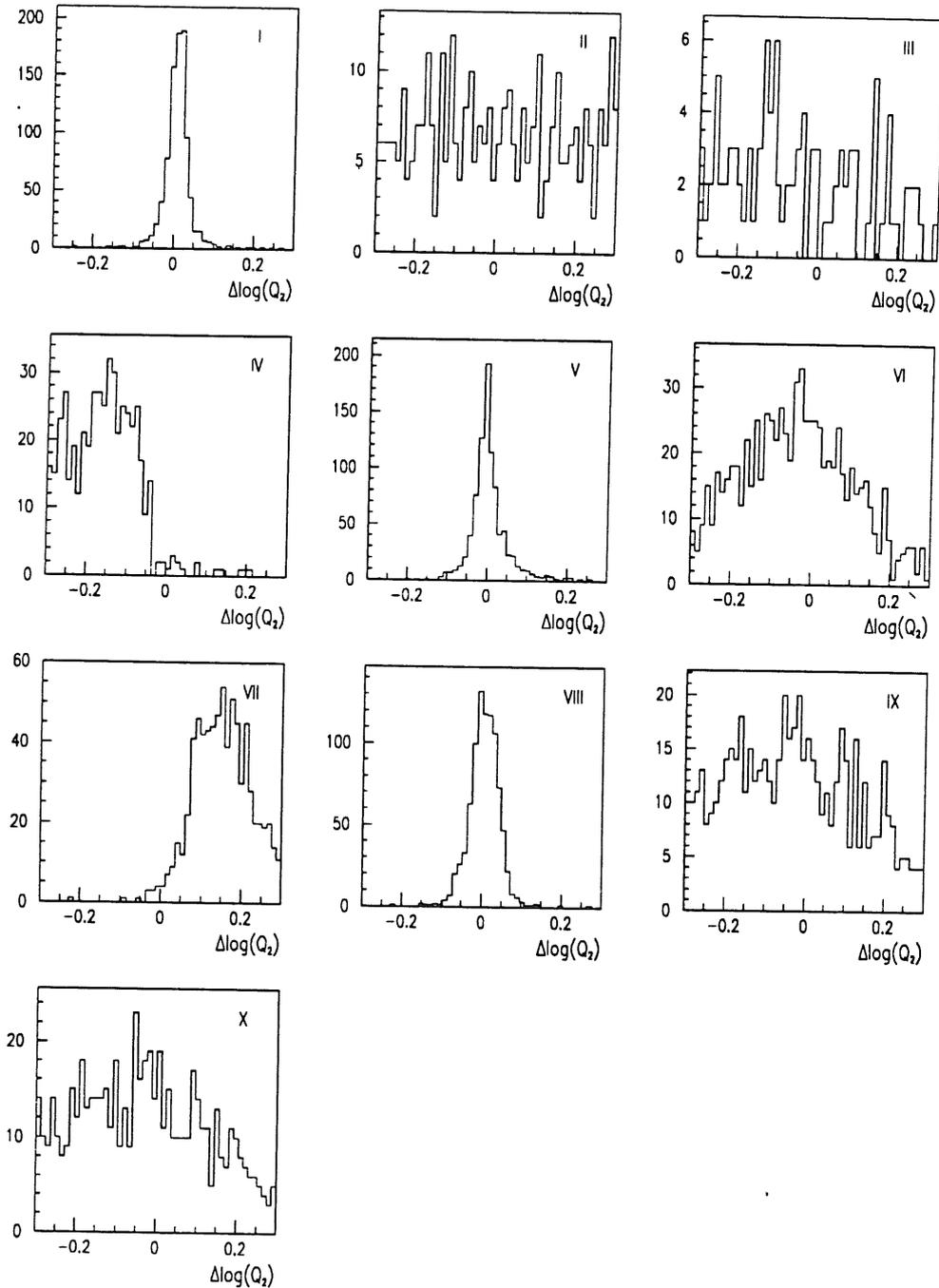


Abbildung 7.4: Gezeigt ist die Differenz der dekadischen Logarithmen von rekonstruiertem und wirklichem Impulsübertrag für die verschiedenen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Es wurde der kinematische Bereich $x \in [0.01, 0.03]$ und $Q^2 \in [30, 100] \text{ GeV}^2$ untersucht. Die Rekonstruktionsmethoden sind von oben links nach unten rechts entsprechend ihrer Nummer (I bis X) geordnet.

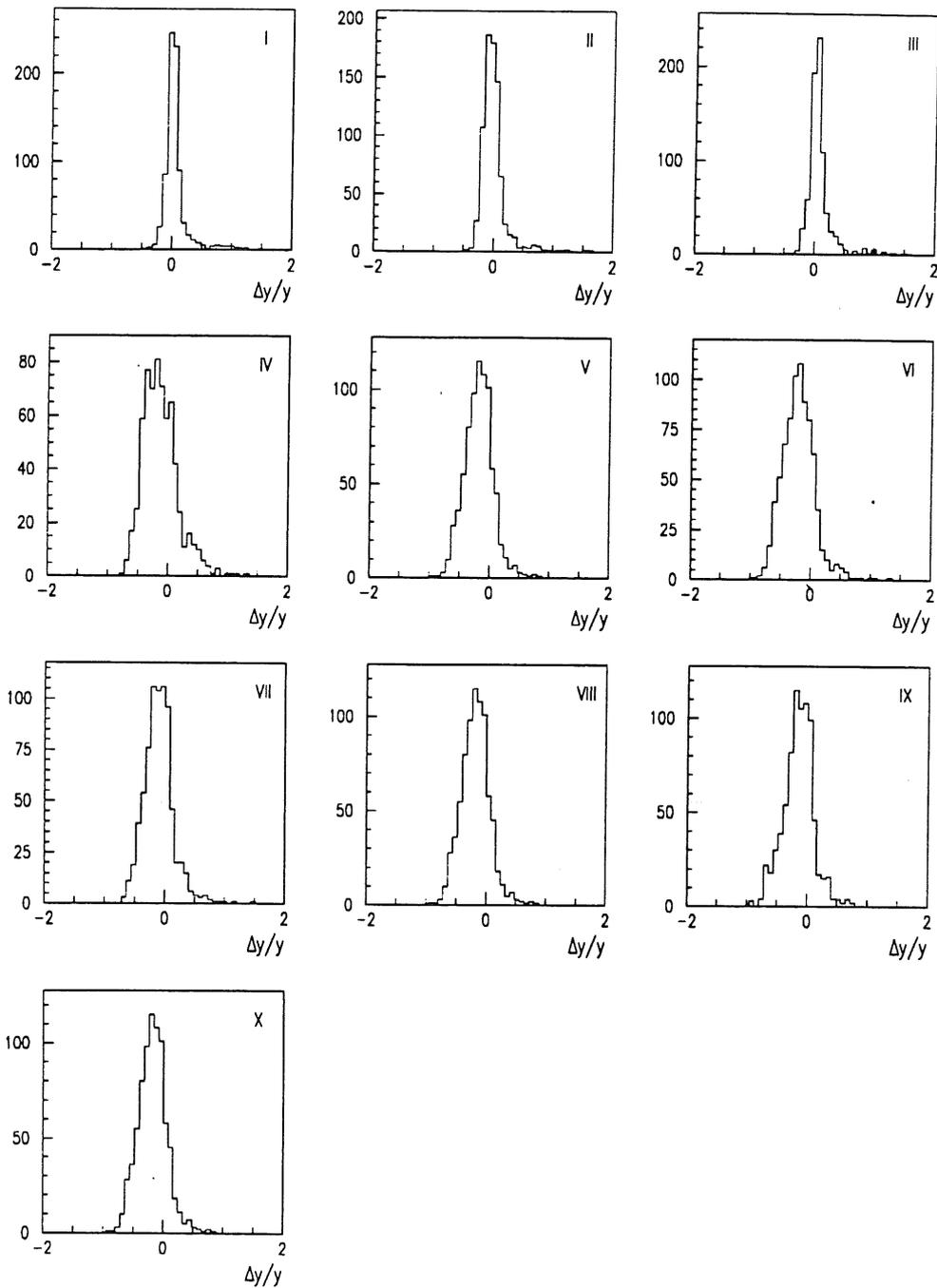


Abbildung 7.5: Gezeigt ist die relative Differenz von rekonstruiertem und wirklichem y für die verschiedenen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Der untersuchte kinematische Bereich ist $x \in [0.0003, 0.001]$ und $Q^2 \in [10, 30] \text{ GeV}^2$. Die Methoden sind von oben links nach unten rechts entsprechend ihrer Nummer (I bis X) geordnet.

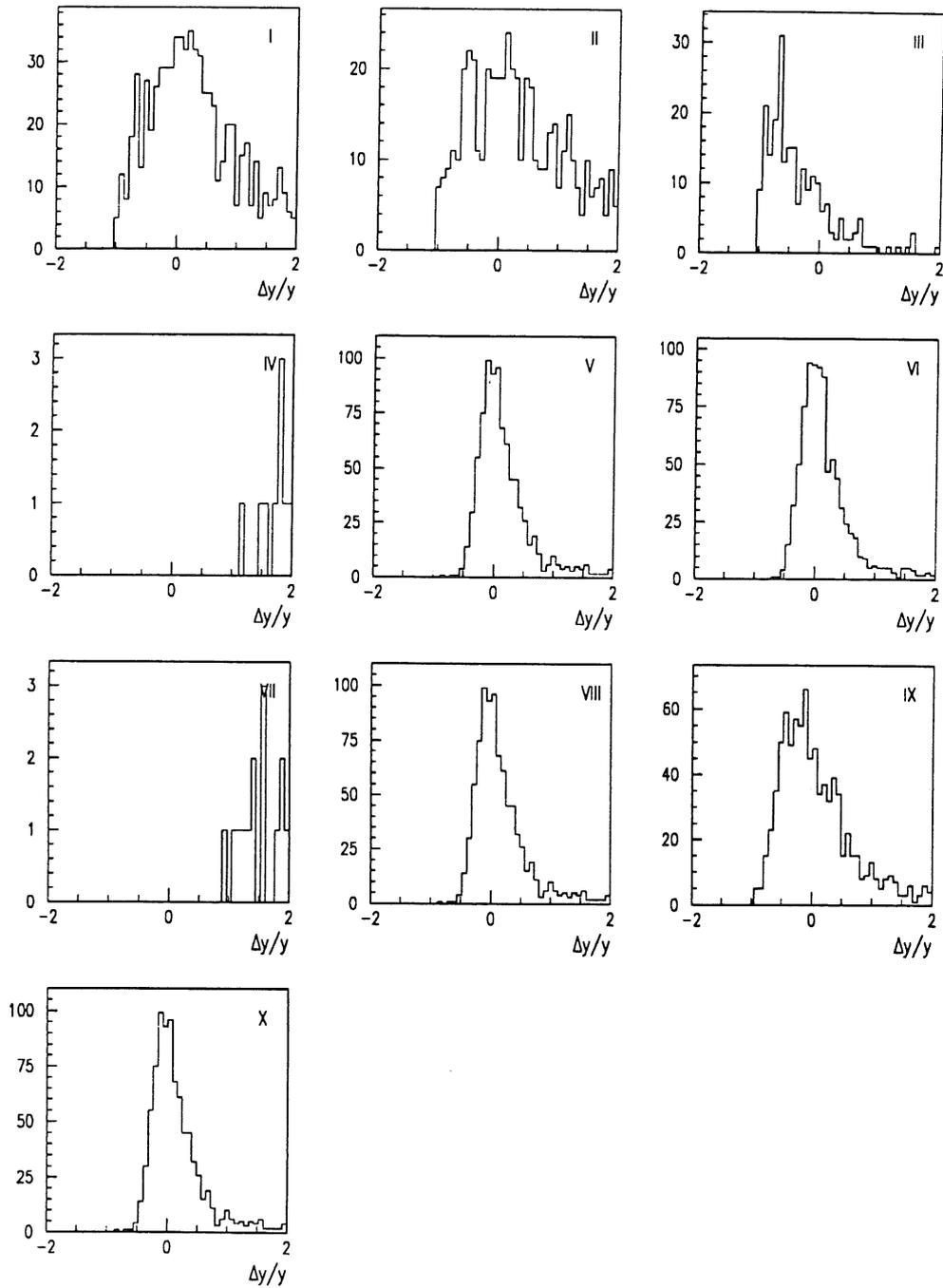


Abbildung 7.6: Gezeigt ist die relative Differenz von rekonstruiertem und wirklichem y für die verschiedenen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Der untersuchte kinematische Bereich ist $x \in [0.01, 0.03]$ und $Q^2 \in [30, 100] \text{ GeV}^2$. Die Methoden sind von oben links nach unten rechts entsprechend ihrer Nummer (I bis X) geordnet.

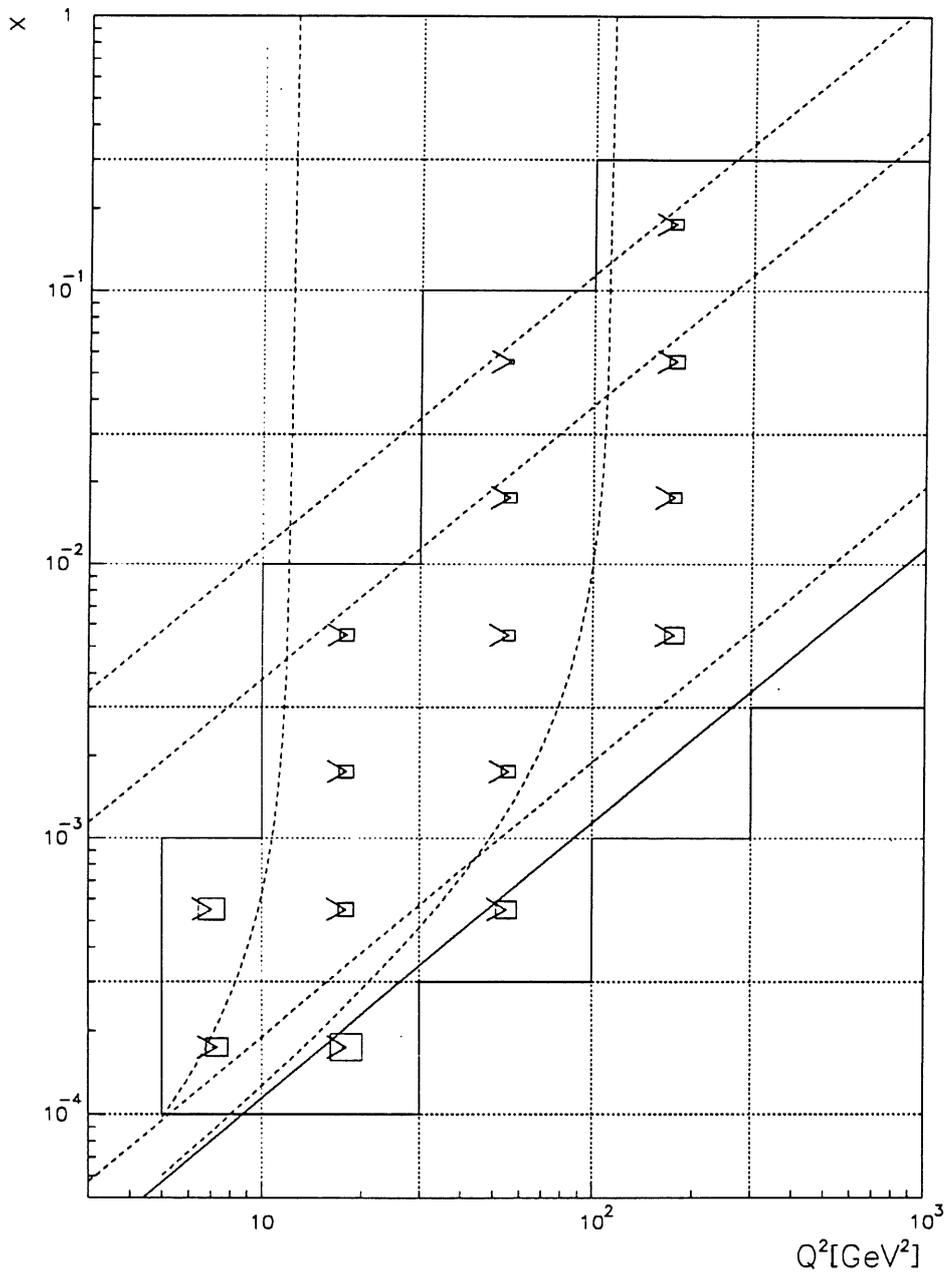


Abbildung 7.7: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode I erzielte Qualität der Q^2 Rekonstruktion gezeigt. Die Pfeile zeigen dabei die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem Impulsübertrag.

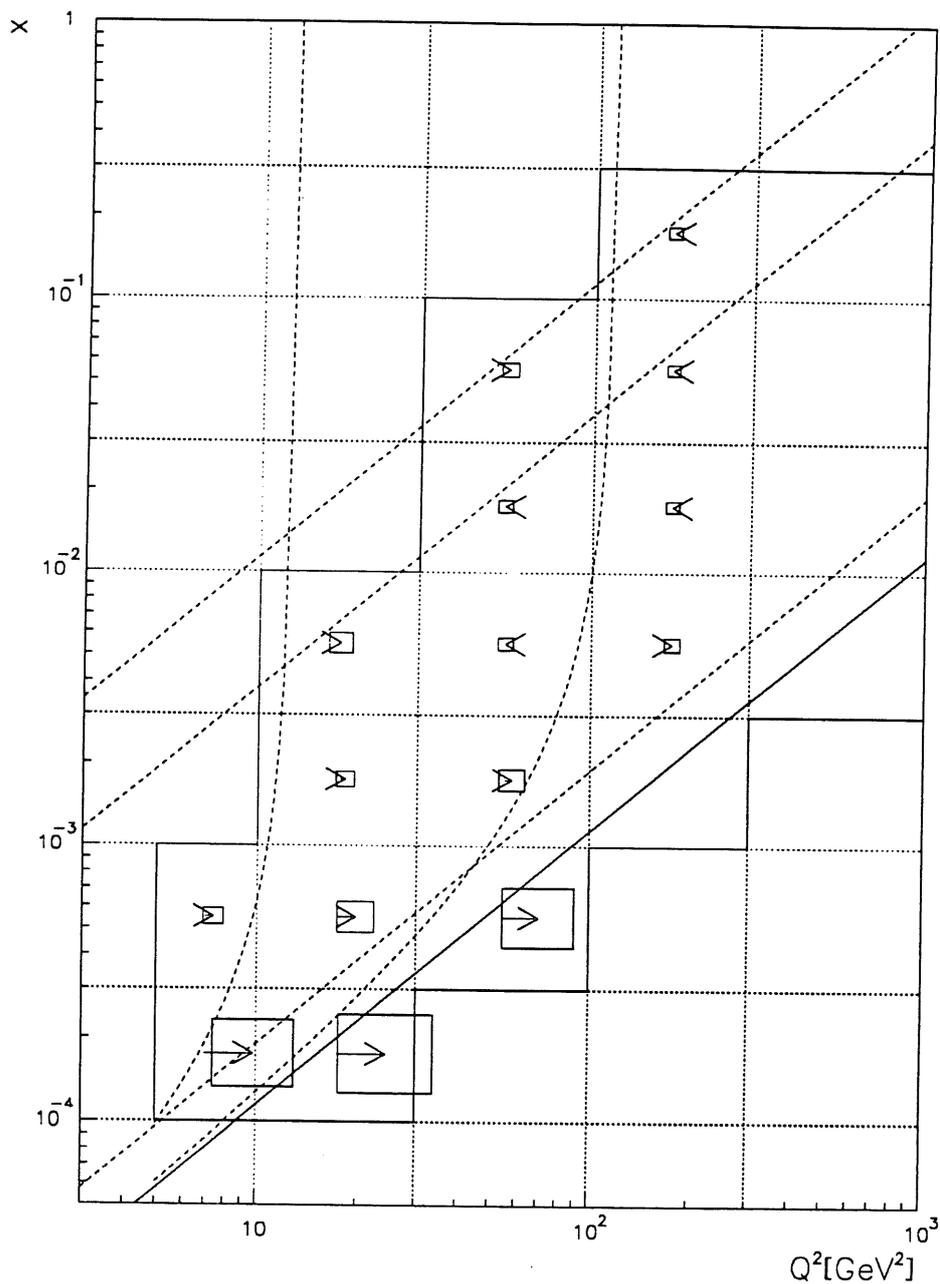


Abbildung 7.8: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode V erzielte Qualität der Q^2 Rekonstruktion gezeigt. Die Pfeile zeigen dabei die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem Impulsübertrag.

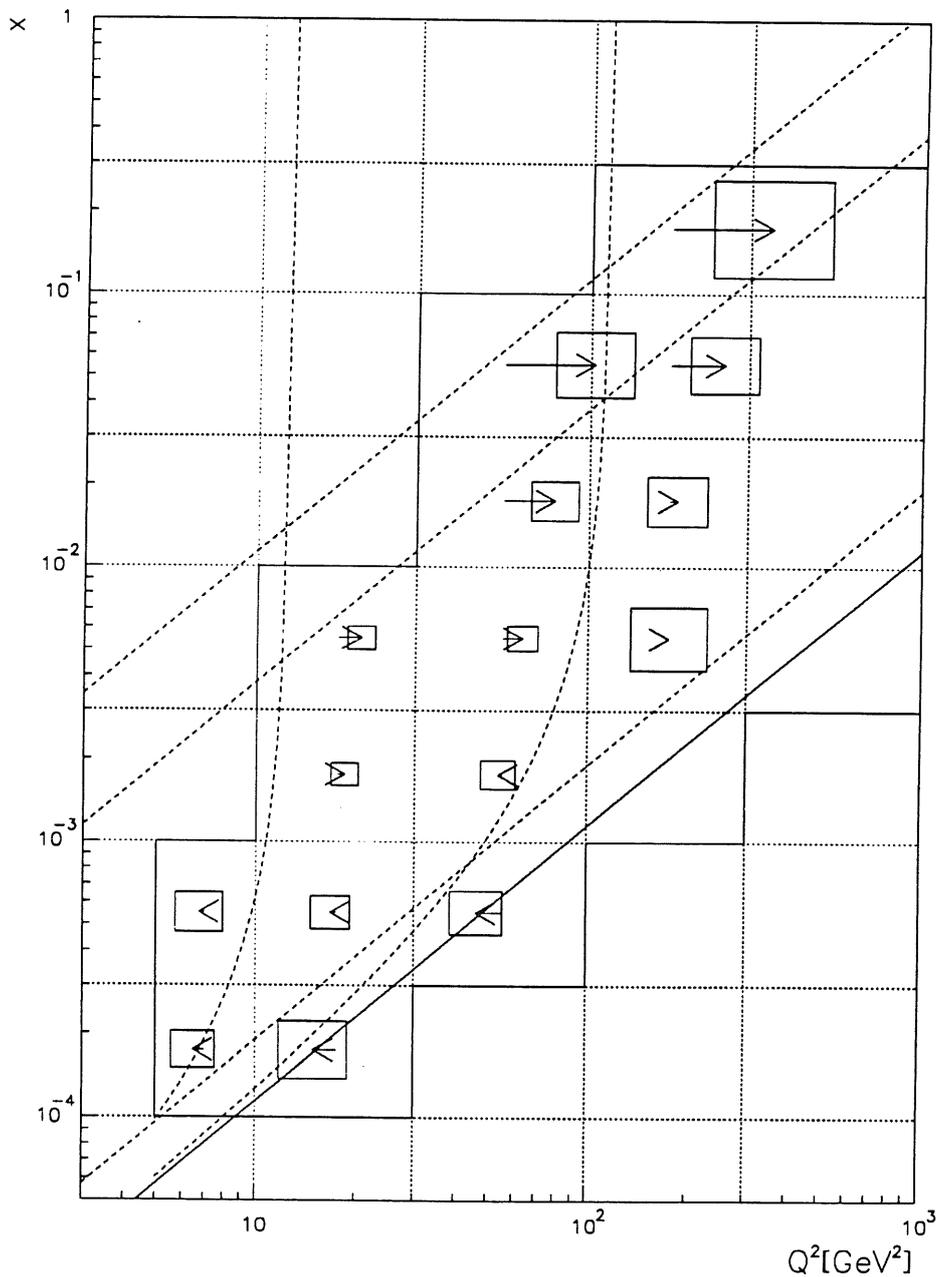


Abbildung 7.9: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode VIII erzielte Qualität der Q^2 Rekonstruktion gezeigt. Die Pfeile zeigen dabei die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem Impulsübertrag.

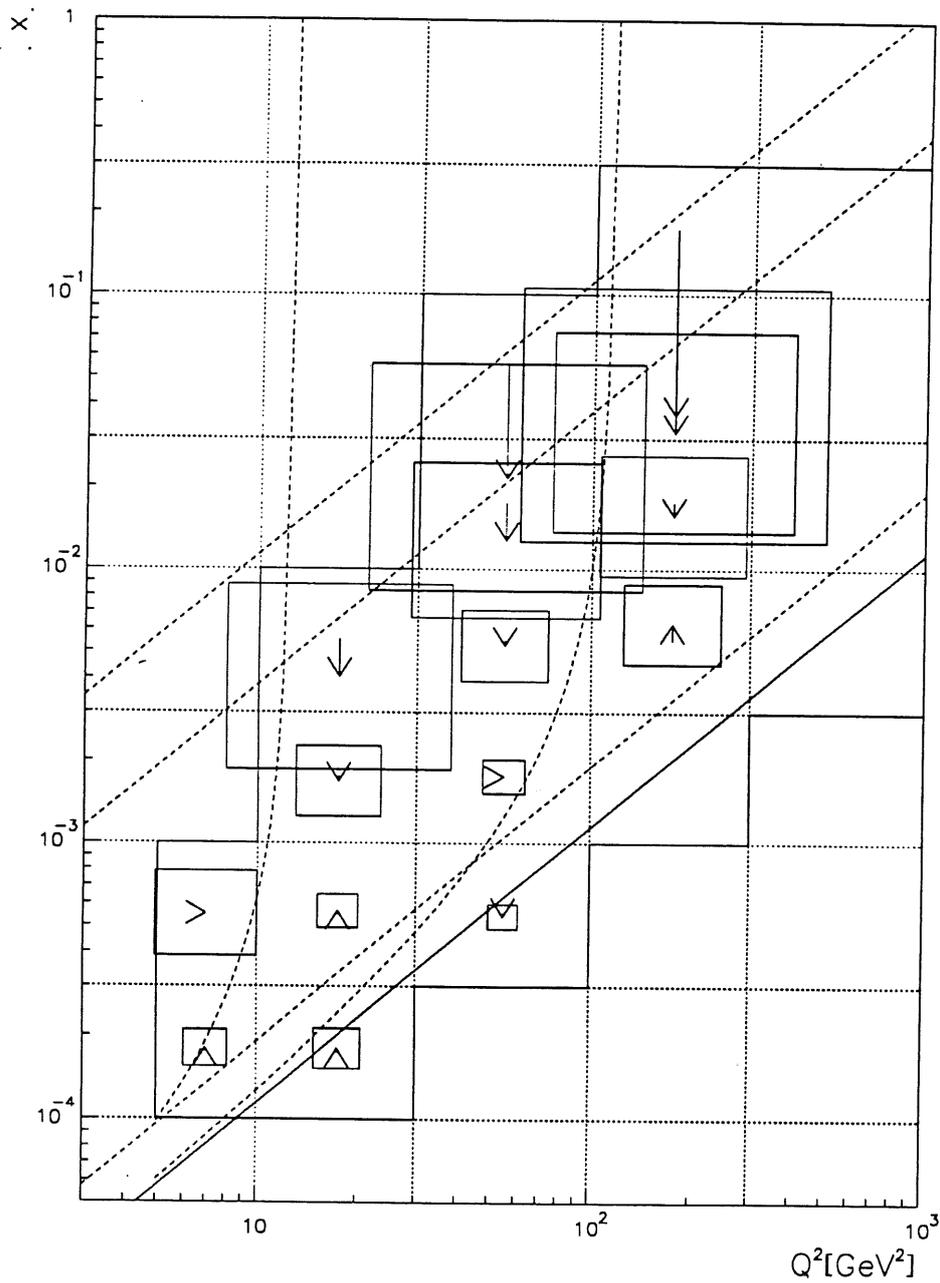


Abbildung 7.10: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode I erzielte Qualität der x Rekonstruktion gezeigt. Die Pfeile zeigen die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem x .

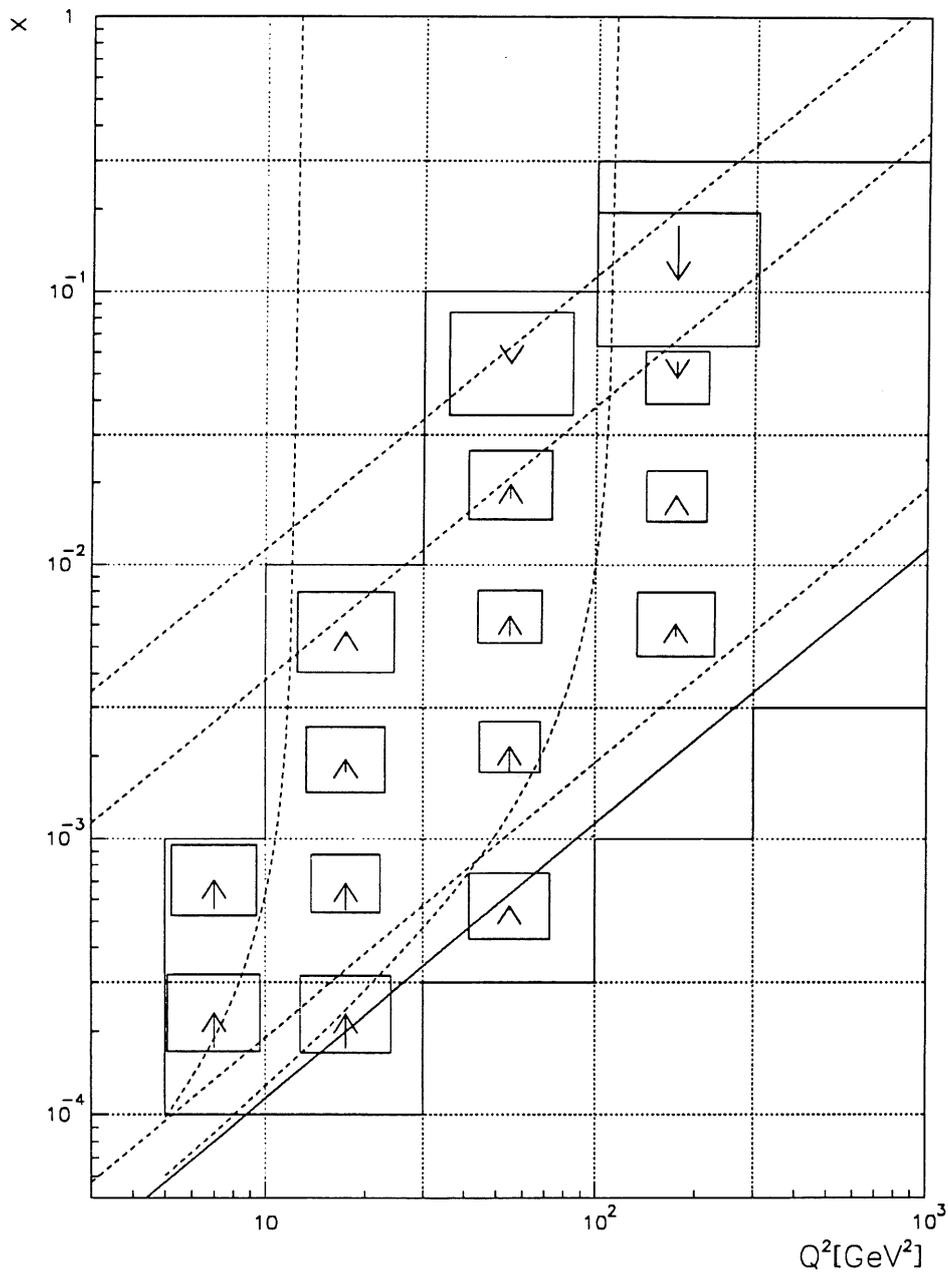


Abbildung 7.11: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode V erzielte Qualität der x Rekonstruktion gezeigt. Der Impulsübertrag wurde dabei nach Methode I berechnet. Die Pfeile zeigen die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem x .

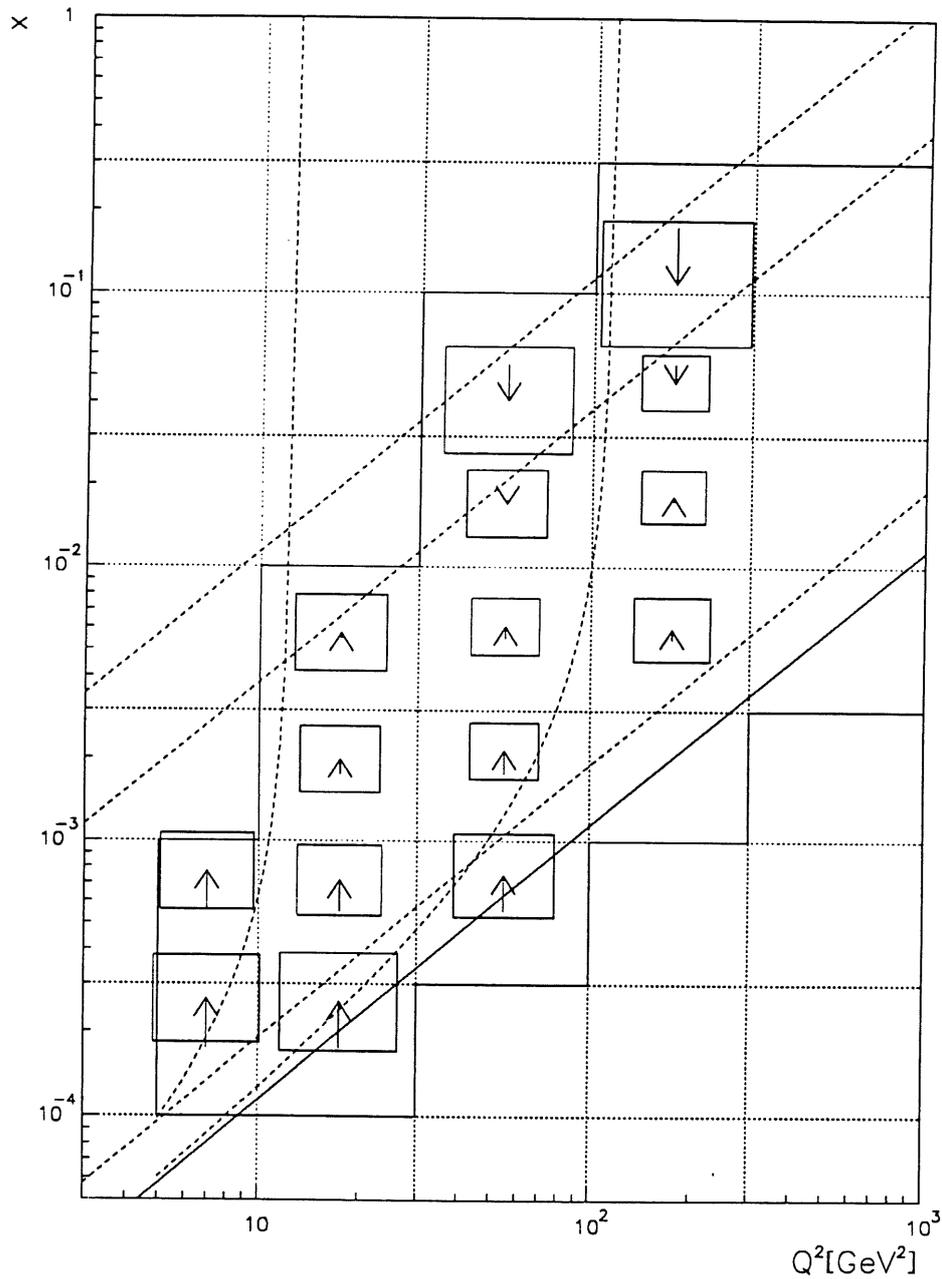


Abbildung 7.12: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode VI erzielte Qualität der x Rekonstruktion gezeigt. Der Impulsübertrag wurde dabei nach Methode I berechnet. Die Pfeile zeigen die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem x .

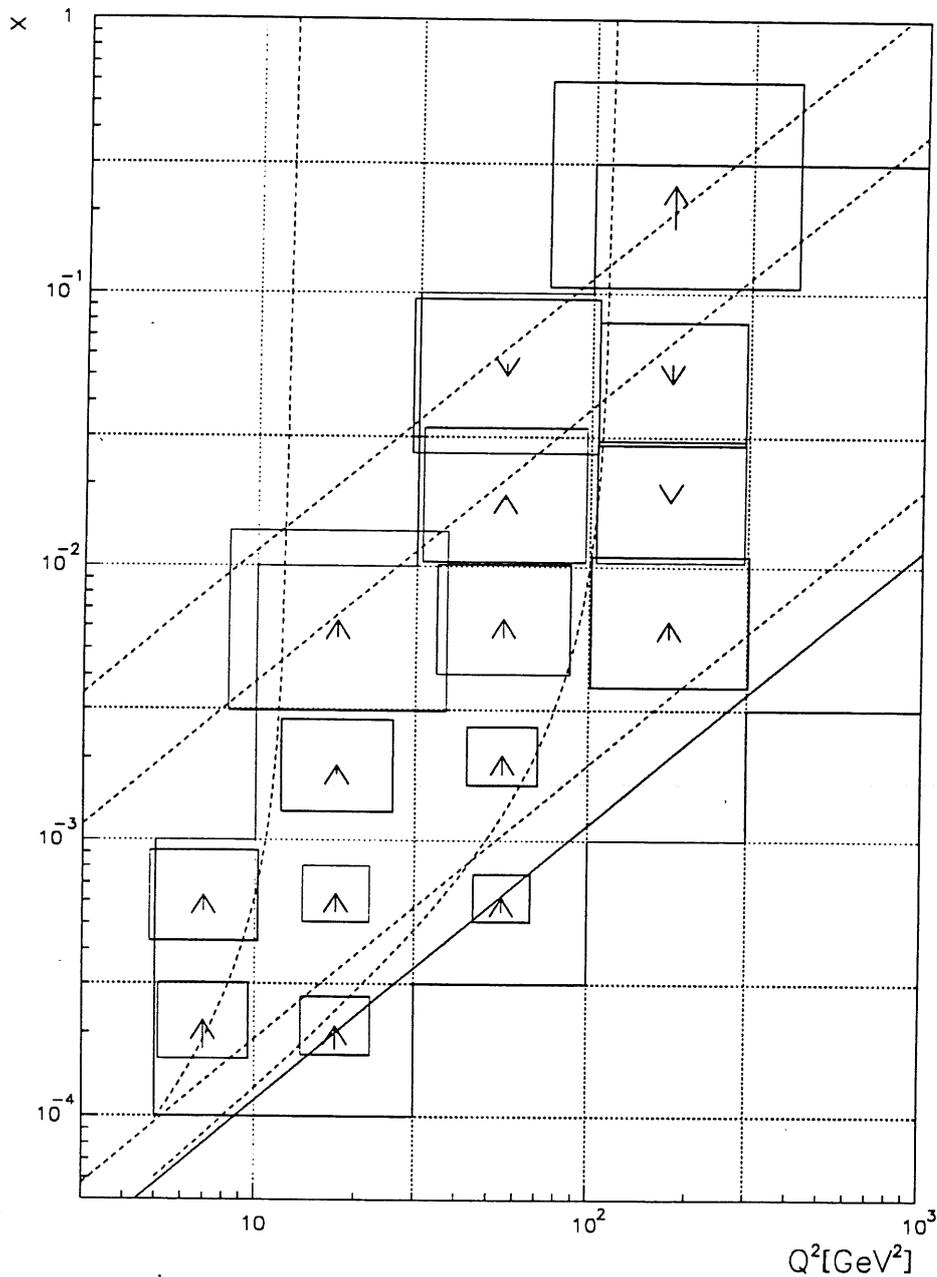


Abbildung 7.13: Bei einer Unterteilung des kinematischen Bereichs in zwei Zellen pro Dekade in x und Q^2 ist die mit Methode IX erzielte Qualität der x Rekonstruktion gezeigt. Der Impulsübertrag wurde dabei nach Methode I berechnet. Die Pfeile zeigen die systematischen Abweichungen, die Seitenlänge der Kästchen die Breite der Verteilungen der Differenz der dekadischen Logarithmen von gemessenem und wirklichem x .

8 Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons

Im folgenden werden der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt diskutiert, und die Methoden aufgezeigt, mit deren Hilfe die einzelnen Terme des experimentellen Wirkungsquerschnitts gemessen wurden. Nach der Beschreibung der Daten, der Rekonstruktion der Ereigniskinematik, der Korrektur der Detektorakzeptanz, der Bestimmung der Effizienzen, etc., wird die gemessene Strukturfunktion F_2 des Protons als Funktion von Impulsübertrag und x angegeben.

8.1 Der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt

Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, gibt der Bornterm des differentiellen Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung Aufschluß über die Strukturfunktion F_2 des Protons:

$$\frac{d^2\sigma}{dx \cdot dQ^2} = \frac{2 \cdot \pi \cdot (\hbar \cdot c)^2 \cdot \alpha^2}{x_{Bj} \cdot (Q^2)^2} \cdot \left(1 + (1-y)^2 - y^2 \frac{R}{1+R}\right) \cdot F_2(x, Q^2).$$

Eine Möglichkeit, die Strukturfunktion zu ermitteln, ist, den Bornterm des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu messen. Experimentell wird der Bornterm des differentiellen Wirkungsquerschnitts im folgenden aus

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dx \cdot dQ^2} \right|^{Born} = \frac{N_{Event} - N_{\gamma p} - N_{Strahl}}{Lumi} \cdot \frac{1}{\Delta x \cdot \Delta Q^2} \quad (8.1)$$

$$\cdot 1/\epsilon_{Trigger} \cdot 1/\epsilon_{MiniDST} \cdot 1/\epsilon_{Selektion} \cdot 1/\epsilon_{z-Vertex}$$

$$\cdot f_{Akzeptanz} \cdot f_{Satelliten} \cdot f_{binsize} \cdot f_{Rad./Born}$$

bestimmt. Die einzelnen Größen haben dabei folgende Bedeutung:

- N_{Event} : Die Zahl der in einem definierten kinematischen Bereich gemessenen Ereignisse.
- $N_{\gamma p}$: Für den gegebenen kinematischen Bereich abgeschätzter Untergrund aus Photoproduktionsereignissen.
- N_{Strahl} : Für den gegebenen kinematischen Bereich abgeschätzter Untergrund aus Wechselwirkungen des Elektronen - bzw. Protonenstrahls mit Atomen des Restgases im Strahlrohr bzw. dem Strahlrohr selbst.
- $Lumi$: Integrierte Luminosität.
- $\Delta x \cdot \Delta Q^2$: Größe des gewählten kinematischen Bereichs.

- $\epsilon_{Trigger}$: Effizienz des verwendeten Triggers für Ereignisse mit neutralem Strom im untersuchten kinematischen Bereich.
- $\epsilon_{MiniDST}$: Effizienz der ersten Stufe der Ereignis Selektion (MiniDST-Selektion).
- $\epsilon_{Selektion}$: Effizienz der Schnitte zur Datenselektion und Untergrundunterdrückung. Sie ist eine bedingte Effizienz nach der MiniDST-Selektion.
- $\epsilon_{z-Vertex}$: Effizienz der z -Vertexbedingung. Diese Effizienz wird konditional nach allen anderen Schnitten berechnet.
- $f_{Akzeptanz}$: Korrektur für Detektorakzeptanz, Auflösung des Detektors und Verfälschung der Berechnung der Ereigniskinematik durch Abstrahlung von Photonen vom Elektron.
- $f_{Satelliten}$: Korrektur des Einflusses der Beschränkung des z -Vertexbereichs und der Existenz von zeitlich gegen das nominelle Teilchenpaket verschobenen Paketen auf die Luminositätsbestimmung.
- $f_{binsize}$: Korrektur des Unterschieds zwischen dem gemessenen Differenzenquotienten und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Mitte des gewählten kinematischen Bereichs.
- $f_{Rad./Born}$: Verhältnis zwischen dem gemessenen radiativen Wirkungsquerschnitt und dem Bornterm des Wirkungsquerschnitts.

Die beiden letzten Größen können nicht experimentell bestimmt werden. Sie werden mit bestimmten Partondichteparametrisierungen gemachten theoretischen Vorhersagen entnommen. Die Unterschiede zwischen mit verschiedenen Partondichteparametrisierungen gefundenen Korrekturen tragen zu den systematischen Fehlern bei.

Der kinematische Bereich wird in der Messung in drei Bänder je Dekade in x unterteilt. Die Bandgrenzen in Q^2 liegen bei $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$, 10 GeV^2 , 20 GeV^2 , 40 GeV^2 und 80 GeV^2 . In den folgenden Kapiteln wird die Bestimmung der einzelnen Terme in Gleichung 8.1 aus Experiment oder Theorie im Detail behandelt. Im allgemeinen werden dabei die Werte der einzelnen Größen in einem über den eigentlichen Meßbereich hinausgehenden kinematischen Bereich angegeben. Für den Meßbereich sind die Werte der einzelnen Größen in Tabelle 8.1 kompiliert.

$Lumi = 25.5 \text{ nb}^{-1}$		$f_{\text{Satelliten}} = 0.90 \pm 0.02$		$\epsilon_{\text{Trigger}} = (96 \pm 3)\%$	
$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$					
x	0.000693	0.00149	0.00320	0.00691	0.0149
N_{Event}	157 ± 13	135 ± 12	107 ± 10	80 ± 9	29 ± 5
$N_{\gamma p}$	5	1	0	0	0
N_{Strahl}	0	0	0	0	0
$\epsilon_{\text{MiniDST}} [\%]$	93 ± 0	93 ± 0	93 ± 0	91 ± 0	91 ± 0
$\epsilon_{\text{Selektion}} [\%]$	82 ± 1	74 ± 1	65 ± 1	59 ± 1	60 ± 1
$\epsilon_{z\text{-Vertex}} [\%]$	97 ± 1	95 ± 1	89 ± 2	79 ± 4	48 ± 9
$f_{\text{Akzeptanz}}$	0.93 ± 0.03	0.99 ± 0.0	0.98 ± 0.04	0.87 ± 0.03	0.77 ± 0.03
f_{binsize}	1.04	1.04	1.04	1.04	1.04
$f_{\text{Rad./Born}}$	1.02	1.01	1.00	1.00	1.00
$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$					
x	0.00149	0.00321	0.00690	0.0149	
N_{Event}	129 ± 11	85 ± 9	57 ± 8	52 ± 7	
$N_{\gamma p}$	3	0	0	0	
N_{Strahl}	0	0	0	0	
$\epsilon_{\text{MiniDST}} [\%]$	95 ± 0	96 ± 0	96 ± 0	97 ± 0	
$\epsilon_{\text{Selektion}} [\%]$	85 ± 1	83 ± 1	79 ± 1	78 ± 1	
$\epsilon_{z\text{-Vertex}} [\%]$	93 ± 2	92 ± 2	96 ± 2	73 ± 6	
$f_{\text{Akzeptanz}}$	0.88 ± 0.04	0.97 ± 0.05	0.87 ± 0.05	0.78 ± 0.04	
f_{binsize}	1.05	1.04	1.05	1.04	
$f_{\text{Rad./Born}}$	1.02	1.01	1.01	1.00	
$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$					
x	0.00150	0.00322	0.00691	0.0149	0.0321
N_{Event}	40 ± 6	47 ± 7	46 ± 7	32 ± 6	15 ± 4
$N_{\gamma p}$	0	0	0	0	0
N_{Strahl}	0	0	0	0	0
$\epsilon_{\text{MiniDST}} [\%]$	91 ± 1	91 ± 1	91 ± 1	91 ± 1	92 ± 1
$\epsilon_{\text{Selektion}} [\%]$	70 ± 2	81 ± 2	83 ± 2	77 ± 2	70 ± 2
$\epsilon_{z\text{-Vertex}} [\%]$	92 ± 4	94 ± 3	100	88 ± 5	71 ± 11
$f_{\text{Akzeptanz}}$	1.02 ± 0.07	0.85 ± 0.06	0.91 ± 0.07	0.85 ± 0.07	0.79 ± 0.06
f_{binsize}	1.06	1.05	1.05	1.04	1.04
$f_{\text{Rad./Born}}$	1.03	1.01	1.01	1.00	1.00

Tabelle 8.1: Aufstellung der bei der vorliegenden Messung der F_2 -Strukturfunktion des Protons gefundenen Werte für die einzelnen Terme des experimentellen Wirkungsquerschnitts.

8.2 Die Daten

Die vorliegende Analyse basiert auf den im Herbst 1992 mit dem H1 Detektor am HERA Speicherring genommenen Daten. Nach der Selektion guter Runs beträgt die integrierte Luminosität 22.5 nb^{-1} . Als Trigger für NC-DIS-Ereignisse bei niedrigem Impulsübertrag wurden ein BEMC-Clusterenergetrigger (BSET-CL2 Trigger [79]) und die Flugzeitmessung (\overline{TOF} [80]) verwendet.

Zur Unterdrückung von Untergrund und zur weiteren Optimierung der Qualität der Daten wurde eine dreistufige Datenselektion angewendet:

1. Ereignisklassifikation
2. MiniDST-Selektion
3. Analysespezifische Schnitte

Eine Besonderheit im Betrieb des HERA Beschleunigers erleichtert die Kontrolle des Strahluntergrunds. Der Protonen- und der Elektronenring wurden mit jeweils zehn Teilchenpaketen betrieben. In den Wechselwirkungszonen wurden neun der zehn Teilchenpakete zur Kollision gebracht. Das zehnte Paket, der pilot bunch, besitzt keinen Kollisionspartner. Die Ereignisse aus den pilot bunchen wurden die gesamte Analyse hindurch in den Daten belassen und zur Schätzung des Strahluntergrunds mit dem Verhältnis der Ströme in pilot bunch und den nominellen Teilchenpaketen gewichtet.

Weiter gab es während der hier untersuchten Meßperiode kleine, zeitlich um etwa 8 ns gegen die nominellen Teilchenpakete versetzte Satellitenteilchenpakete. Sie beinhalteten ca. 7% der integrierten Luminosität.

8.2.1 Die Ereignisklassifikation

Ein Ereignis wird als DIS-NC-Ereignis bei niedrigem Impulsübertrag klassifiziert, wenn eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- Es gibt eine gut rekonstruierte zentrale oder vorwärtsgerichtete Spur, d.h.:
 - { Es gibt mindestens eine Spur in den zentralen Spurkammern mit $r_{ca} \leq 2 \text{ cm}$,
 $p_t \geq 0.2 \text{ GeV}$, $N_{Hits} \geq 16$, $r_{Start} \leq 30 \text{ cm}$, $-50 \text{ cm} \leq z_0 \leq 50 \text{ cm}$ }
 - oder
 - { Es gibt mindestens eine vorwärtsgerichtete Spur, für die gilt $r_{ca} \leq 10 \cdot \Delta(r_{ca})$ }
- Es gibt im BEMC einen Energiecluster im Bereich des kinematischen peak, oder einen BPC-Hit in unmittelbarer Nähe eines BEMC-Energieclusters, d.h.:
 - { Es gibt mindestens einen RCLU-Cluster für dessen BEMC-Anteil gilt:
 $22 \text{ GeV} \leq E_{BCLR} \leq 32 \text{ GeV}$ }
 - oder

{ Es gibt im BEMC mindestens einen Energiecluster mit Energie größer 4 GeV und im Umkreis von 15 cm um den Energieschwerpunkt eines solchen Clusters (parallaxenkoriigiert) zusätzlich einen BPC-Punkt. }

Dabei sind r_{ca} der kürzeste Abstand zwischen Spurextrapolation und nomineller z -Achse, p_t der Transversalimpuls der Spur, N_{Hits} die Zahl der in der Spur enthaltenen Hits, r_{Start} der Spurradius am Ort des kürzesten Abstands zwischen Spurextrapolation und nomineller z -Achse, z_0 die zugehörige z -Koordinate, $\Delta(r_{ca})$ der Fehler von r_{ca} und E_{BCLR} die BEMC Clusterenergie. RCLU-Cluster sind aus den Clustern aller Kalorimeter und des instrumentierten Eisens aufgebaute, übergeordnete Objekte.

8.2.2 Die MiniDST-Selektion

Zur weiteren Unterdrückung des Untergrunds wurde nach der Ereignisklassifikation folgende MiniDST-Selektion angewendet. Sie besteht aus vier Bedingungen, die gleichzeitig erfüllt sein müssen.

- Der energiereichste BEMC-Cluster befindet sich nicht in einem der inneren, dreieckigen BEMC-Module:
 $|x_{cog}| > 16 \text{ cm}$ oder $|y_{cog}| > 16 \text{ cm}$
- Es gibt mindestens einen Cluster mit $E_{RCLU} \geq 6 \text{ GeV}$ und $z_{RCLU} \leq -155 \text{ cm}$.
- Es gibt im Umkreis von 15 cm um den Energieschwerpunkt des energiereichsten BEMC-Clusters einen BPC-Hit (parallaxenkoriigiert).
- Es gibt einen mit den zentralen Spurkammern rekonstruierten Ereignisvertex oder einen Cluster mit $22 \text{ GeV} \leq E_{BCLR} \leq 32 \text{ GeV}$.

Dabei sind x_{cog} und y_{cog} die Koordinaten des Energieschwerpunkts des BEMC-Clusters, E_{RCLU} die Energie des RCLU-Clusters und z_{RCLU} die z -Koordinate des Energieschwerpunkts des RCLU-Clusters.

8.2.3 Analysespezifische Schnitte

Die weiteren Schnitte tragen neben der weitestgehenden Reduzierung des noch vorhandenen Untergrunds auch zur Verbesserung der Qualität der Rekonstruktion bei; z.B. durch Beschränkung auf gut verstandene Detektorbereiche. Im einzelnen wurden folgende Schnitte angewendet:

- Beschränkung des Polarwinkelbereichs des gestreuten Elektrons:

$$157.5^\circ \leq \theta \leq 172.5^\circ$$

- z -Vertex-Bedingung:

$$\{-50 \text{ cm} \leq z_{Vertex} \leq 50 \text{ cm}\}$$

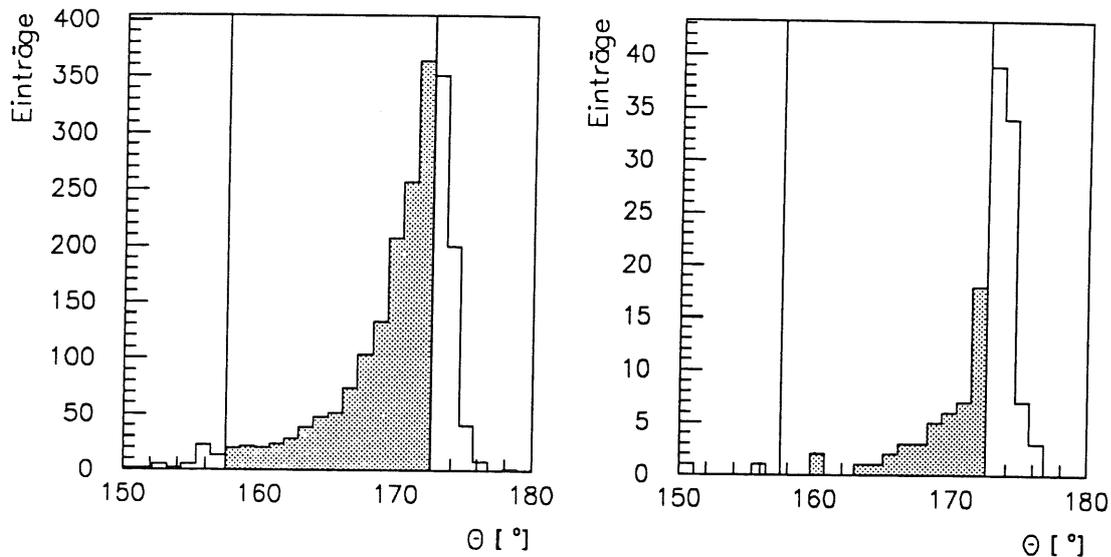


Abbildung 8.1: Gezeigt ist die Verteilung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons; links für Ereignisse im kinematischen peak nach der MiniDST-Selektion, rechts wird zusätzlich ein großer hadronischer Anteil an der Energiemessung im „heißesten Modul“ des BEMC-Clusters gefordert ($f_{had} > 0.3$).

- Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons:

$$E' \geq 10.6 \text{ GeV}$$

- Qualität aller gemessenen Spuren:

$$RVFIT > 0.19$$

- Mindestenergie im LAr-Kalorimeter

$$E_{LAr} \geq 1 \text{ GeV}$$

- Energie- und Impulserhaltung:

$$\Sigma(E - p_z) < 66 \text{ GeV}$$

- Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrunds:

$$\{\Sigma(E - p_z) \geq 40 \text{ GeV}\}$$

oder

$$\{\Sigma(E - p_z) \geq 30 \text{ GeV}\} \text{ und } \{0.93 \cdot \Sigma(E - p_z)^{Had.} \leq 1.6 \cdot \Sigma(E - p_z) - 38 \text{ GeV}\}$$

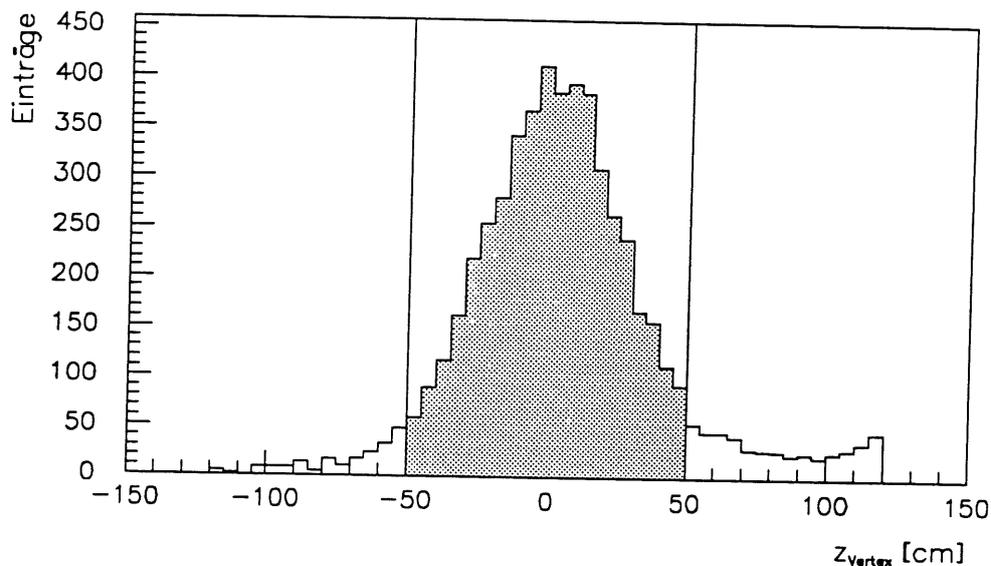


Abbildung 8.2: Gezeigt ist die z -Vertex Verteilung der Ereignisse nach MiniDST-Selektion für Ereignisse mit z -Vertex. Der Schnitt bei ± 50 cm ist eingezeichnet.

Die einzelnen Analyseschnitte werden im folgenden näher beschrieben und begründet.

Beschränkung des Polarwinkelbereichs des gestreuten Elektrons:

$$157.5^\circ \leq \theta \leq 172.5^\circ$$

Die untere Grenze ist so gewählt, daß das Elektron bei großen Streuwinkeln immer ganz im BEMC enthalten ist und keine Energie im toten Material zwischen BEMC und LAr-Kalorimeter deponiert. Die obere Grenze geht aus Abbildung 8.1 hervor. Gezeigt ist die Verteilung des gemessenen Polarwinkels des gestreuten Elektrons; links für alle Daten im kinematischen peak nach MiniDST-Selektion, rechts mit der zusätzlichen Forderung eines hohen hadronischen Anteils ($f_{had.}$) an der Energiemessung im energiereichsten Modul des zum Elektron gehörenden Clusters. Als hadronische Energie wird im BEMC das mit den kurzen Wellenlängenschiebern, also im hinteren Teil der Module ausgelesene Signal bezeichnet. Die Schnitte im Polarwinkel des gestreuten Elektrons sind ebenfalls eingezeichnet. Der Schnitt $\theta \leq 172.5^\circ$ löst zwei bei kleinen Streuwinkeln auftretende experimentelle Schwierigkeiten:

- Steil abfallende Detektorakzeptanz und damit verbundene große Unsicherheiten bei der Akzeptanzkorrektur.
- Hoher hadronischer Anteil an der Energierekonstruktion.

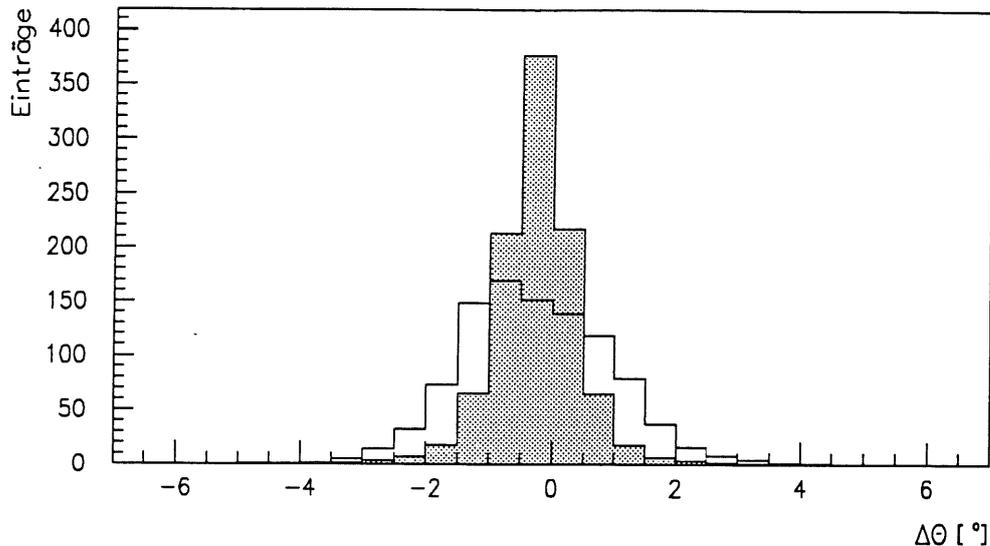


Abbildung 8.3: Gezeigt ist die Qualität der Rekonstruktion der Richtung des gestreuten Elektrons an Hand von Monte-Carlo-Daten nach MiniDST Selektion und z -Vertex-Schnitt. Das schattierte Histogramm zeigt die Qualität der θ -Rekonstruktion bei Verwendung der z -Vertexinformation, das nicht schattierte Histogramm wurde ohne Verwendung der z -Vertexinformation erstellt.

Ein hoher hadronischer Anteil an der Energiemessung ist ein Hinweis darauf, daß der elektromagnetische Schauer nicht vollständig im BEMC absorbiert wurde. Die hohen hadronischen Anteile lassen sich hier durch Elektronen erklären, die durch die dem Strahlrohr zugewandten Flächen des BEMC seitlich in das Kalorimeter eindringen.

z -Vertex-Bedingung:

$$-50 \text{ cm} \leq z_{\text{Vertex}} \leq 50 \text{ cm}$$

In Abbildung 8.2 ist die z -Vertexverteilung für alle Ereignisse nach MiniDST-Selektion gezeigt. Man sieht bei $z \approx 1 \text{ m}$ ein erneutes Ansteigen der Verteilung*. Dieser Wiederanstieg ist auf die Satellitenteilchenpakete zurückzuführen. Der nominelle z -Vertex für die Satellitenteilchenpakete bei etwa liegt $+120 \text{ cm}$.

Die Forderung eines zentralen z -Vertex dient hauptsächlich dazu, mit Myonen aus dem Strahlhalo (Protonenstrahl) und mit den Satellitenteilchenpaketen assoziierte Ereignisse zu verwerfen. Für Ereignisse aus Satellitenteilchenpaketen würde ohne z -Vertexinformation $z_{\text{Vertex}} = 0$ angenommen, und der Wirkungsquerschnitt etwa um den

*Der Abbruch bei $z = 1.2 \text{ m}$ ist ein interner Schnitt in der Vertexrekonstruktion

Faktor

$$\left[\frac{\cos\left(\frac{\theta_{z=0cm}}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\theta_{z=120cm}}{2}\right)} \right]^4 \approx 9$$

überschätzt. Die Forderung nach einem rekonstruierten zentralen z-Vertex dient auch zur Verbesserung der Messung der Richtung des Elektrons. Abbildung 8.3 zeigt an Hand von Monte-Carlo-Daten die Verbesserung der Richtungsmessung durch Verwenden der z-Vertexinformation. Gezeigt ist die Differenz zwischen rekonstruierter und wirklicher Elektronenrichtung bei Verwendung des z-Vertex (schattiert), und ohne Verwendung der z-Vertexinformation (nicht schattiert). Die erzielten Auflösungen unterscheiden sich in etwa um den Faktor zwei.

Schnitt der in Energie des gestreuten Elektrons:

$$E' \geq 10.6 \text{ GeV}$$

Der Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons dient dazu, kinematische Bereiche auszuschließen, in denen die Daten nach der MiniDST-Selektion von Untergrund aus Photoproduktionsereignissen dominiert sind. Dies ist in Abbildung 8.4 illustriert. Das nicht schattierte Histogramm zeigt die Daten nach der MiniDST-Selektion unter Beschränkung auf den Bereich $157.5^\circ \leq \theta \leq 172.5^\circ$ und $x > 4.64 \cdot 10^{-4}$. Man sieht bei kleinen Elektronenenergien klar einen starken Untergrund aus Photoproduktionsereignissen. Das mit statistischen Fehlern versehene Histogramm zeigt die Daten nach allen anderen Schnitten, also einschließlich der weiteren Schnitte zur Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrunds, jedoch ohne z-Vertex Schnitt. Das schattierte Histogramm zeigt die entsprechende Monte-Carlo-Vorhersage. Als Partondichteparametrisierung wurde dabei MRSD₀ angenommen; der direkte Anteil des Photoproduktionsuntergrunds wurde mit Hilfe des PYTHIA Monte-Carlos [81], der weiche Anteil der Streuung mit RAYVDM [82] abgeschätzt. Auf die z-Vertexbedingung wurde verzichtet, da es schwierig ist nachzuweisen, daß dieser Schnitt in der Monte-Carlo-Simulation beschrieben wird. Die simulierten Daten sind auf die Luminosität normiert, die relativen Anteile von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt wurden aus [84] entnommen. Der Schnitt in der Energie des Elektrons bei 10.6 GeV ist eingezeichnet. Bei kleineren Elektronenenergien wäre es sehr schwierig den restlichen Untergrund aus Photoproduktionsereignissen genau genug abzuschätzen.

Qualität aller gemessen Spuren:

$$RVFIT > 0.19$$

RVFIT ist das Verhältnis der Zahl der in der zentralen Spurkammer zum z-Vertex assoziierten Spuren zur Gesamtzahl der Spuren in der zentralen Spurkammer. Der Schnitt dient zur Unterdrückung von Strahluntergrund oder Ereignissen, die von Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls herrühren.[†]

Mindestenergie im LAr-Kalorimeter

$$E_{LAr} \geq 1 \text{ GeV}$$

[†]Detaillierte Information zu diesem Schnitt siehe [85].

Abbildung 8.5 zeigt das Spektrum der im LAr-Kalorimeter gemessenen Energie bis 15 GeV. Links ist nach allen anderen Schnitten mit Ausnahme des z-Vertexschnitts die gesamte Datenmenge gezeigt; rechts wurden nur pilot bunch Ereignisse selektiert. Der Schnitt bei 1 GeV ist jeweils eingezeichnet. Man sieht, daß für vier der acht verbleibenden pilot bunch Ereignisse die im LAr-Kalorimeter gemessene Energie kleiner als 1 GeV ist. In der gesamten Datenmenge sieht man eine Anhäufung bei sehr kleinen LAr-Energien. Sie ist mit der Hypothese reinen Strahluntergrunds verträglich. Der Schnitt verwirft etwa 50% des verbleibenden Strahl-Restgas/Strahlrohr-Untergrunds.

Energie- und Impulserhaltung:

$$\Sigma(E - p_z) < 66 \text{ GeV}$$

Dieser Schnitt entfernt Ereignisse, die nicht mit Energie- und Impulserhaltung in Einklang zu bringen sind. Die Summe $\Sigma(E - p_z)$ über alle Teilchen des Endzustands einschließlich des gestreuten Elektrons ist auf Grund von Energie- und Impulserhaltung gleich der selben Summe im Anfangszustand. Es gilt:

$$\Sigma(E - p_z) = 2 \cdot E_0$$

Abbildung 8.6 zeigt den oberen Teil des gemessenen $\Sigma(E - p_z)$ -Spektrums; links für alle Ereignisse nach allen anderen Schnitten mit Ausnahme des z-Vertexschnitts, rechts für die verbleibenden pilot bunch Ereignisse. Man sieht im linken Bild einen Ausläufer zu großen $\Sigma(E - p_z)$ (12 Ereignisse für $\Sigma(E - p_z) > 66 \text{ GeV}$). Im selben Bereich findet man eines der verbleibenden fünf pilot bunch Ereignisse.

Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrunds:

Der Schnitt zur Unterdrückung des restlichen Photoproduktionsuntergrunds wird in der Korrelation von $\Sigma(E - p_z)$ und der Summe $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$ über den hadronischen Endzustand folgendermaßen ausgeführt:

$$\{\Sigma(E - p_z) \geq 40 \text{ GeV}\}$$

oder

$$\{\Sigma(E - p_z) \geq 30 \text{ GeV}\} \text{ und } \{0.93 \cdot \Sigma(E - p_z)^{Had.} \leq 1.6 \cdot \Sigma(E - p_z) - 38 \text{ GeV}\}$$

Eine starke systematische Abweichung von $\Sigma(E - p_z) = 2 \cdot E_0$ tritt für DIS-NC-Ereignisse nur für den seltenen Fall auf, daß ein hochenergetisches Photon vom Elektron abgestrahlt wird und in Rückwärtsrichtung durch das Strahlrohr den Detektor verläßt.

Für Photoproduktionsereignisse ($Q^2 \approx 0$) verschwindet das Elektron prinzipiell in Rückwärtsrichtung im Strahlrohr. Seine Energie fehlt in der gemessenen Impulsbilanz, und es gilt:

$$\Sigma(E - p_z) \approx 2 \cdot E_0 - (E - p_z)' \approx 2 \cdot (E_0 - E')$$

Die Größe $\Sigma(E - p_z)$ ist daher gut dazu geeignet, experimentell Photoproduktion von DIS zu unterscheiden.

Abbildung 8.7 zeigt die gemessene Verteilung von $\Sigma(E - p_z)$ für die Daten nach MiniDST-Selektion und die entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen für Photoproduktionsereignisse und DIS-Ereignisse mit und ohne Abstrahlung von Photonen vom Elektron. Mögliche Schnitte bei 30 GeV bzw. 40 GeV sind eingezeichnet. Man sieht klar die Beiträge von tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion. Weiter sieht man, daß ein Schnitt bei 30 GeV die DIS-Daten praktisch nicht berührt, allerdings auch Photoproduktionsuntergrund zurückläßt. Schneidet man bei 40 GeV, wird der Photoproduktionsuntergrund nochmals stark verringert, man beginnt allerdings auch DIS-Ereignisse zu verwerfen. Um das zu vermeiden, gehen wir im Bereich $30 \text{ GeV} \leq \Sigma(E - p_z) \leq 40 \text{ GeV}$ zu einem Schnitt in der Korrelation $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$ gegen $\Sigma(E - p_z)$ über.

Abbildung 8.8 zeigt diese Korrelation; oben links für die Daten nach der MiniDST-Selektion, oben rechts für DIS-NC Monte-Carlo-Ereignisse, unten links für MC Photoproduktionsereignisse und unten rechts für die gewichtete Überlagerung von DIS-NC-Monte-Carlo-Ereignissen und Photoproduktionsuntergrund. Wieder sieht man die Beiträge der Daten aus DIS- und Photoproduktionsereignissen. Durch die Verwendung der Korrelation erhält man im Bereich von $30 \text{ GeV} \leq \Sigma(E - p_z) \leq 40 \text{ GeV}$ eine zusätzliche Möglichkeit zur Trennung von Photoproduktion und DIS. Der verwendete Schnitt ist eingezeichnet.

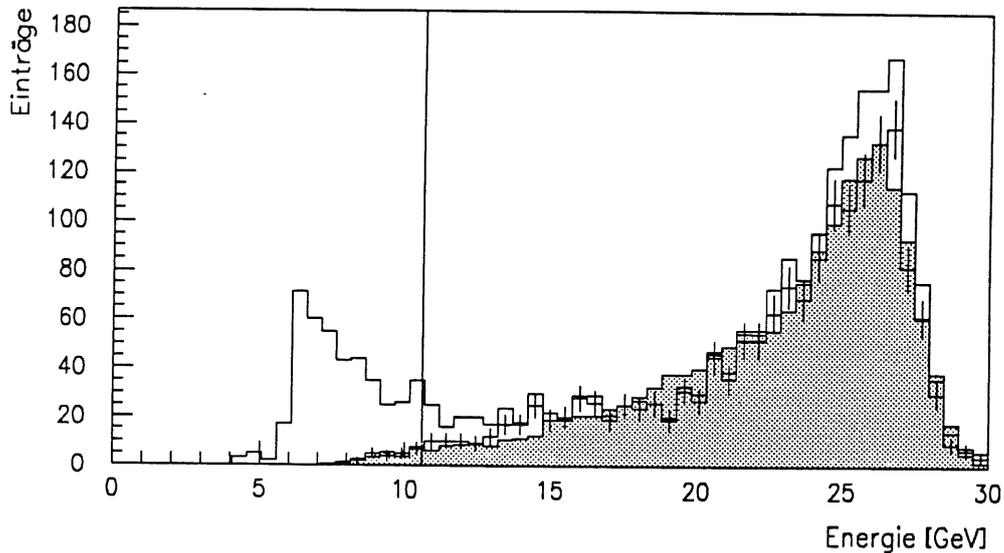


Abbildung 8.4: Gezeigt ist die Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons. Das obere Histogramm wurde unter Beschränkung auf den Winkelbereich $157.5^\circ < \theta < 172.5^\circ$ und den Bereich $x > 4.64 \cdot 10^{-4}$, also in etwa unter Beschränkung auf den Meßbereich erzeugt. Das mit statistischen Fehlern versehene Histogramm wurde unter Verwendung aller Schnitte außer dem Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektrons und dem z-Vertex-Schnitt erzeugt. Das schattierte Histogramm ist die entsprechende Monte-Carlo-Vorhersage. Die dabei verwendete Partondichteparametrisierung war MRSD₂; Photoproduktionsuntergrund wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Programme PHYTIA (direkter Anteil) und RAYVDM (weicher Anteil) abgeschätzt. Die Monte-Carlo-Daten sind normiert auf die tatsächliche Luminosität und den Beitrag von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt. Der Schnitt in der Elektronenenergie bei 10.6 GeV ist eingezeichnet.

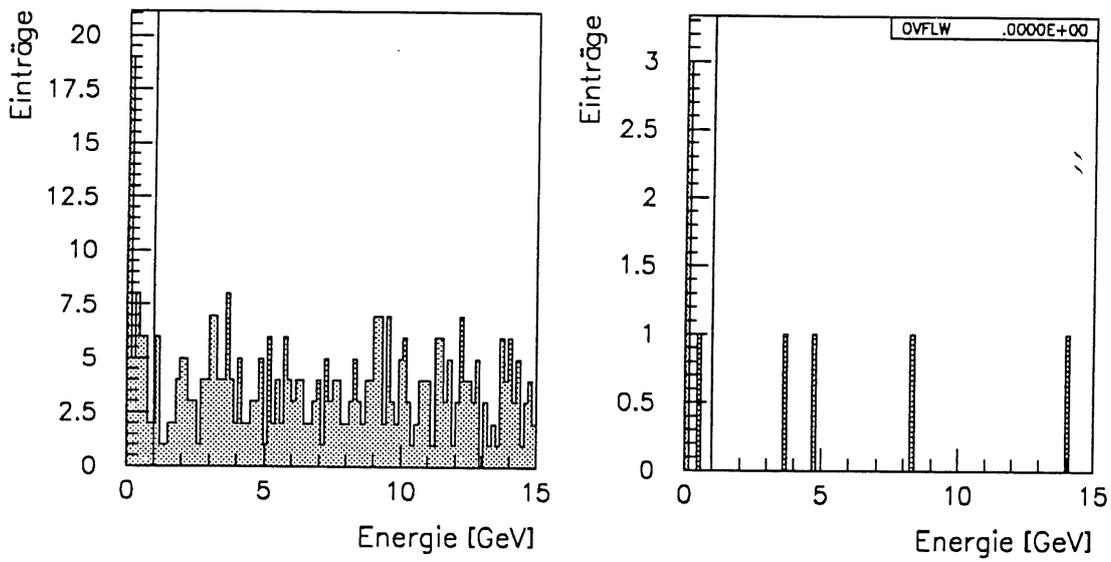


Abbildung 8.5: Gezeigt ist der Niederenergieteil des mit dem LAr-Kalorimeter aufgenommenen Energiespektrums; links für alle Ereignisse, rechts für die pilot bunch Ereignisse. Der Schnitt bei 1 GeV ist ebenfalls eingezeichnet.

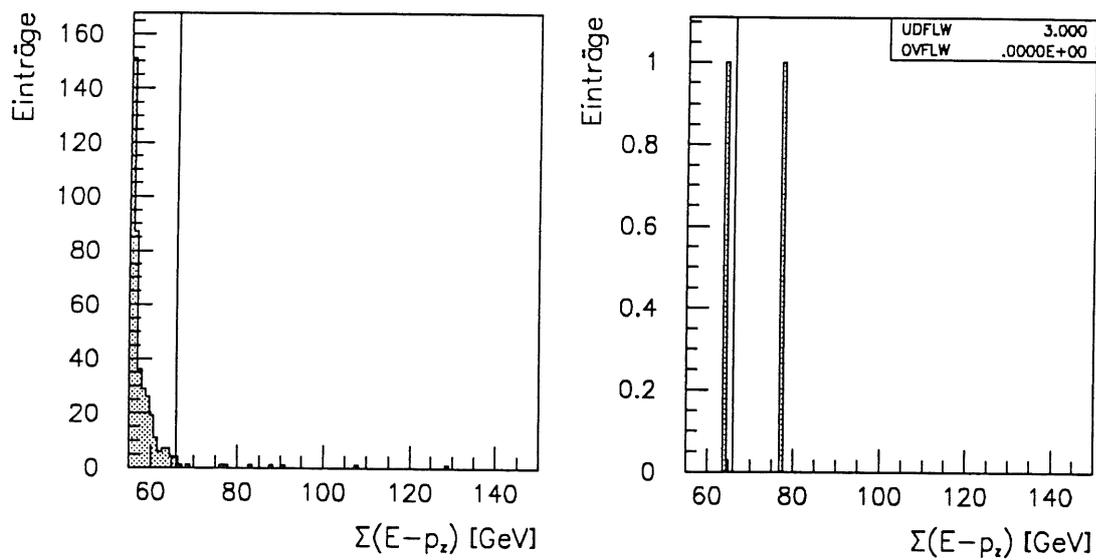


Abbildung 8.6: Gezeigt ist der obere Teil des Spektrums der Erhaltungsgröße $\Sigma(E-E_z)$; links für alle Ereignisse, rechts für die pilot bunch Ereignisse. Der Schnitt bei 66 GeV ist ebenfalls eingezeichnet.

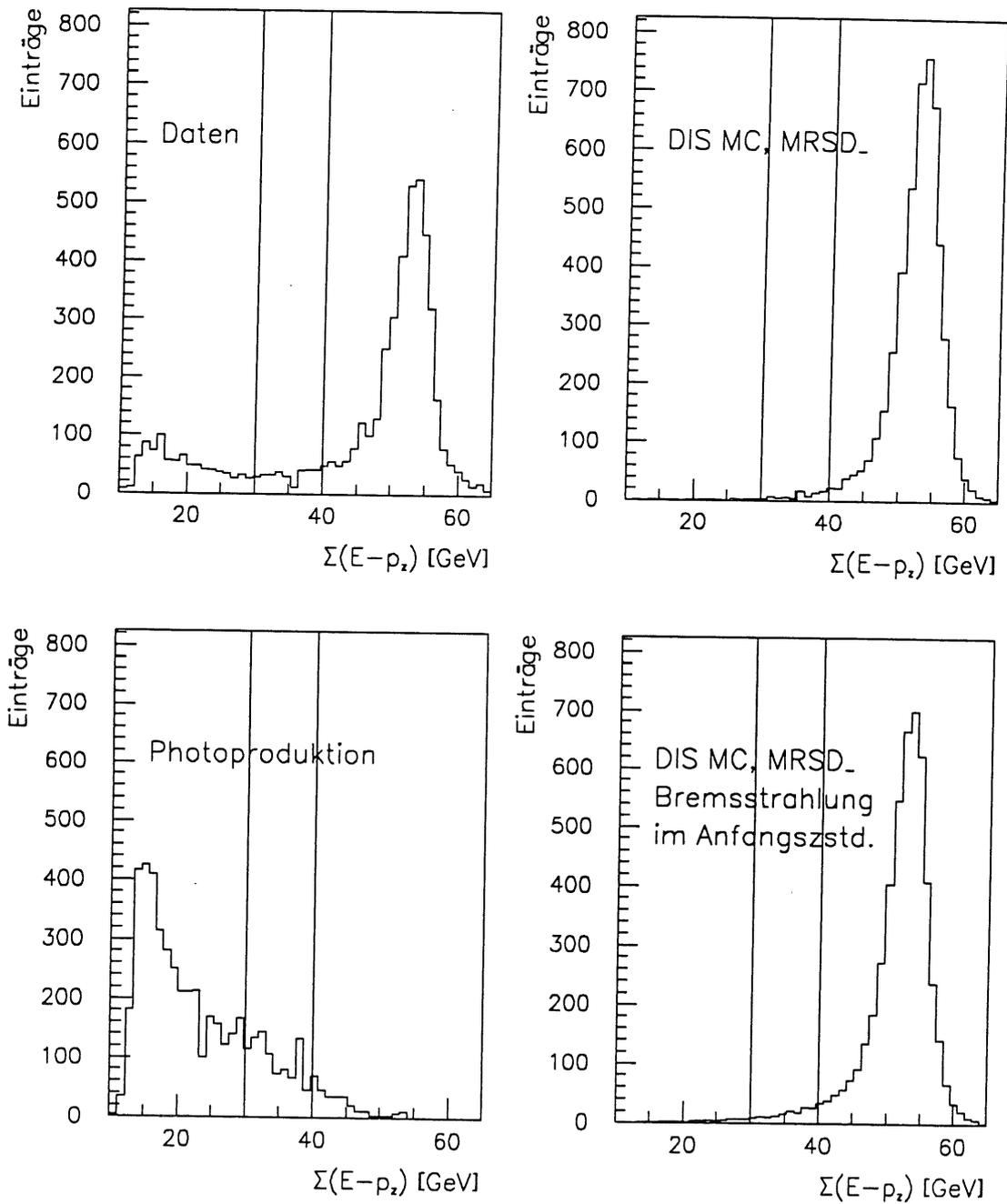


Abbildung 8.7: Gezeigt ist die Verteilung der Summe $\Sigma(E - p_z)$; oben links für die Daten nach MiniDST-Selektion, oben rechts für NC-DIS-Monte-Carlo-Daten, unten links für Photoproduktionsereignisse (MC) und unten rechts für die gewichtete Summe aus NC-DIS- und γp -Monte-Carlo-Daten. Man sieht klar die Anhäufung von Photoproduktionsereignissen bei kleinen $\Sigma(E - p_z)$. Zwei mögliche Schnitte gegen Photoproduktionsuntergrund sind eingezeichnet.

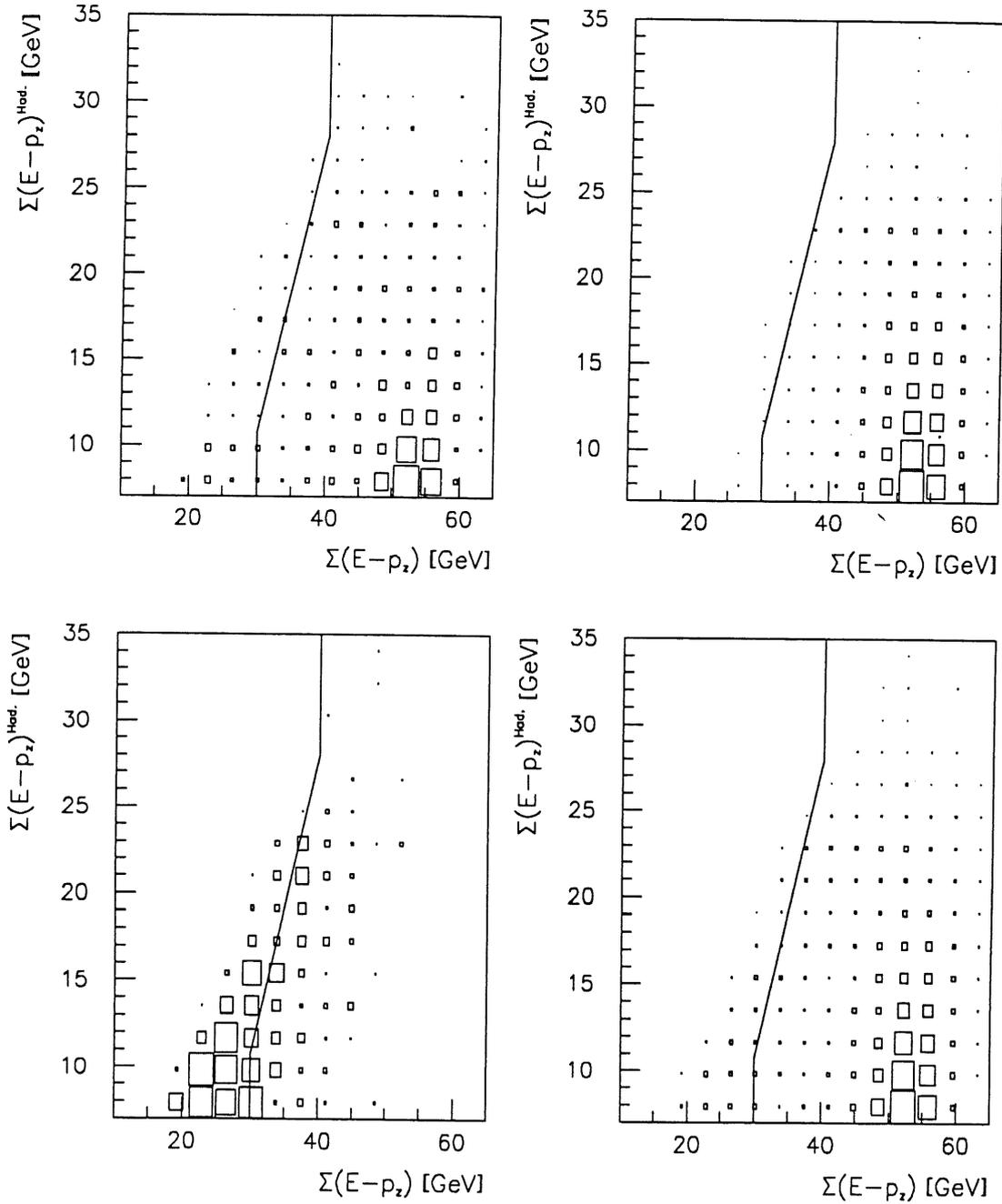


Abbildung 8.8: Gezeigt ist die Korrelation der Summe $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$ über den hadronischen Endzustand mit der Summe $\Sigma(E - p_z)$ über alle Teilchen des Endzustands; oben links für die Daten nach MiniDST-Selektion, oben rechts für DIS-NC-Monte-Carlo-Daten, unten links für Photoproduktionsereignisse (MC) und unten rechts für die gewichtete Summe aus DIS-NC- und γp -Monte-Carlo-Daten. Man sieht klar die Anhäufung von Photoproduktionsereignissen bei kleinen $\Sigma(E - p_z)^{tot.}$ und großen $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$. Der verwendete Schnitt gegen Photoproduktionsuntergrund ist jeweils mit eingezeichnet.

8.3 Rekonstruktion der Ereigniskinematik und Akzeptanzkorrektur

Die Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses $ep \rightarrow eX$ wird bei fester Schwerpunktsenergie durch zwei unabhängige Variablen beschrieben. Es werden üblicherweise zwei der drei Variablen x , Q^2 und y verwendet.

Der Impulsübertrag, Q^2 wurde in der folgenden Analyse aus Energie und Richtung des gestreuten Elektrons bestimmt:

$$Q^2 \equiv Q^2(E', \theta) = 4 \cdot E \cdot E' \cdot \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right).$$

Zur Rekonstruktion von y wurde die in Kapitel 2.5 als Methode V beschriebene und in Kapitel 7 in detaillierter Monte-Carlo-Simulation bei vollständiger Detektorrekonstruktion studierte Zwei Winkel Methode verwendet.

$$y \equiv y(\theta, \gamma) = \frac{\sin\gamma \cdot (1 + \cos\theta)}{\sin\theta + \sin\gamma + \sin(\theta + \gamma)}.$$

Dabei ist θ die Richtung des gestreuten Elektrons, γ die Richtung des gestreuten Quark und E' die Energie des gestreuten Quark. Die Quarkrichtung wird rekonstruiert gemäß:

$$\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma(E - p_z)^{Had.}}{p_t}.$$

Im betrachteten kinematischen Bereich erhält man die beste Messung der Richtung des gestreuten Quark wenn man p_t aus dem gestreuten Elektron bestimmt (siehe Kapitel 7).

Die Meßgrößen wurden wie folgt rekonstruiert:

Identifikation des gestreuten Elektrons.

Das gestreute Elektron wird mit dem energiereichsten BEMC-Cluster identifiziert. Die Effizienz dieser Methode liegt im gesamten betrachteten kinematischen Bereich oberhalb 90%.

Die Richtung des gestreuten Elektrons.

Die Richtung des gestreuten Elektrons wird aus der Position des z-Vertex und der Position des dem Energieschwerpunkt des BEMC-Clusters in der parallaxenkorrigierten Projektion der BPC auf das BEMC am nächsten gelegenen BPC-Punkts rekonstruiert. Der systematische Fehler der Richtungsbestimmung ist dominiert durch die relative Positionierung von BPC und CJC. Aus Studien an Teilchenspuren, die CJC und BPC treffen, wurde der systematische Fehler in der Richtungsmessung zu $\Delta\theta \approx \pm 5$ mrad abgeschätzt.

Die Energie des gestreuten Elektrons.

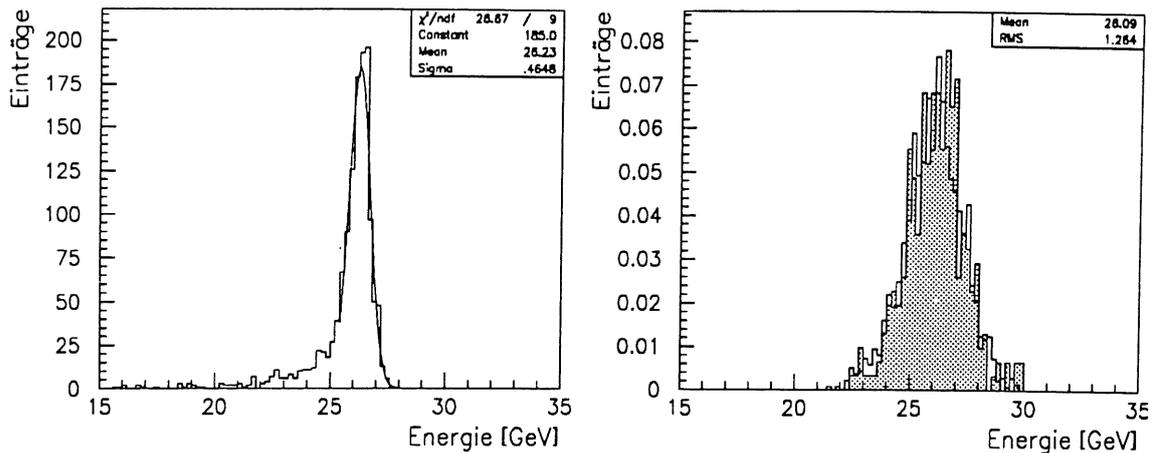


Abbildung 8.9: Gezeigt ist die Energie des gestreuten Elektrons nach allen Schnitten und der zusätzlichen Forderung, daß $y(\theta, \gamma)$ kleiner als 0.04 ist. Im linken Diagramm ist die nach dieser Selektion fast monochromatische Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons auf Generatorniveau gezeigt. Rechts sind Daten (schattiertes Histogramm) und Monte-Carlo-Vorhersage nach detaillierter Detektorsimulation (nicht schattiertes Histogramm) gezeigt. Dabei wurde an den Monte-Carlo-Daten zusätzlich eine gaußsche Verschmierung von 3% angebracht.

Die Energie des gestreuten Elektrons wird aus der BEMC-Clusterenergie bestimmt. Diese Energiescala enthält keine Korrektur für Effekte des toten Materials zwischen den quadratischen Modulen des BEMC. Aus detaillierter Detektorsimulation erhält man eine mittlere Korrektur von etwa 2.5%.

Die Kalibration für Elektronen im BEMC kann direkt an den gemessenen Daten geprüft werden. Beschränkt man den kinematischen Bereich auf $y < 0.04$, also sehr kleine Energieüberträge, dann erwartet man in der Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons eine scharfe Linie knapp unterhalb der Energie des einlaufenden Elektrons. Dies ist in Abbildung 8.9 links gezeigt. Darüber hinaus wird durch eine solche Vorselektion der kinematische Bereich auf große x und kleine Impulsüberträge beschränkt. In diesem Bereich ist die Strukturfunktion des Protons bereits vermessen, und kein Untergrund zu erwarten. Dadurch wird die Modellabhängigkeit des Tests der Kalibration stark reduziert. Vergleicht man die Daten in diesem Bereich mit der Monte-Carlo-Vorhersage (Abbildung 8.9 rechts), findet man, daß die absolute Energiemessung für Elektronen korrekt ist. Die Genauigkeit dieser Methode beträgt 2%. Die Energieauflösung ist in der Monte-Carlo-Simulation um etwa 3% besser als in den Daten. Das läßt sich durch die nicht in der Detektorsimulation berücksichtigte Ungenauigkeit in der Interkalibration der Wellenlängenschieber der einzelnen Module des BEMC erklären. Für die simulierten Daten wurde die rekonstruierte Energie des Elektrons nachträglich gaußsch um 3% verschmiert.

Weitere Tests der Kalibration des BEMC wurden an der Flanke des kinematischen peak bei hohen Energien und an Compton Ereignissen durchgeführt. Insgesamt ist die

Energie von Elektronen in den quadratischen Modulen des BEMC für die untersuchten Daten mit einer Genauigkeit von 2% bekannt.

Die Summe über den hadronischen Endzustand $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$.

Die Summe $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ wird aus den in den Kalorimeterzellen von LAr-Kalorimeter und BEMC gemessenen Energien und der Position der einzelnen Zellen relativ zum Ereignisvertex rekonstruiert.

Auch bei perfekter hadronischer Kalibration sind immer Abweichungen zwischen gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ zu erwarten. Diese Abweichungen sind hauptsächlich auf niederenergetische Teilchen zurückzuführen, die die Kalorimeter nicht erreichen und daher weder in Korrekturen des Effekts toten Materials noch in der hadronischen Kalibration berücksichtigt werden können. Da der hadronische Endzustand aus gerichteten Jets aufgebaut ist, erwartet man aber eine grobe Ortskorrelation zwischen gemessenen und nicht im Detektor nachgewiesenen Teilchen. Es macht daher Sinn, diese Effekte als ersten Schritt der Akzeptanzkorrektur für jedes einzelne Ereignis in Abhängigkeit ereignisspezifischer Größen zu korrigieren. Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren wurden mit dem FRANEQ Generator erzeugte, in detaillierter Detektorsimulation mit H1FAST [83] simulierte und mit dem H1 Rekonstruktionsprogramm rekonstruierte Monte-Carlo-Daten verwendet.

Teil I der Akzeptanzkorrektur

Wesentliche Variationen der Korrekturfaktoren wurden in Abhängigkeit von der im LAr-Kalorimeter gemessenen Energie und $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ gefunden. Zur Parametrisierung dieser Abhängigkeiten wurde ein linearer Ansatz verwendet:

$$\begin{aligned} \Sigma(E - p_z)^{hadr.} = & \alpha(E_{LAr}) \cdot \beta_{LAr}(\Sigma(E - p_z)^{hadr.}) \cdot \Sigma(E - p_z)_{LAr}^{hadr.} + \\ & + \alpha(E_{LAr}) \cdot \beta_{BEMC}(\Sigma(E - p_z)^{hadr.}) \cdot \Sigma(E - p_z)_{BEMC}^{hadr.} \end{aligned}$$

Die Parameter α , β_{LAr} , und β_{BEMC} wurden als Funktion von E_{LAr} und $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ in einem χ^2 -Fit bestimmt. Dabei wurde der Abstand zwischen gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ unter der Randbedingung minimiert, daß die Mittelwerte von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ gleich sind. Der Fehler wurde dabei aus der Breite der unkorrigierten $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Verteilung im jeweiligen E_{LAr} - oder $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Band abgeschätzt. Die mit dieser Methode gefundenen Parameter sind in Tabelle 8.2 zusammen mit den Zentralwerten der im Fit verwendeten Bänder in E_{LAr} und $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ angegeben. In der Anwendung wurden die Parameter zwischen den Zentralwerten der Bänder linear interpoliert.

Die Abbildungen 8.10 bis 8.14 zeigen die Qualität der $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Rekonstruktion nach der Korrektur in unterschiedlichen Unterteilungen der Datenmenge bzw. unter Variation der Partondichteparametrisierung und der Fragmentation. In Abbildung 8.10 wurden die Daten in E_{LAr} -Bänder aufgeteilt. Als Partondichteparametrisierung wurde MRSD₋, in der Fragmentation das Parton-Schauer-Modell mit der Skala $W \cdot Q$ verwendet. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach steigendem E_{LAr}

$\Sigma(E - p_z)^{hadr.} = \alpha \cdot \beta_{LAR} \cdot \Sigma(E - p_z)_{LAR}^{hadr.} + \alpha \cdot \beta_{BEMC} \cdot \Sigma(E - p_z)_{BEMC}^{hadr.}$				
$\langle \Sigma(E - p_z)^{hadr.} \rangle$	β_{LAR}	β_{BEMC}	$\langle E_{LAR} \rangle$	α
1.0 GeV	1.126	1.098	7.5 GeV	1.29
3.5 GeV	1.211	1.249	22.5 GeV	1.05
7.0 GeV	1.317	1.521	30.0 GeV	1.00
11.0 GeV	1.313	1.569	60.0 GeV	1.03
15.0 GeV	1.220	1.580		
21.0 GeV	1.157	1.033		
25.0 GeV	0.950	0.694		

Tabelle 8.2: In Teil I der Akzeptanzkorrektur zur Verbesserung der $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Rekonstruktion verwendete Koeffizienten.

angeordnet. Man findet, daß nach Teil I der Akzeptanzkorrektur $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ mit einer Genauigkeit von etwa 5% rekonstruiert wird. Weiter findet man mit steigendem E_{LAR} eine starke Verbesserung der $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Auflösung.

In Abbildung 8.11 wurden Bänder in $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ verwendet. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach steigendem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ geordnet. Man findet auch in dieser Unterteilung der Daten nach Schritt I der Akzeptanzkorrektur im gesamten Bereich von $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$, eine Übereinstimmung zwischen den Mittelwerten von wirklichem und rekonstruiertem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ besser als 5%.

In Abbildung 8.12 wurden Bänder im Verhältnis des im LAR-Kalorimeter rekonstruierten Transversalimpulses zum gesamten Transversalimpuls, f_{LAR}^{pt} , verwendet. Diese Größe ist besonders interessant, da sie direkt Aufschluß über die Relevanz der mit dem BEMC-Kalorimeter gemessenen Energie gibt. Die Bilder sind von oben links nach unten rechts nach abnehmendem f_{LAR}^{pt} geordnet. Man findet unabhängig vom Anteil des BEMC-Kalorimeters an der Energierekonstruktion, eine Übereinstimmung von gemessenem und wirklichem mittleren $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ besser als 4%. Die Unterschiede in der Akzeptanz von LAR-Kalorimeter und BEMC-Kalorimeter für niederenergetische Teilchen wurden in Schritt I der Akzeptanzkorrektur im Mittel ausgeglichen.

In den Abbildungen 8.13 und 8.14 wird die Abhängigkeit der mit dieser Methode erzielten Ergebnisse von der Partondichteparametrisierung bzw. der Fragmentation untersucht. Wieder wurden Bänder in f_{LAR}^{pt} verwendet. In Abbildung 8.13 wurde anstatt MRSD₋ (steile Gluondichte) MRSD₀ (flache Gluondichte) verwendet. In Abbildung 8.14 wurde in der Parton-Schauer-Fragmentation die Skala $W \cdot Q$ durch W^2 ersetzt. In beiden Fällen sind bezüglich der $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Rekonstruktion nur kleine Unterschiede im Vergleich zur nominellen Einstellung (MRSD₋, PS($W \cdot Q$)) zu sehen. Die Veränderung der Partondichteparametrisierung führt zu einer Verringerung des gemessenen $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ um etwa 3%. Die Veränderung der Skala der Parton-Schauer-Fragmentation läßt die Qualität der $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ -Rekonstruktion praktisch unverändert. Die mittlere Übereinstimmung zwischen gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ bleibt in allen Fällen besser als 4%.

	$Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	0.98	1.14		
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	1.19	0.93	0.93	
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	1.36	0.99	0.88	1.02
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$	1.26	0.98	0.97	0.85
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$	1.07	0.87	0.87	0.91
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$		0.77	0.78	0.85
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$		1.18	0.81	0.79

Tabelle 8.3: Teil II der Akzeptanzkorrektur: Korrekturfaktoren zum Ausgleich des Einflusses von Detektorakzeptanz, Detektorauflösung und Abstrahlung von Photonen vom Elektron auf die Rekonstruktion der Ereigniskinematik im für die vorliegende Messung der F_2 Strukturfunktion des Protons relevanten kinematischen Bereich.

Teil II der Akzeptanzkorrektur

Die restlichen Effekte der Detektorakzeptanz wurden nur in Abhängigkeit vom kinematischen Bereich in einer globalen Korrektur erfaßt. Die Korrekturfaktoren sind in Tabelle 8.3 angegeben. Für den bei der Messung der Strukturfunktion verwendeten kinematischen Bereich wurde gefordert, daß diese Korrekturen kleiner als 25% sind. Sie zeigen auch an den Rändern des Meßbereichs ein unkritisches Verhalten.

Die Migrationen von Ereignissen auf Grund radiativer Effekte ist klein. Solche Effekte wurden durch die Verwendung des FRANEQ Generators [77] in Teil II der Akzeptanzkorrektur absorbiert.

8.4 Bestimmung der Effizienzen der Datenselektion

Bei der Bestimmung der Effizienzen der Datenselektion kann man zwei Bereiche unterscheiden; einen Bereich, in dem man bereits vor allen Schnitten keinen Untergrund erwartet und in dem man die aus den Daten gewonnenen Effizienzen direkt mit Monte-Carlo-Vorhersagen vergleichen kann, und einen Bereich, in dem Untergrund unterdrückt werden muß, und in dem aus den Daten allein die Effizienzen nicht direkt zugänglich sind. In diesem Bereich ist man auf eine hinreichend gute Beschreibung der Daten durch Monte-Carlo-Simulation angewiesen.

Sehr geringen Untergrund erwartet man im Bereich des kinematischen peak, also im Bereich hoher Energie des gestreuten Elektrons. Die Monte-Carlo-Simulation wurde so weit verbessert, daß alle in der Selektion der Daten relevanten Verteilungen und die Effizienzen der Datenselektion in diesem Bereich gut beschrieben werden.

Die Effizienzen der Datenselektion wurden in drei Stufen bestimmt. Stufe eins beinhaltet die Effizienzen der MiniDST-Selektion. In Stufe zwei wird die Effizienz derjenigen Analyseschnitte inklusiv als bedingte Effizienz nach der MiniDST-Selektion bestimmt, für die im Bereich des kinematischen peak gezeigt werden kann, daß die entsprechen-

den Effizienzen durch Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben werden. In der letzten Stufe wird die Effizienz des z -Vertexschnitts behandelt. Der z -Vertexschnitt wird separat behandelt, da es auf Grund der Ereignisse aus Satellitenteilchenpaketen schwierig ist für seine Effizienz die korrekte Beschreibung durch Monte-Carlo-Simulation nachzuweisen. Die Effizienzen der ersten beiden Stufen werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Effizienz des z -Vertexschnitts wird als bedingte Effizienz nach allen anderen Schnitten direkt aus den gemessenen Daten extrahiert.

8.4.1 Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage in der Datenselektion

Da die Bestimmung der Effizienzen der Datenselektion wesentlich auf der hinreichend guten Beschreibung der gemessenen Daten durch Monte-Carlo-Simulation basiert, sind detaillierte Vergleiche von Verteilungen der in der Datenselektion relevanten Größen mit den entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen wesentlich.

Die dabei verwendeten Monte-Carlo-Daten waren NC-DIS-Ereignisse, generiert mit dem FRANEQ Generator [77] bei Verwendung der Partondichteparametrisierungen MRSD₋ bzw. MRSD₀, simuliert mit H1FAST in detaillierter Detektorsimulation [83]. Als Fragmentationsmodell wurde das Parton-Schauer-Modell [86] mit $W \cdot Q$ als Skala verwendet. Um Daten und Monte-Carlo-Vorhersage vergleichen zu können, muß zu den NC-DIS Monte-Carlo-Daten-sowohl Photoproduktionsuntergrund, als auch Strahluntergrund addiert werden. Der Photoproduktionsuntergrund wurde ebenfalls mit Monte-Carlo-Methoden simuliert (siehe Kapitel 8.2). Der Strahluntergrund wurde mit Hilfe der pilot bunch Ereignisse berücksichtigt. Da die Monte-Carlo-Daten der Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt entsprechend normiert wurden, ist nicht nur die Form der Verteilungen, sondern auch ihre absolute Normierung eine Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation.

An dieser Stelle wird der Vergleich nur exemplarisch für die Energie des gestreuten Elektrons gezeigt. Sie ist wichtig bei der Bestimmung der Effizienzen der Analyseschnitte und hat direkt Einfluß auf die Ereigniskinematik. Detaillierte Vergleiche aller übrigen beteiligten Meßgrößen sind in Anhang C gegeben. In Bild 8.15 zeigt das obere Diagramm die Verteilung der Daten im Bereich des kinematischen peak nach der MiniDST-Selektion; das untere Bild zeigt die Verteilung der Daten im gesamten kinematischen Bereich nach allen Analyseschnitten abgesehen vom z -Vertexschnitt. Die Meßpunkte sind die gemessenen Daten, die Histogramme sind Monte-Carlo-Vorhersagen (schattiertes Histogramm: MRSD₀, nicht schattiertes Histogramm: MRSD₋). Statistische Fehler der gemessenen Daten sind eingezeichnet. Die Zahl der MC Ereignisse entspricht etwa der siebenfachen gemessenen Datenmenge. Man findet gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage im Bereich des kinematischen peak (oben) sowohl bezüglich der Form der Verteilungen als auch bezüglich der absoluten Normierung. Die Abhängigkeit der Monte-Carlo-Vorhersage von der verwendeten Partondichteparametrisierung ist gering. Für die Daten nach allen Schnitten sieht man innerhalb der durch die Strukturfunktionsabhängigkeit der Monte-Carlo-

Vorhersage gegebenen Bandbreite gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage. Im Bereich des kinematischen peak wird die Zahl der Ereignisse durch die Analyseschnitte um etwa 50% reduziert. Die Qualität der Vorhersage der absoluten Normierung ist dennoch sehr gut. Die Effizienzen werden durch die Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben.

Im Bereich des kinematischen peak kann man auch direkt die aus den Daten gewonnenen Selektionseffizienzen mit den entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen vergleichen. Der Bereich von 22 GeV bis 28 GeV in der Energie des gestreuten Elektrons wurde hierbei in drei gleiche Bereiche unterteilt. Ausgehend von der MiniDST-Selektion wurden dann die Schnitte der Reihe nach zugeschaltet, und die inklusive Effizienz der verwendeten Schnitte wurde konditional nach der MiniDST-Selektion neu bestimmt. In Tabelle 8.4 sind die in den einzelnen Bereichen gefundenen Effizienzen und die entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen für zwei verschiedene Partondichteparametrisierungen zusammengestellt. Die maximale Abweichung der Monte-Carlo-Vorhersage von den direkt aus den Daten gewonnenen Effizienzen beträgt 6%. Nach allen Schnitten beträgt die maximale Differenz zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage 3%. Eine Abhängigkeit der in der Monte-Carlo-Vorhersage gefundenen Effizienzen von der verwendeten Partondichteparametrisierung ist nicht erkennbar.

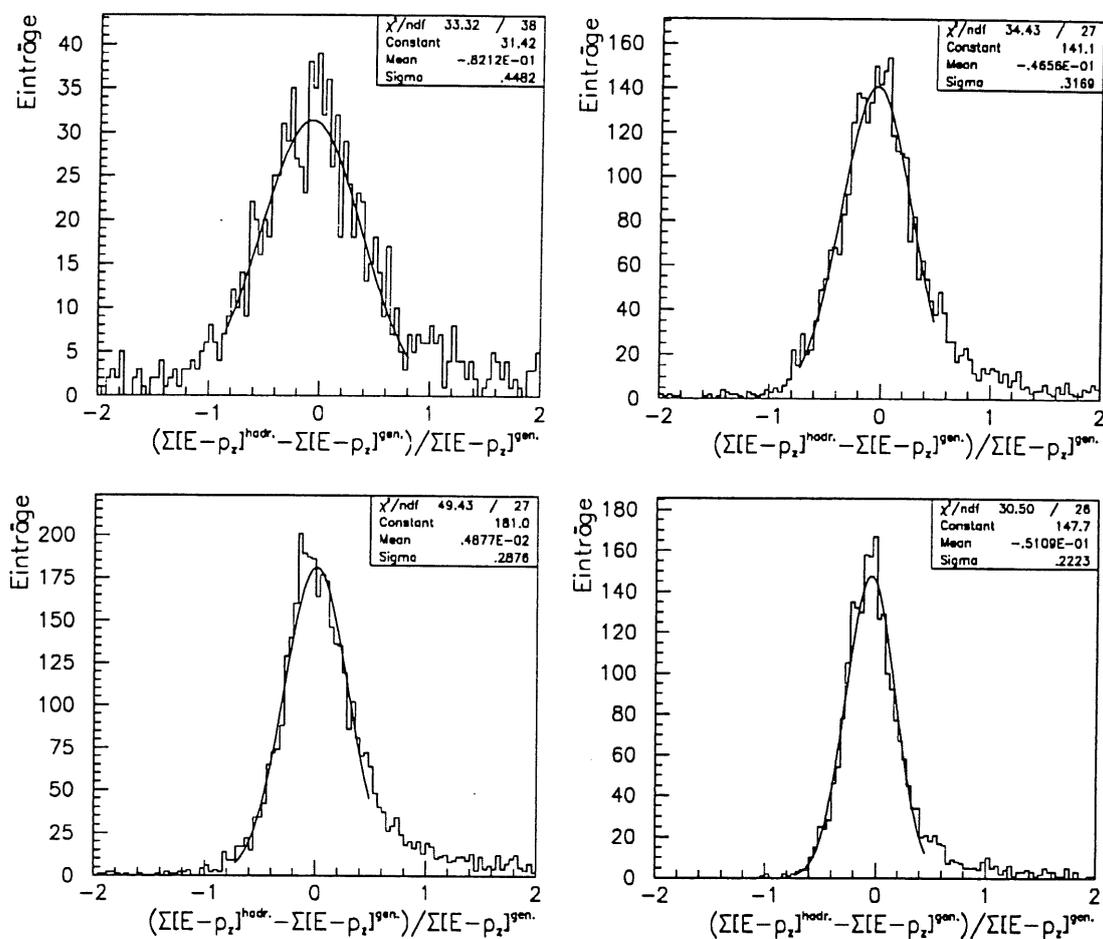


Abbildung 8.10: Gezeigt ist die relative Differenz von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ nach Teil I der Akzeptanzkorrektur an Hand von Monte-Carlo-Daten. Die verwendete Partondichteparametrisierung war MRSD₋; in der Fragmentation wurde $W \cdot Q$ als Partonschauerskala verwendet. Die Daten wurden bezüglich der im LAr-Kalorimeter gemessenen Energie in Bänder unterteilt. Die Grenzen der Bänder liegen bei 10 GeV, 30 GeV und 60 GeV. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach steigender Energie im LAr-Kalorimeter angeordnet.

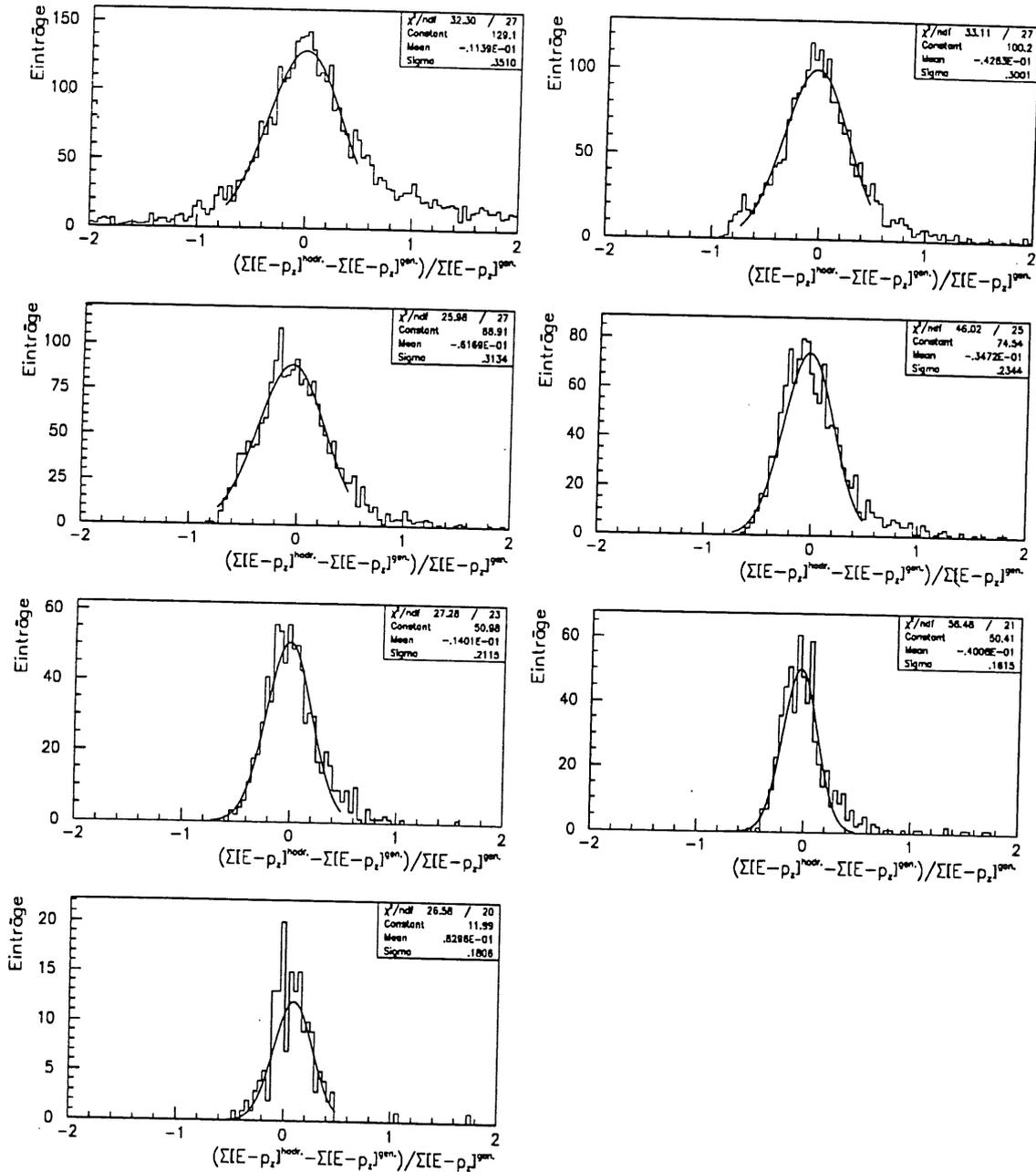


Abbildung 8.11: Gezeigt ist die relative Differenz von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ nach Teil I der Akzeptanzkorrektur an Hand von Monte-Carlo-Daten. Die verwendete Partondichteparametrisierung war MRSD₋; in der Fragmentation wurde $W \cdot Q$ als Partonschauerskala verwendet. Die Daten wurden bezüglich des gemessenen $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ in Bänder unterteilt. Die Grenzen der Bänder liegen bei 2 GeV, 5 GeV, 9 GeV, 13 GeV, 17 GeV und 25 GeV. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach steigendem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ geordnet.

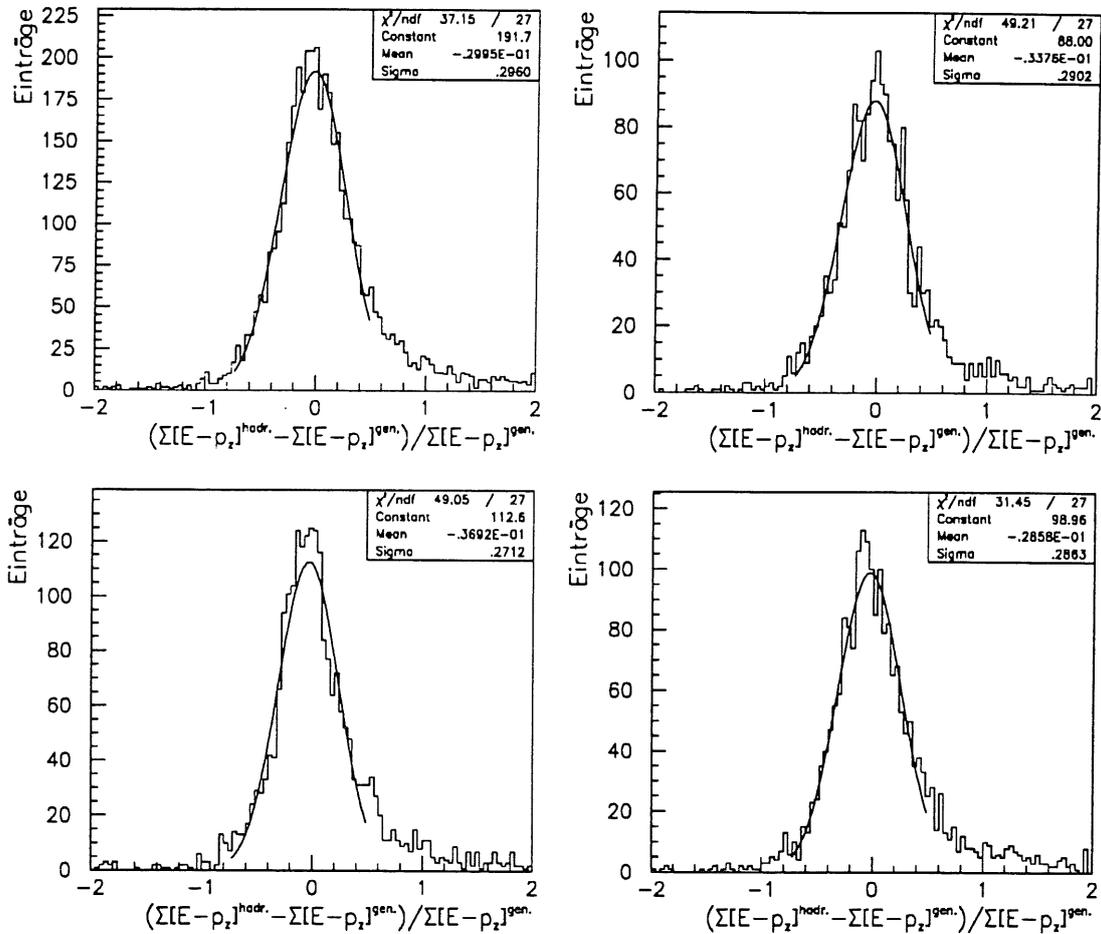


Abbildung 8.12: Gezeigt ist die relative Differenz von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ nach Teil I der Akzeptanzkorrektur an Hand von Monte-Carlo-Daten. Die verwendete Partondichteparametrisierung war MRSD₋; in der Fragmentation wurde $W \cdot Q$ als Partonschauerskala verwendet. Die Daten wurden bezüglich des Verhältnisses von im LAr-Kalorimeter gemessenem Transversalimpuls und gesamtem Transversalimpuls, f_{LAr}^{Pt} , in Bänder unterteilt. Die Grenzen der Bänder liegen bei 80%, 60% und 30%. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach abnehmendem f_{LAr}^{Pt} geordnet.

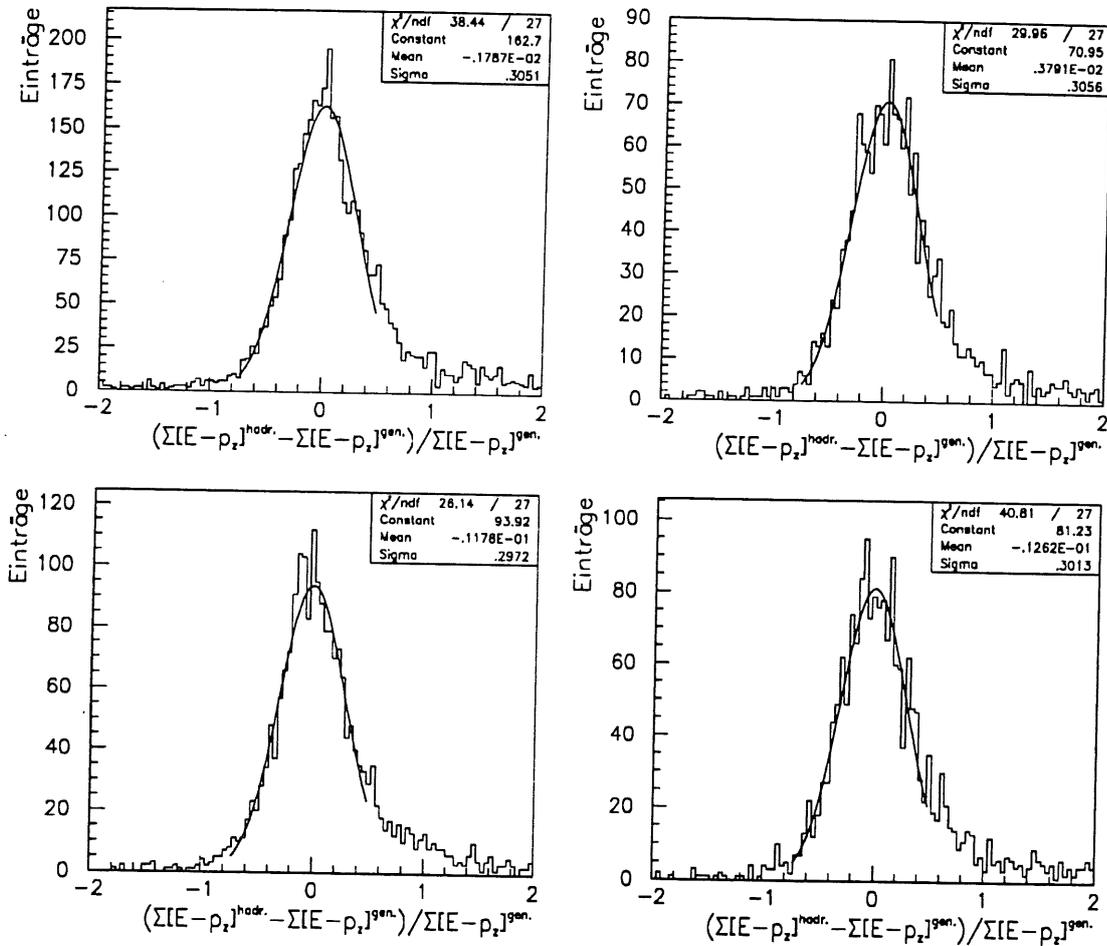


Abbildung 8.13: Gezeigt ist die relative Differenz von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ nach Teil I der Akzeptanzkorrektur an Hand von Monte-Carlo-Daten. Die verwendete Partondichteparametrisierung war $MRSD_0$; in der Fragmentation wurde $W \cdot Q$ als Partonschauerskala verwendet. Die Daten wurden bezüglich des Verhältnisses von im LAr -Kalorimeter gemessenem Transversalimpuls und gesamtem Transversalimpuls, f_{LAr}^{Pt} , in Bänder unterteilt. Die Grenzen der Bänder liegen bei 80%, 60% und 30%. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach abnehmendem f_{LAr}^{Pt} geordnet.

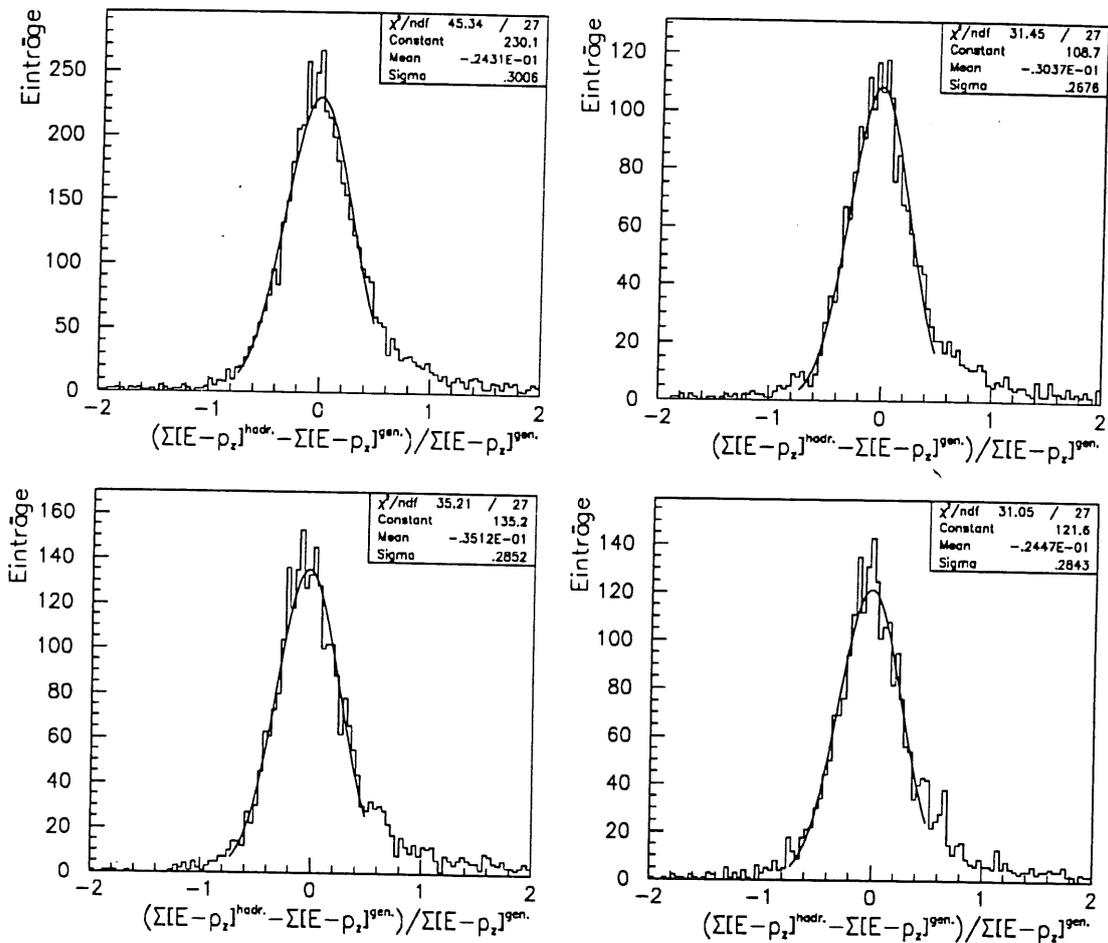


Abbildung 8.14: Gezeigt ist die relative Differenz von gemessenem und wirklichem $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ nach Teil I der Akzeptanzkorrektur an Hand von Monte-Carlo-Daten. Die verwendete Partondichteparametrisierung war MRSD₋; in der Fragmentation wurde W^2 als Partonschauerskala verwendet. Die Daten wurden bezüglich des Verhältnisses von im LAr-Kalorimeter gemessenem Transversalimpuls und gesamtem Transversalimpuls, f_{LAr}^{Pt} , in Bänder unterteilt. Die Grenzen der Bänder liegen bei 80%, 60% und 30%. Die Abbildungen sind von oben links nach unten rechts nach abnehmendem f_{LAr}^{Pt} geordnet.

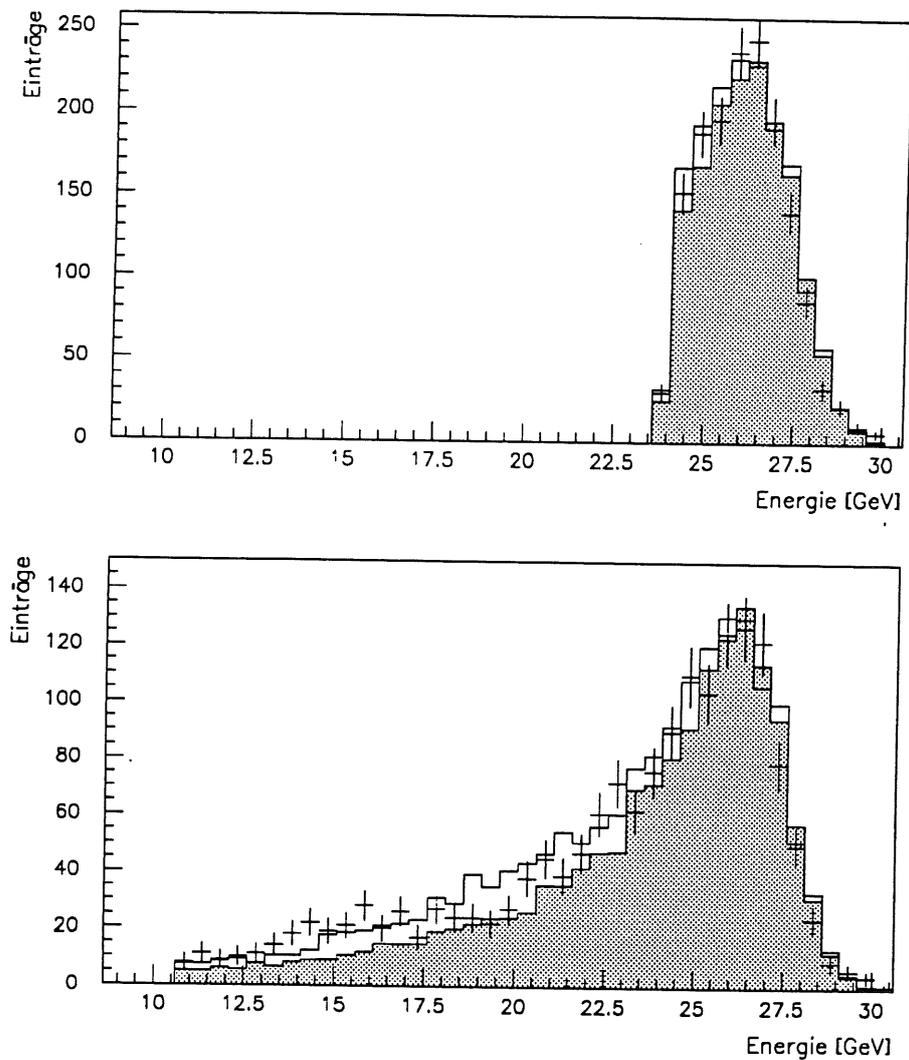


Abbildung 8.15: Gezeigt ist die Verteilung der Energie des gestreuten Elektrons. Im oberen Diagramm wurde die Energie des gestreuten Elektrons auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Im unteren Bild wurden alle Schnitte mit Ausnahme des z -Verteilschnitts angewendet. Die Meßpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte-Carlo-Vorhersagen für zwei verschiedene Annahmen für die Strukturfunktion (nicht schattiert: $MRSD_-$; schattiert: $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte-Carlo-Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

22 GeV < E' < 24 GeV			
Schnitt	$\epsilon_{\text{Daten}}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_-}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_0}[\%]$
MiniDST-Selektion	100, 809 ev.	100, 5132 ev.	100, 5112 ev.
und $\theta > 157.5^\circ$	96.9	98.8	98.9
und $\theta < 172.5^\circ$	65.9	68.6	68.9
und γp Schnitt	65.9	65.6	68.9
und Spurschnitt	59.3	56.0	57.2
und $E_{\text{LAR}} > 1$ GeV	57.2	55.2	54.1
und $\Sigma(E - P_z) < 66$ GeV	57.0	55.1	54.1
24 GeV < E' < 26 GeV			
Schnitt	$\epsilon_{\text{Daten}}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_-}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_0}[\%]$
MiniDST-Selektion	100, 1228 ev.	100, 7550 ev.	100, 8376 ev.
und $\theta > 157.5^\circ$	98.4	99.0	98.9
und $\theta < 172.5^\circ$	68.7	68.4	68.4
und γp Schnitt	68.7	68.4	68.4
und Spurschnitt	56.8	56.6	57.6
und $E_{\text{LAR}} > 1$ GeV	54.4	55.3	55.3
und $\Sigma(E - P_z) < 66$ GeV	54.1	55.2	55.2
26 GeV < E' < 28 GeV			
Schnitt	$\epsilon_{\text{Daten}}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_-}[\%]$	$\epsilon_{\text{MRSD}_0}[\%]$
MiniDST-Selektion	100, 104 ev.	100, 710 ev.	100, 1214 ev.
und $\theta > 157.5^\circ$	91.3	97.6	97.1
und $\theta < 172.5^\circ$	75.0	70.0	71.0
und γp Schnitt	75.0	70.0	71.0
und Spurschnitt	61.5	57.2	60.2
und $E_{\text{LAR}} > 1$ GeV	56.7	56.1	57.1
und $\Sigma(E - P_z) < 66$ GeV	53.8	55.6	57.0

Tabelle 8.4: Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation an Hand der Effizienzen der Selektionskriterien im Bereich des kinematischen peak. Die Effizienzen sind bedingte Effizienzen nach der MiniDST-Selektion. Die Analyseschritte werden von oben nach unten der Reihe nach zugeschaltet. Bei den Monte-Carlo-Vorhersagen für die Effizienzen wurde jeweils Photoproduktionsuntergrund (PYTHIA und RAYVDM Monte-Carlo) entsprechend der Luminosität und der Wirkungsquerschnitte zu den DIS-Monte-Carlo-Daten addiert. Strahluntergrund wurde mit Hilfe der entsprechend skalierten pilot bunch Ereignisse berücksichtigt.

	$Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	62%	92%	82%	
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	54%	93%	92%	89%
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	52%	93%	95%	91%
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$	43%	93%	96%	91%
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$		91%	96%	91%
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$		91%	97%	91%
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$		90%	97%	92%

Tabelle 8.5: Effizienzen der MiniDST-Selektion im für die vorliegende Messung der F_2 Strukturfunktion des Protons relevanten kinematischen Bereich.

8.4.2 Die Selektionseffizienzen

Die Selektionseffizienzen werden neben ihrer Funktion in der Bestimmung der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnitts auch zur Festlegung des Meßbereichs herangezogen. Kinematische Bereiche, in denen eine der Effizienzen unter 50% fällt, werden in der Messung der F_2 Strukturfunktion des Protons nicht betrachtet.

Stufe I: Effizienz der MiniDST-Selektion

Die Effizienz der MiniDST-Selektion ist gegeben durch die Zahl der Ereignisse nach der MiniDST-Selektion geteilt durch die Gesamtzahl der Ereignisse:

$$\epsilon_{\text{MiniDST}} = \frac{\#(\text{MiniDST - Selektion})}{\#(\text{gesamte Datenmenge})}$$

Sie ist in Tabelle 8.5 angegeben. Sie liegt im Bereich von 90% bis 95% und ist weitestgehend unabhängig von den kinematischen Variablen. Nur in den Randbereichen bei großen Impulsüberträgen und gleichzeitig kleinem x und im Fall sehr kleiner Impulsüberträge sind Effekte der geometrischen Akzeptanz des BEMC-Kalorimeters sichtbar. Bei kleinen Impulsüberträgen ist die Ablenkung des Elektrons gering, und die Energie des Elektrons wird nicht in den quadratischen Modulen des BEMC gemessen. Dadurch ist die Forderung einer lokalen Energiedeposition in diesem Bereich nicht erfüllt. Im Bereich großer Impulsüberträge bei gleichzeitig kleinem x wird die Ablenkung des Elektrons groß. Das Elektron wird in den Bereich zwischen BEMC und LAr-Kalorimeter oder in das LAr-Kalorimeter gestreut. Damit ist wiederum die Forderung einer lokalen Energiedeposition in den quadratischen Modulen des BEMC oft nicht erfüllt. Die statistischen Fehler der Effizienzen sind kleiner als 1%.

Stufe II: Effizienz der Analyseschnitte

Die Effizienz der Analyseschnitte ist gegeben durch:

$$\epsilon_{\text{Analyseschnitte}} = \frac{\#(\text{Analyseschnitte und MiniDST - Selektion})}{\#(\text{MiniDST - Selektion})}$$

	$Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	37%	78%	11%	
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	10%	82%	68%	42%
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	03%	74%	85%	70%
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$		65%	83%	81%
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$		59%	79%	83%
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$		60%	78%	77%
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$		64%	82%	70%

Tabelle 8.6: *Inclusive Effizienzen der Analyseschnitte mit Ausnahme des z-Vertexschnitts im für die vorliegende Messung der F_2 Strukturfunktion relevanten kinematischen Bereich. Die Effizienzen sind bedingte Effizienzen nach MiniDST-Selektion.*

	$Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	93%			
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$		97%	88%	
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$		95%	93%	92%
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$		89%	92%	94%
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$		79%	96%	100%
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$		48%	73%	88%
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$			29%	71%

Tabelle 8.7: *Effizienzen des z-Vertexschnitts in dem für die Messung der F_2 -Strukturfunktion des Protons wesentlichen kinematischen Bereich. Die Effizienzen sind bedingte Effizienzen nach MiniDST-Selektion und allen anderen Analyseschnitten.*

Sie ist in Tabelle 8.6 angegeben. Sie liegt bei etwa 80%. Verhältnismäßig kleine Effizienzen treten für alle Impulsüberträge im Bereich kleiner x , also bei großem y , sowie bei sehr kleinen Impulsüberträgen auf. Der Abfall der Effizienz der Analyseschnitte bei kleinen Impulsüberträgen ist im wesentlichen durch den Schnitt im Polarwinkel des gestreuten Elektrons, $\theta < 172.5^\circ$, begründet. Der Rückgang der Effizienz bei großen Energieüberträgen ist durch den Schnitt in der Energie des gestreuten Elektrons, $E' > 10.6 \text{ GeV}$, bestimmt. Der Bereich $Q^2 = 7.5 \text{ GeV}^2$ wird wegen der niedrigen Effizienzen aus der Analyse genommen.

Stufe III: Effizienz des z-Vertexschnitts

Bei der Bestimmung der Effizienz des z-Vertexschnitts

$$\epsilon_{z\text{-Vertexschnitt}} = \frac{\#(\text{alle Schnitte})}{\#(\text{alle Schnitte ohne } z\text{-Vertexschnitt})}$$

hat man die Schwierigkeit, daß die Zahl der Ereignisse nach allen Schnitten ohne z-Vertexschnitt in den gemessenen Daten durch Ereignisse aus Satellitenteilchenpaketen verfälscht ist. Der nominelle z-Vertex für diese Ereignisse liegt bei $z \approx 120 \text{ cm}$. Sie erfüllen damit die z-Vertexbedingung von vorn herein nicht. Es ist daher ebenfalls nicht möglich wie für die anderen Schnitte im Bereich des kinematischen peak Monte-Carlo-

Vorhersagen für die Effizienz des Schnitts direkt mit den aus den Daten erhaltenen Effizienzen zu vergleichen.

Die z -Vertexteffizienz wird unter Zuhilfenahme eines Pseudo- z -Vertex direkt aus den Daten bestimmt:

$$\begin{aligned} \epsilon_{z\text{-Vertexschnitt}} &= \frac{\#(\text{alle Schnitte})}{\#(\text{alle Schnitte ohne } z\text{-Vertexschnitt})} = \\ &= \frac{\#(\text{alle Schnitte})}{\#(\text{alle Schnitte}) + \frac{\#(\text{alle Schnitte ohne } z\text{-Vertexschnitt})_{\text{ohne } z\text{-Vertex}}}{\epsilon_{\text{Pseudovertex}}}} \end{aligned}$$

Dabei muß der Pseudovertex so konstruiert werden, daß die Forderung eines Pseudovertex Ereignisse aus den Satellitenteilchenpaketen ausschließt.

Die Position des Pseudo- z -Vertex wird aus dem Energieschwerpunkt des BEMC-Clusters und der Position des nächsten mit der BPC gemessenen Raumpunkts berechnet. Dabei werden die beiden Raumpunkte in der r - z -Projektion mit einer Geraden verbunden, und es wird durch Extrapolation dieser Geraden nach $r=0$ grob die z -Koordinate, $z_{Pseudo.}$, des primären Wechselwirkungspunkts rekonstruiert. Die Pseudo- z -Vertex-Bedingung ist erfüllt, wenn gilt:

$$-120 \text{ cm} < z_{Pseudo.} < -10 \text{ cm}$$

In Abbildung 8.16 ist oben links die Verteilung dieser Größe gezeigt. Das schattierte Histogramm enthält die Ereignisse mit normalem z -Vertex, das nicht schattierte Histogramm enthält die Ereignisse ohne normalen z -Vertex. Die beiden Teildatenmengen unterscheiden sich an sonst nur auf Grund der Existenz der Satellitenteilchenpakete. Beide Histogramme sind auf 10^3 Ereignisse normiert. Man sieht ein stark unterschiedliches Verhalten der beiden Teildatenmengen. Für die Ereignisse mit normalem z -Vertex ist die Linie bei $z_{Pseudo.} \approx -20$ cm stärker ausgeprägt. Die Verteilung der Ereignisse ohne z -Vertex zeigt eine Schulter bei $z_{Pseudo.} \approx +100$ cm, also in dem Bereich, in dem man die Ereignisse aus Satellitenteilchenpaketen erwarten würde.

Oben rechts in Abbildung 8.16 sind die selben Verteilungen gezeigt. Sie wurden nur im gezeigten Bereich neu normiert. Man sieht klar die gute Übereinstimmung der Verteilungen der beiden Teildatenmengen im Bereich $-140 \text{ cm} < z_{Pseudo.} < 0$ cm. Unten links in Abbildung 8.16 wurden die beiden Histogramme im Bereich $-120 \text{ cm} < z_{Pseudo.} < -60$ cm normiert. Unten rechts ist die Differenz dieser beiden Verteilungen gezeigt. Man sieht zu positiven $z_{Pseudo.}$ hin weit über den Normierungsbereich hinaus eine gute Übereinstimmung der Verteilungen der beiden Teildatenmengen. Signifikante Unterschiede treten erst im Bereich $z_{Pseudo.} > 0$ cm auf. Durch die Beschränkung des Pseudovertex in der Pseudo- z -Vertex-Bedingung auf $z_{Pseudo.} < -10$ cm werden die Ereignisse aus Satellitenteilchenpaketen aus den Daten entfernt. Die Effizienz der Pseudo- z -Vertex-Bedingung kann unbeeinflusst von Ereignissen aus Satellitenteilchenpaketen mit Hilfe der Daten mit ordentlichem z -Vertex bestimmt werden. Damit sind alle zur Bestimmung der z -Vertexteffizienz aus den Daten nötigen Informationen verfügbar.

	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	6		
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	5	4	0
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	1	3	0
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$	0	0	0
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$	0	0	0
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$	0	0	0
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$	0	0	0

Tabelle 8.8: *Untergrundabschätzung für Photoproduktionsereignisse im für die Messung in Frage kommenden kinematischen Bereich.*

Die so bestimmte z -Vertexteffizienz ist in Tabelle 8.7 angegeben. Sie liegt im allgemeinen zwischen 90% und 100%. Bei großen x geht die Effizienz auf Grund der Winkelakzeptanz der zentralen Spurkammern in Vorwärtsrichtung zurück. In diesem kinematischen Bereich zeigt der Stromjet mit wachsendem x mehr und mehr in Protonrichtung.

8.5 Abschätzung des Untergrunds

Als Untergrund zur tiefinelastischen Streuung bei kleinem Impulsübertrag kommt jeder Prozeß in Frage, der ein ins BEMC-Kalorimeter gestreutes Elektron vortäuschen kann, z.B. durch ein π^0 - π^\pm -Paar. Es gibt zwei relevante Quellen für Untergrund:

1. Wechselwirkungen der Teilchen des Elektronen- bzw. Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Wand des Strahlrohrs
2. Photoproduktionsereignisse

Untergund aus Wechselwirkungen der Teilchen des Elektronen- bzw. Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr bzw. der Wand des Strahlrohrs

Dieser Untergrund ist mit Hilfe der pilot bunch Ereignisse leicht abzuschätzen, indem man die Rate der pilot bunch Ereignisse entsprechend dem Verhältnis der Ströme in pilot bunch und den nominellen Teilchenpaketen skaliert. Im gesamten in der Messung der Strukturfunktion verwendeten kinematischen Bereich wurde nach allen Schnitten kein Ereignis aus einem pilot bunch gemessen.

Untergund aus Photoproduktionsereignissen

Der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen wurde in einer Monte-Carlo-Studie bei detaillierter Detektorsimulation abgeschätzt. Zur Simulation des weichen Anteils am Photoproduktionsquerschnitt wurde der RAYVDM Generator verwendet. Der harte Anteil an der Streuung wurde mit PYTHIA simuliert. Die verwendete Monte-Carlo-Statistik betrug $1.9 \cdot 10^5$ RAYVDM-Ereignisse und $1.2 \cdot 10^5$ PYTHIA-Ereignisse. Die Monte-Carlo-Daten wurden entsprechend der Beiträge von harter und weicher

	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 3.3 \cdot 10^{-4}$	1.05		
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	1.04	1.06	
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	1.04	1.05	1.06
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$	1.04	1.04	1.05
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$	1.04	1.05	1.05
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$	1.04	1.04	1.04
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$			1.04

Tabelle 8.9: Korrekturfaktoren zum Ausgleich des Effekts der endlichen Größe des Messbereichs jedes einzelnen Meßpunktes.

Streuung zum Wirkungsquerschnitt [84] und der Luminosität gewichtet, nach detaillierter Detektorsimulation rekonstruiert und den Schnitten der Datenselektion unterworfen.

Die so gefundene Monte-Carlo-Abschätzung für Untergrund aus Photoproduktionsereignissen ist in Tabelle 8.8 angegeben. Dieser Untergrund ist überall kleiner als 10%. Er liegt im wesentlichen bei großen y und fällt zu kleinen y hin schnell ab. Die Genauigkeit der Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds wurde an Hand von Vergleichen von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage bei kleinen Elektronenenergien und an Hand der Ereignisse mit Signalen in von Electron Tagger und Photon Detektor untersucht. Die Genauigkeit der Abschätzung ist besser als 50%.

8.6 Korrektur des Effekts der endlichen Bingröße

Zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons ist es nötig den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\partial^2\sigma/\partial x \cdot \partial Q^2$ zu bestimmen. Experimentell zugänglich ist nur der Differenzenquotient $\Delta^2\sigma/\Delta x \cdot \Delta Q^2$, oder die Zahl der in einem kinematischen Bereich endlicher Größe gemessenen Ereignisse. Der Übergang vom Differenzenquotienten zu Differenzialen wird mit Hilfe eines Integrationsprogramms bewerkstelligt, das das Verhältnis des Differenzenquotienten zum theoretischen Wirkungsquerschnitt in der Mitte des jeweiligen kinematischen Bereichs bestimmt.

Die dabei gefundenen Korrekturfaktoren sind für die einzelnen Meßpunkte in Tabelle 8.9 angegeben. Die Korrekturen liegen in der Größenordnung von 3% bis 5%. Ihre Modellabhängigkeit wurde an Hand verschiedener Partondichtparametrisierungen untersucht. Sie ist gering.

8.7 Radiative Korrekturen

Die Abstrahlung von Photonen vom Elektron hat zwei Effekte. Zum einen ist der gemessene Wirkungsquerschnitt nach allen Korrekturen der physikalische, radiative

	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$x = 7.0 \cdot 10^{-4}$	1.02		
$x = 1.5 \cdot 10^{-3}$	1.01	1.02	1.03
$x = 3.3 \cdot 10^{-3}$	1.00	1.01	1.01
$x = 7.0 \cdot 10^{-3}$	1.00	1.01	1.01
$x = 1.5 \cdot 10^{-2}$	1.00	1.00	1.00
$x = 3.3 \cdot 10^{-2}$			1.00

Tabelle 8.10: *Verhältnis des Bornterms des Wirkungsquerschnitts zum radiativen Wirkungsquerschnitt als Funktion von x_{Bj} und Impulsübertrag.*

Wirkungsquerschnitt und damit vom Bornterm verschieden. Die Strukturfunktion F_2 des Protons ist aber über den Bornterm des Wirkungsquerschnitts definiert. Zum anderen wird die Qualität der Rekonstruktion der kinematischen Variablen beeinflusst, da die üblichen Formeln zur Berechnung der Ereigniskinematik meist die Energie des Elektrons im Anfangszustand explizit enthalten und daher für radiative Ereignisse falsche Resultate liefern.

Zur Korrektur des ersten Effekts wurde das Verhältnis von radiativem Wirkungsquerschnitt und Bornterm des Wirkungsquerschnitts für die einzelnen Meßpunkte mit Hilfe des FRANEQ-Ereignisgenerators berechnet. Dazu wurden in jeder der in der F_2 -Messung verwendeten Zellen der kinematischen Ebene $8.0 \cdot 10^4$ Ereignisse generiert, und sowohl der radiative Wirkungsquerschnitt als auch der Bornterm des Wirkungsquerschnitts bestimmt. Die entsprechenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 8.10 angegeben.

Der Einfluß radiativer Effekte auf die Messung der Ereigniskinematik ist bei H1 von großer Bedeutung. Die dadurch verursachten Migrationen der betroffenen Ereignisse im Raum der kinematischen Variablen können für manche Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik sehr groß sein. Korrekturen größer als 100% sind möglich, verwendet man die klassische Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik (nur Elektroneninformation) [73][74]. Da der H1-Detektor die Möglichkeit bietet, den hadronischen Endzustand bei der Messung der Kinematik mit zu verwenden, kann man diese Korrekturen auf ein Minimum reduzieren, indem man eine geeignete Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik wählt. Es ist eine Besonderheit der Kombination der Messung von Q^2 nach Methode I (nur Elektron) und y nach Methode V (Zwei-Winkel-Methode), daß die resultierende Formel für x auch bei Abstrahlung eines Photons (oder mehrerer Photonen) vom Elektron im Anfangszustand in erster Näherung korrekt bleibt. Für die zur Berechnung des Impulsübertrags verwendete Formel gilt das nicht. Die betroffenen Ereignisse wandern jedoch zu kinematischen Bereichen mit höherem Wirkungsquerschnitt, und die Korrekturen bleiben klein. Die entsprechenden Korrekturen wurden mit Hilfe des LESKO Generators zu weniger als 2% abgeschätzt. Sie wurden durch die Verwendung des FRANEQ Generators [77] bei der Bestimmung der Akzeptanzkorrektur in die Akzeptanzkorrektur absorbiert.

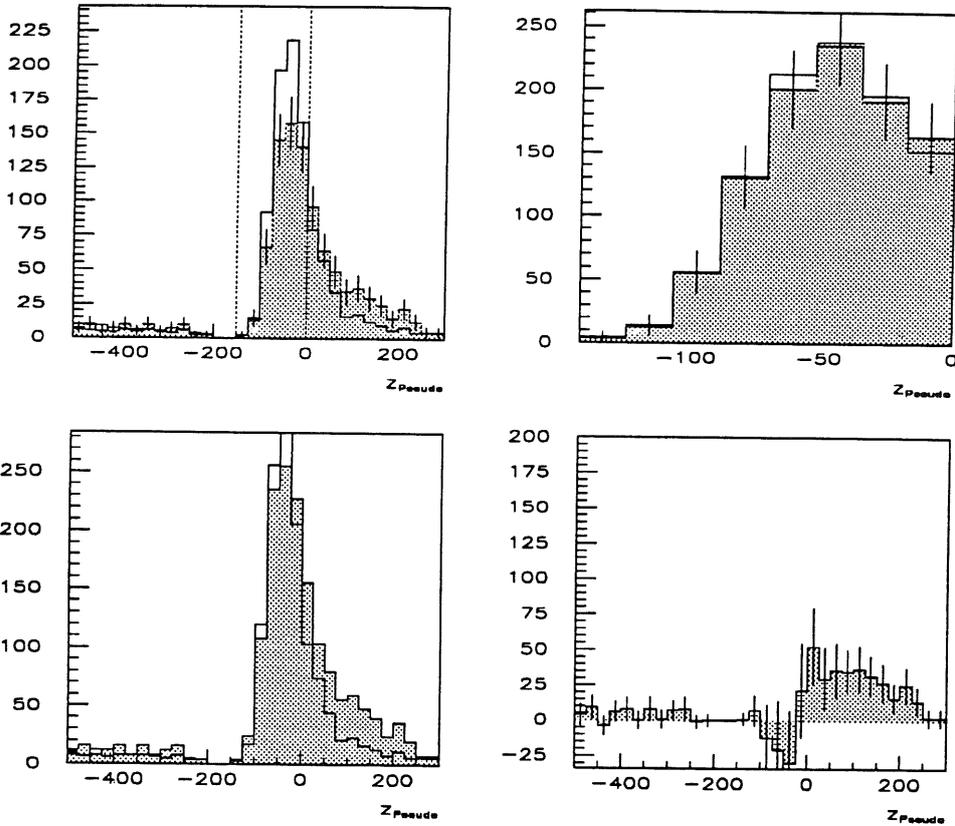


Abbildung 8.16: Gezeigt sind oben links die jeweils auf 1000 Ereignisse normierten Verteilungen des aus BPC und BEMC rekonstruierten Pseudo-z-Vertex für Daten mit zentralem z-Vertex (nicht schattiert) und Daten ohne zentralen z-Vertex (schattiertes Histogramm). Oben rechts wurden beide Verteilungen im Bereich $0 \text{ cm} \geq z_{pseudo} \geq -140 \text{ cm}$ neu normiert. Unten links wurden die beiden Histogramme im Bereich $-60 \text{ cm} \geq z_{pseudo} \geq -120 \text{ cm}$ neu normiert. Unten rechts ist die Differenz dieser beiden Histogramme gezeigt.

Veränderung	x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
Gesamtfehler	$7.0 \cdot 10^{-4}$	+13.7%–10.5%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	+11.1%–9.7%	+12.8%–14.7%	+18.0%–11.9%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	+11.3%–14.3%	+9.8%–22.5%	+12.6%–8.9%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	+16.5%–15.9%	+29.9%–8.8%	+16.5%–14.9%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	+37.1%–23.4%	+15.0%–12.5%	+21.4%–36.7%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			+22.3%–15.5%

Tabelle 8.11: Systematische Fehler auf Grund von Unsicherheiten in der Beschreibung der gemessenen Daten durch Monte-Carlo-Simulation. Die Fehler sind inklusiv in dem Sinn, daß nach der Veränderung einer Meßgröße die gesamte Analyse von Datenselektion bis Untergrundabschätzung und Entfalten der Detektorakzeptanz wiederholt wurde, und der dabei für F_2 gefundene Wert mit der eigentlichen Messung verglichen wurde.

8.8 Systematische Fehler

Im folgenden werden die bei der Angabe der Strukturfunktion F_2 des Protons untersuchten systematischen Effekte, und die damit verbundenen systematischen Fehler diskutiert. Es werden dabei vier Klassen von systematischen Fehlern unterschieden, globale Fehler in der absoluten Normierung, Fehler auf Grund von Unsicherheiten der Beschreibung der Meßgrößen in der Monte-Carlo-Simulation, Fehler auf Grund von Unsicherheiten in den verwendeten Modellannahmen und Fehler aus Unsicherheiten in der Untergrundabschätzung.

Globale systematische Fehler der absoluten Normierung

Die Unsicherheiten folgender Größen tragen direkt zum Fehler der absoluten Normierung bei:

- Die Effizienz des BEMC-Elektron-Triggers: Für Elektronen mit Energien größer als 10 GeV ist dieser Trigger 100% effizient.
- Die TOF Veto Bedingung: Die Verluste auf Grund falschen TOF Vetos wurden zu 4% mit einem Fehler von 3% abgeschätzt.
- Verluste durch Beschränkung des z-Vertex Bereichs belaufen sich auf $10 \pm 2\%$.
- Die mangelnde Qualität der Beschreibung der Forderung $E_{LA_r} > 1 \text{ GeV}$ wird durch einen globalen Fehler von 2% berücksichtigt. Dies entspricht in etwa der maximalen Ineffizienz dieses Schnitts.
- Die integrierte Luminosität ist mit einer Unsicherheit von 7% behaftet.

Die Fehler wurden quadratisch addiert. Damit ergibt sich insgesamt ein Fehler in der absoluten Normierung von 8%.

Systematische Fehler aus Unsicherheiten der Beschreibung der Meßgrößen in der Monte-Carlo-Simulation.

In diesen systematischen Studien wurde jeweils eine der Meßgrößen verändert, um dann die gesamte Analyse zur Messung von F_2 mit dieser Veränderung zu wiederholen. Das schließt die Datenselektion, die Berechnung der Effizienzen, die Untergrundsabschätzung, beide Teile der Akzeptanzkorrektur und alle übrigen Teile der Analyse mit ein. Die sich dabei ergebenden systematischen Fehler sind in Tabelle 8.11 zusammengestellt. Folgende Größen tragen zu diesem Teil des systematischen Fehlers der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons bei:

- Messung der Richtung des Elektrons mit BPC und z-Vertex
- Energiekalibration für Elektronen im BEMC
- Auflösung der Energierekonstruktion für Elektronen im BEMC
- Energiekalibration für Hadronen im LAr-Kalorimeter
- Auflösung der Energierekonstruktion für Hadronen im LAr-Kalorimeter
- Energiekalibration für Hadronen im BEMC
- Ausrichtung von LAr-Kalorimeter und den zentralen Spurkammern
- Rekonstruktion der Summe über den hadronischen Endzustand $\Sigma(E - p_z)^{Hadr.}$

Eine sich dabei ergebende Schwierigkeit ist, daß es nötig ist, die Energieauflösung im BEMC bzw. LAr-Kalorimeter in den Monte-Carlo-Daten um einen definierten Betrag zu verbessern. Dazu wird zu der rekonstruierten Energie, $E_{reko.}$, in jeder Auslesezone die in der Zone wirklich deponierte Energie, $E_{depo.}$, beigemischt. Für eine gaußsche Energieverteilung wird die Energieauflösung um den Faktor a verändert, wenn man statt der rekonstruierten Energie die Form

$$E'_{reko.} = a \cdot E_{reko.} + (1 - a) \cdot E_{depo.}$$

verwendet.

Rekonstruktion von Energie und Richtung des gestreuten Elektrons:

Die Kalibration der Energiemessung an Elektronen im BEMC-Kalorimeter ist mit einer systematischen Unsicherheit von $\pm 2\%$ bekannt, die Energieauflösung wurde im kinematischen peak mit einer Genauigkeit von 2% getestet, und die Richtungsmessung hat eine systematische Unsicherheit von 5 mrad. Die sich daraus für die Messung der Strukturfunktion ergebenden systematischen Fehler sind in Tabelle 8.12 angegeben. Die Variation der Energie des gestreuten Elektrons um $\pm 2\%$ führt zu systematischen Fehlern im Wert von F_2 von etwa $\pm 5\%$ mit Extremwerten von +20% und -26%. Die Variation der Energieauflösung um $\pm 2\%$ führt zu keinen wesentlichen Beiträgen zur systematischen Unsicherheit der Messung. Die entsprechenden Fehler der Messung der Strukturfunktion liegen zwischen +2.7% bzw. -1.5%. Die durch systematische Ungenauigkeiten in der Richtungsmessung verursachten Fehler dominieren den gesamten systematischen Fehler bei kleinem Q^2 . Der systematische Fehler ist dabei im wesentlichen bestimmt durch die Unsicherheit in der Beschreibung der Beschränkung des Meßbereichs bei

kleinen Streuwinkeln. Die entsprechenden Fehler liegen typischerweise im Bereich von +5% bis -10% mit Extremwerten von +33% bzw. -18%.

Rekonstruktion der Hadronen:

Der hadronische Endzustand wurde mit dem LAr-Kalorimeter und dem BEMC vermessen. Die Energiekalibration für Hadronen im LAr-Kalorimeter ist bei den hier betrachteten Jetenergien mit einer Genauigkeit von 7%, die Energieauflösung mit einer Genauigkeit von 10% bekannt. In der Energiemessung für Hadronen im BEMC gibt es im Vergleich von Monte-Carlo-Vorhersage und Daten Ungenauigkeiten von etwa 20%. Die sich daraus für F_2 ergebenden systematischen Fehler sind in Tabelle 8.13 angegeben. Relevante Beiträge zum systematischen Fehler in der Größenordnung von $\pm 5\%$ gibt es nur aus der systematischen Unsicherheit der absoluten Kalibrierung des LAr-Kalorimeters. Die systematischen Fehler aus der Variation der Energieauflösung für Hadronen im LAr-Kalorimeter liegen in der Größenordnung von $\pm 1\%$. Die Unsicherheit in der Energiemessung für Hadronen im BEMC trägt nur bei kleinen x zum systematischen Fehler bei. Nur in diesem beschränkten kinematischen Bereich treffen Teile des Stromjets das BEMC. In diesem Bereich sind die Beiträge zum systematischen Fehler etwa $\pm 3\%$.

Teil I der Entfaltung der Detektorakzeptanz:

Die Rekonstruktion der Summe über den hadronischen Endzustand $\Sigma(E - p_z)^{hadr.}$ ist mit einer systematischen Ungenauigkeit von etwa 4% behaftet. Die sich daraus für die Messung von F_2 ergebenden systematischen Fehler sind in Tabelle 8.14 zusammengefaßt. Sie betragen im allgemeinen etwa $\pm 1\%$. Am Rand des untersuchten kinematischen Bereichs bei großen x liegt der sich ergebende systematische Fehler in der Größenordnung von 8%.

Fehler auf Grund von Unsicherheiten in den verwendeten Modellannahmen

Die in der Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons verwendeten Modellannahmen sind die in der Monte-Carlo-Simulation verwendete Partondichteparametrisierung und die Parameter der Monte-Carlo-Simulation. Um die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Partondichteparametrisierung abzuschätzen, wurde die gesamte Analyse zweifach, unter Verwendung zweier extremer Partondichteparametrisierungen, MRSD₋ und MRSD₀, durchgeführt. Die Wiederholung der Analysen beinhaltet in diesem Fall auch die Neuberechnung der aus der Theorie gewonnenen Korrekturen. Die Abhängigkeit von den Parametern der Monte-Carlo-Simulation entsteht durch deren Einfluß auf Größen wie die Impulsverteilung der Hadronen im Endzustand oder ihre Multiplizität. Der durch diesen Einfluß verursachte Fehler wurde konservativ abgeschätzt, indem die Analyse unter Verwendung von W^2 als Skala im Parton-Schauer-Modell wiederholt wurde. Bei dieser Art der Fragmentation werden selbst globale Eigenschaften des hadronischen Endzustands wie z.B. der Energiefluß als Funktion der Rapidität nicht korrekt beschrieben.

Die so gefundenen systematischen Fehler sind in Tabelle 8.15 angegeben. Die systematischen Fehler auf Grund der Abhängigkeit des Ergebnisses von der Partondichtepa-

parametrisierung sind typischerweise in der Größenordnung von $\pm 3\%$ mit Extremwerten von $+16\%$ bzw. -15% . Die Variation der Skala des Parton-Schauers trägt nur bei mittleren x , mit etwa 8% , wesentlich zum gesamten systematischen Fehler der Messung bei.

Fehler in der Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds

Dieser Untergrund liegt im wesentlichen bei großen y und damit in dem für die Interpretation der Ergebnisse wichtigsten Bereich. Es ist wichtig den Fehler der Untergrundabschätzung konservativ anzugeben. Der Fehler in der Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds liegt bei etwa 50% . Die sich daraus ergebenden systematischen Fehler in der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons sind in Tabelle 8.16 angegeben. Sie übersteigen nirgends die 5% Marke.

Veränderung	x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
E+2%	$7.0 \cdot 10^{-4}$	-1.1%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-4.0%	0.7%	8.8%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-4.7%	0.9%	7.1%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	-5.6%	15.0%	-3.7%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-7.1%	1.4%	4.7%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			20.0%
E-2%	$7.0 \cdot 10^{-4}$	1.6%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	5.5%	-7.6%	-2.9%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-1.1%	-6.3%	-3.6%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.6%	4.5%	7.4%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-2.4%	-4.1%	-26.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			4.0%
$\theta + 5\text{mrad}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	-3.2%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-1.5%	-9.0%	1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-10.0%	-7.2%	-7.1%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	-12.0%	1.5%	0.0%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-18.0%	-4.5%	-16.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%
$\theta - 5\text{mrad}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	7.0%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	5.0%	2.8%	8.8%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	7.9%	5.4%	5.4%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	5.6%	21.0%	5.6%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	33.0%	6.8%	9.3%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			12.0%
$\sigma_E + 2\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	0.5%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-1.0%	-1.4%	1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.5%	0.9%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.6%	0.0%	1.9%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.0%	-1.4%	2.3%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%
$\sigma_E - 2\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	0.5%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.0%	0.0%	-1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-0.9%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	1.2%	-1.5%	0.0%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	1.2%	2.7%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%

Tabelle 8.12: Systematische Fehler auf Grund von Unsicherheiten in der Beschreibung von Energie und Richtung des gestreuten Elektrons durch Monte-Carlo-Simulation. Die Fehler sind inklusiv in dem Sinn, daß nach der Veränderung einer Meßgröße die gesamte Analyse von Datenselektion bis Untergrundabschätzung und Entfalten der Detektorakzeptanz wiederholt wurde, und der dabei für F_2 gefundene Wert mit der eigentlichen Messung verglichen wurde.

Veränderung	x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$E_{LAR}^{had.} + 7\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	2.1%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.5%	5.5%	8.8%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-3.7%	-6.3%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	-1.9%	4.5%	7.4%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-7.1%	-5.5%	-14.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			-4.0%
$E_{LAR}^{had.} - 7\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	-5.9%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.0%	-1.4%	-2.9%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-3.6%	-1.8%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	3.1%	6.1%	-3.7%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	11.0%	8.2%	4.7%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			16.0%
$\sigma_{E_{LAR}^{had.}} + 10\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	0.0%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.0%	1.4%	2.9%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-0.5%	-0.9%	-1.8%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-3.0%	0.0%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-1.2%	2.7%	-2.3%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			4.0%
$\sigma_{E_{LAR}^{had.}} - 10\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	0.5%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-0.5%	0.7%	1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.5%	0.0%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.6%	1.5%	1.9%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-1.2%	-1.4%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%
$E_{BEMC}^{had.} + 20\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	0.0%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-3.0%	6.9%	1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	-1.8%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	0.0%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.0%	0.0%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%
$E_{BEMC}^{had.} - 20\%$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	3.7%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.5%	2.8%	-1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	3.7%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.0%	0.0%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%

Tabelle 8.13: Systematische Fehler auf Grund von Unsicherheiten in der Beschreibung der Hadronen im Endzustand durch Monte-Carlo-Simulation. Die Fehler sind inklusiv in dem Sinn, daß nach der Veränderung einer Meßgröße die gesamte Analyse von Datenselektion bis Untergrundabschätzung und Entfalten der Detektorakzeptanz wiederholt wurde, und der dabei für F_2 gefundene Wert mit der eigentlichen Messung verglichen wurde.

Veränderung	x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$\Sigma(E - p_z)^{\text{hadr.} + 4\%}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	1.1%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.0%	0.7%	2.9%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	1.1%	0.9%	-1.8%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	3.2%	-1.5%	5.6%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	-7.1%	1.4%	-12.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%
$\Sigma(E - p_z)^{\text{hadr.} - 4\%}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	-2.1%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-0.7%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-2.6%	-2.7%	0.0%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	1.9%	1.5%	-1.9%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	9.5%	5.5%	0.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			8.0%

Tabelle 8.14: Systematische Fehler auf Grund von Unsicherheiten in der Beschreibung von Teil I der Akzeptanzkorrektur durch die Monte-Carlo-Simulation. Die Fehler sind inklusiv in dem Sinn, daß nach der Veränderung einer Meßgröße die gesamte Analyse von Datenselektion bis Untergrundabschätzung und Entfalten der Detektorakzeptanz wiederholt wurde, und der dabei für F_2 gefundene Wert mit der eigentlichen Messung verglichen wurde.

Veränderung	x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
Partondichteverteilung	$7.0 \cdot 10^{-4}$	7.0%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-2.8%	-7.4%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	-2.1%	-15.0%	1.8%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	-3.1%	4.5%	3.7%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	3.6%	-2.7%	16.0%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			-12.0%
Monte-Carlo-Parameter	$7.0 \cdot 10^{-4}$	-1.1%		
	$1.5 \cdot 10^{-3}$	-1.5%	1.4%	-1.5%
	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	-8.1%	3.6%
	$7.0 \cdot 10^{-3}$	11.8%	7.7%	-8.0%
	$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.0%	-4.1%	-2.3%
	$3.3 \cdot 10^{-2}$			-4.0%

Tabelle 8.15: Systematische Fehler auf Grund von Abhängigkeiten von den verwendeten Modellannahmen. Die Fehler sind inklusiv in dem Sinn, daß nach der Veränderung einer Modellannahme die gesamte Analyse von Datenselektion bis Untergrundabschätzung und Entfalten der Detektorakzeptanz wiederholt wurde, und der dabei für F_2 gefundene Wert mit der eigentlichen Messung verglichen wurde.

x	$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$
$7.0 \cdot 10^{-4}$	1.6%		
$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.3%	1.4%	0.9%
$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	0.0%
$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.0%	0.0%	0.0%
$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.0%	0.0%	0.0%
$3.3 \cdot 10^{-2}$			0.0%

Tabelle 8.16: Systematische Fehler auf Grund von Unsicherheiten in der Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds.

8.9 Diskussion der Ergebnisse

In Tabelle 8.17 sind die gemessenen Werte der Strukturfunktion F_2 des Protons angegeben. In Abbildung 8.17 sind die x -Abhängigkeit der gemessenen Strukturfunktion und Daten aus früheren DIS-Experimenten in vier verschiedenen Bereichen des Impulsübertrags gezeigt. In Abbildung 8.18 ist die Q^2 -Abhängigkeit der gemessenen Strukturfunktion in vier Bereichen von x gezeigt. Man sieht bei festem Q^2 einen klaren Anstieg der Strukturfunktion bei kleinen Werten von x . Bei großem x findet ein stetiger Übergang zwischen den in dieser Analyse gefundenen Ergebnissen und den in früheren Messungen gefundenen Werten von F_2 statt. Bei festem x steigt die Strukturfunktion in Konsistenz mit Vorhersagen aus der störungstheoretischen QCD als Funktion von Q^2 langsam an.

Die in Anhang B beschriebenen Parametrisierungen des Verhaltens der Strukturfunktion bei kleinem x sind an die vor dieser Messung existierenden Daten angepaßt. Da im Bereich $x < 10^{-2}$ bislang keine Daten existierten, stützen sich die Parametrisierungen im Bereich kleiner x auf Modellannahmen, was zu Unterschieden in den Vorhersagen für die Strukturfunktion von mehr als einem Faktor vier führt. Viele der gängigen theoretischen Vorhersagen der x -Abhängigkeit der Strukturfunktion bei kleinem x gehen dabei von einem Regge-Modell aus [46] [45] [44] [40]. In diesem Modell wird kein Ansteigen der Strukturfunktion bei kleinen x erwartet. Verwendet man dagegen eine lineare QCD-Evolution der Gluondichte, dann erhält man ein starkes Ansteigen der Gluondichte bei kleinem x [44] [45]. Eine insbesondere für den Bereich kleiner x gedachte Evolutionsgleichung wurde von Kuraev, Fadin und Lipatov [47] abgeleitet. Sie sagt für kleines x ein $x^{-\lambda}$ -Verhalten der Gluondichte vorher, mit $\lambda = 0.5$. Da die Strukturfunktion des Protons bei kleinen Werten von x durch den Beitrag der Seaquarks dominiert ist, und man erwartet, daß dieser Beitrag stark an die Gluondichte gekoppelt ist, sollte sich dieses $x^{-\lambda}$ -Verhalten auch in der F_2 -Strukturfunktion zeigen. Es ist allerdings nicht klar unterhalb welchem Wert von x dieses Lipatovverhalten einsetzt.

Exemplarisch sind in Abbildung 8.17 und 8.18 die MRS [45] Parametrisierungen gezeigt. Bei MRSD₋ wird die Gluondichte singular angenommen ($x^{-0.5}$ - Verhalten). Im Fall von MRSD₀ ist die Gluonverteilung für kleine x flach. Die in dieser Analyse gefundenen Ergebnisse sind konsistent mit den MRSD₋ [45] oder den GRV [43] Parametrisierungen. Sie schränken den für die Partondichten erlaubten Bereich wesentlich ein und verbessern damit die Grundlage für die Vorhersage von Wirkungsquerschnitten an Hadron-Hadron oder Schwerionenbeschleunigern erheblich. Darüber hinaus werden Hinweise für die Verbesserung des theoretischen Verständnisses der Struktur des Protons bei kleinen x gegeben. Insbesondere werden durch die hier gefundenen Resultate die Möglichkeit eines Lipatovverhaltens der Gluondichte bei kleinem x bzw. die radiative Generierung der Partondichten aus valenzähnlichen Startfunktionen bei kleinem Q^2 [43] gestützt. Es ist dabei bemerkenswert, daß die radiativ erzeugten Partondichten der GRV Gruppe bereits vor der Veröffentlichung der NMC Resultate bei kleinem x einen sehr steilen Verlauf zeigten, der mit den NMC Resultaten konsistent

war und auch die hier vorgelegten Daten gut beschreibt. Wie stark die Auswirkung einer Erweiterung des vermessenen kinematischen Bereichs auf die Partondichten ist, ist in Abbildung 8.19 an Hand der NMC Daten und der MRS Partondichteparametrisierungen illustriert. Die NMC Daten erweiterten den kinematischen Bereich in x um knapp eine Größenordnung. Schon diese Erweiterung resultierte in Änderungen der Partondichteverteilungen bei kleinem x um bis zu einen Faktor zwei, ohne daß der Ansatz für die x -Abhängigkeit der Partondichteverteilungen verändert worden wäre.

Bei sehr kleinen Werten von x sagen die Altarelli-Parisi-Gleichungen und auch die Evolutionsgleichungen nach Kuraev, Fadin und Lipatov einen starken Anstieg der Gluondichte voraus. Der perturbative Wirkungsquerschnitt steigt mit fallendem x stark an und verletzt die Unitaritätsgrenze. Spätestens dann ist diese Behandlung des Problems nicht mehr gerechtfertigt. Ein Bild für das Verhalten der Gluonen im Proton bei sehr kleinem x basiert darauf, daß die Partonengeneration und Rekombination ein Gleichgewicht erreicht. In diesem Bild flacht die Strukturfunktion des Protons bei kleinem x ab und geht für $1/x \rightarrow \infty$ gegen einen konstanten Wert, was als Sättigung bezeichnet wird. Eine weitere Möglichkeit für das Verhalten der Strukturfunktion bei kleinem x bietet das LUND Modell. In diesem Modell fällt die Strukturfunktion bei kleinen x wieder ab. Gribov, Levin und Riskin zeigten, daß man Rekombinationsmechanismen von Partonen im Proton bei kleinem x in den Evolutionsgleichungen berücksichtigen kann, indem man zu den linearen GLAP Evolutionsgleichungen einen nicht linearen Term addiert [87]. Das ist im Augenblick der einzige auf der QCD basierende Ansatz, die erwarteten Abweichungen von der linearen Evolution bei kleinem x zu quantifizieren.

Bei HERA könnten diese interessanten QCD-Effekte, die prinzipiell mit einem Abflachen der Strukturfunktion bei kleinem x verbunden sind, erstmals beobachtet werden. Schon alleine deshalb ist es interessant, die Strukturfunktion F_2 bei kleinem x steigen zu sehen. In dieser Analyse wurde kein signifikanter Hinweis auf das Einsetzen nicht-linearer Effekte in der Evolution gefunden. Mit erweiterter Statistik und verbessertem Verständnis der systematischen Effekte können der Bereich in x noch etwas erweitert, und die Meßfehler verringert werden. Diese Analysen werden genaueren Aufschluß über das Verhalten der Strukturfunktion insbesondere bei $Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$ im Anschluß an den letzten Meßpunkt geben.

$Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$			
$x_{Bj.}$	F_2	syst. Fehler	statist. Fehler
0.000693	0.886	+14% -10%	$\pm 9\%$
0.00149	0.956	+11% -10%	$\pm 10\%$
0.00320	0.911	+11% -14%	$\pm 12\%$
0.00691	0.769	+16% -16%	$\pm 14\%$
0.0149	0.402	+37% -23%	$\pm 44\%$
$Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$			
$x_{Bj.}$	F_2	syst. Fehler	statist. Fehler
0.00149	1.360	+13% -11%	$\pm 10\%$
0.00321	1.044	+10% -22%	$\pm 13\%$
0.00690	0.613	+30% -9%	$\pm 15\%$
0.0149	0.689	+15% -13%	$\pm 19\%$
$Q^2 = 60 \text{ GeV}^2$			
$x_{Bj.}$	F_2	syst. Fehler	statist. Fehler
0.00150	1.290	+18% -11%	$\pm 19\%$
0.00322	1.045	+13% -9%	$\pm 16\%$
0.00691	1.003	+17% -15%	$\pm 17\%$
0.0149	0.806	+21% -37%	$\pm 21\%$
0.0321	0.468	+22% -16%	$\pm 36\%$

Tabelle 8.17: Die gemessenen Werte der Strukturfunktion F_2 des Protons in drei Bereichen des Impulsübertrags als Funktion von $x_{Bj.}$. Der systematische und statistische Fehler sind jeweils angegeben.

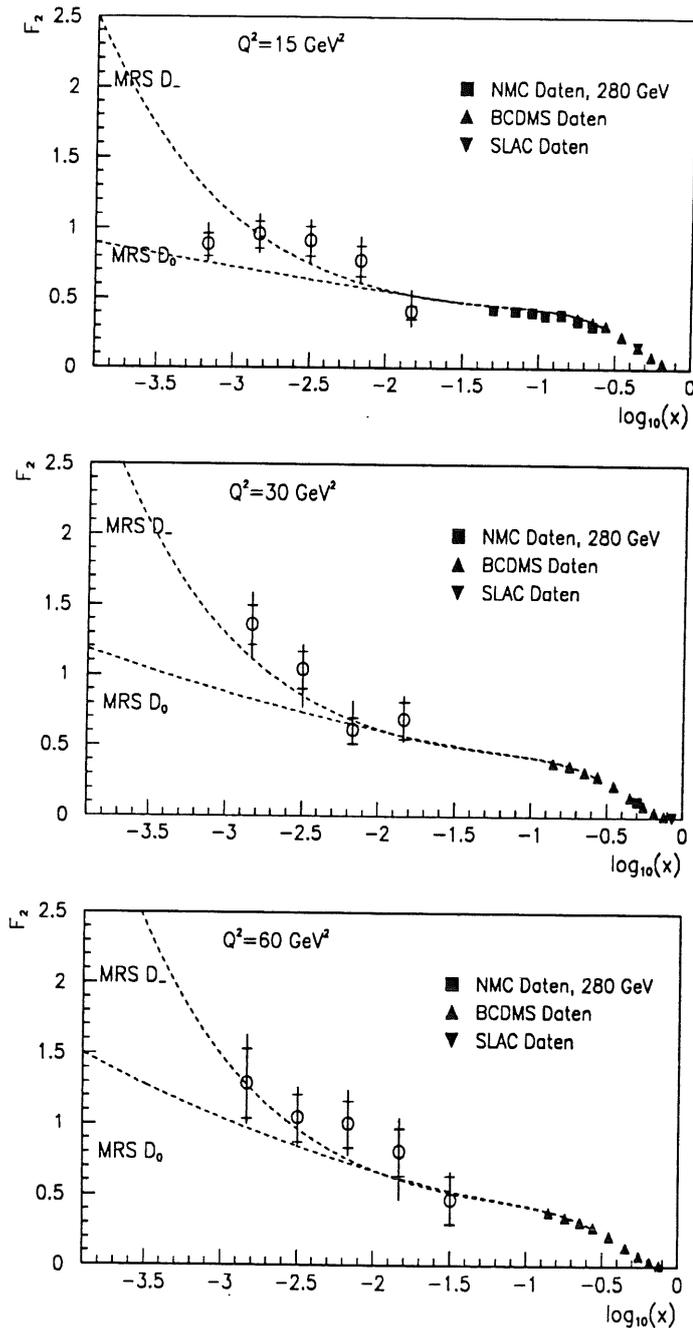


Abbildung 8.17: Gezeigt ist die Strukturfunktion F_2 des Protons in drei verschiedenen Bereichen des Impulsübertrags als Funktion von x . Die dunklen Meßpunkte sind an Vorgängereperimenten bei ähnlichem Impulsübertrag gewonnene Ergebnisse. Die vorliegende Messung bedeutet eine Erweiterung des kinematischen Bereichs zu kleinen x hin um zwei Größenordnungen. Die gestrichelten Linien sind Vorhersagen von Partondichteparametrisierungen nach Martin, Roberts und Sterling. In $MRSD_-$ wird ein Lipatoverhalten des Gluonbeitrags zur Strukturfunktion angenommen, in $MRSD_0$ wird ein Reggeverhalten des Gluons angenommen. Beide Parametrisierungen sind an einen Großteil der bis zur vorliegenden Messung genommenen Daten angepaßt.

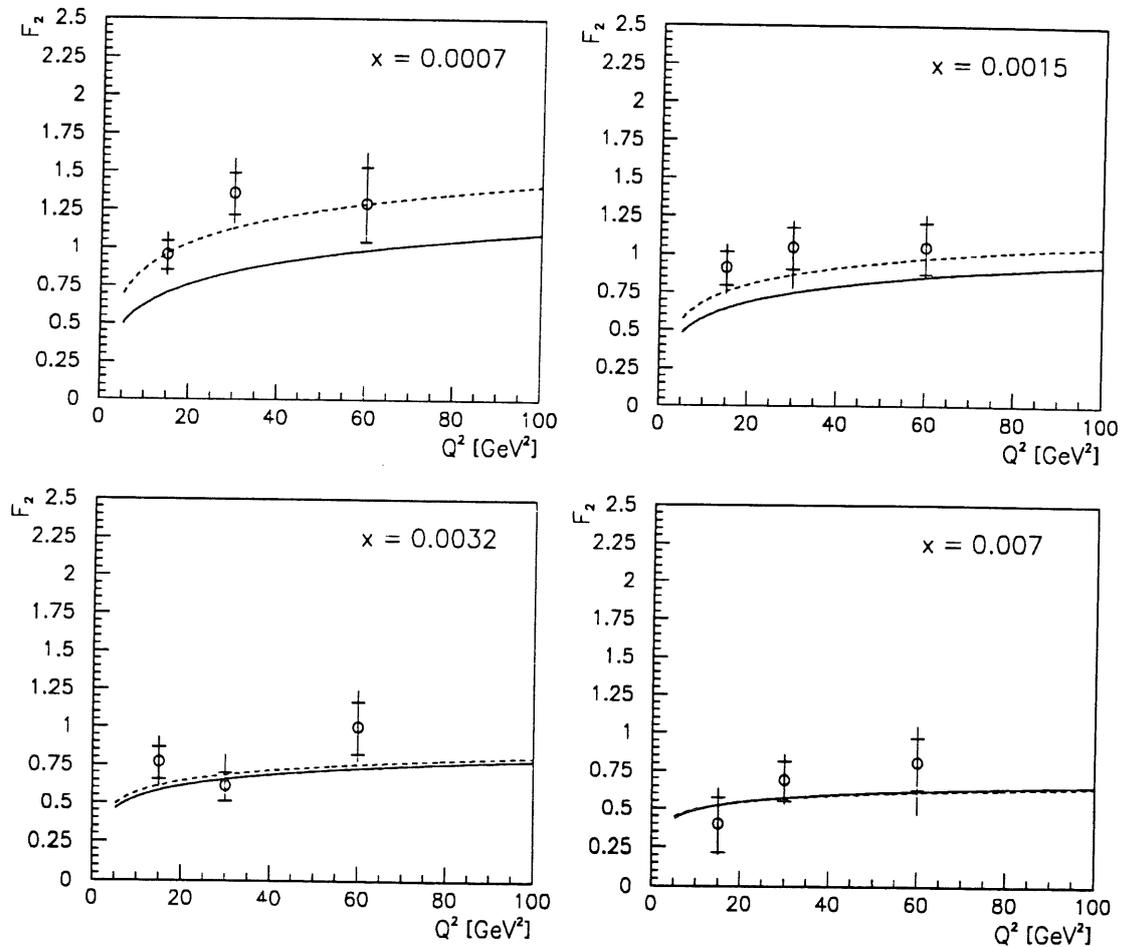


Abbildung 8.18: Gezeigt ist die Strukturfunktion F_2 des Protons in vier verschiedenen Bereichen von x als Funktion des Impulsübertrags. Die eingezeichneten Linien sind Vorhersagen von Partondichteparametrisierungen nach Martin, Roberts und Sterling. In $MRSD_-$ (gestrichelte Linie) wird ein Lipatoverhalten des Gluonbeitrags zur Strukturfunktion angenommen, in $MRSD_0$ (durchgezogene Linie) wird die Gluondichte bei kleinen x konstant. Beide Parametrisierungen sind an einen Großteil der bis zur vorliegenden Messung genommenen Daten angepaßt.

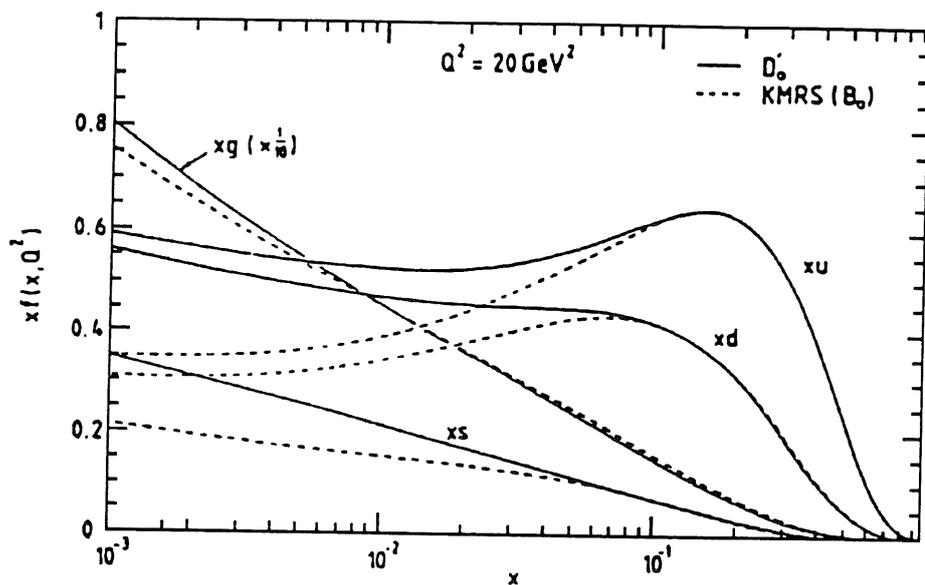


Abbildung 8.19: Gezeigt sind die Partondichteverteilungen für u , d und s Quarks und das Gluon für $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis des $MRSD_0$ Fits, die gestrichelte Linie das Ergebnis des $KMRS(B_0)$ Fits. Die beiden Fits sind identisch. Ein Teil der Unterschiede in den Ergebnissen der Fits kommt dadurch zustande, daß im $MRSD_0$ Fit die Daten der $CDHSW$ Kollabotation durch die der $CCFR$ Gruppe ersetzt wurden. Die wesentlichen Unterschiede sind dadurch bedingt, daß im $MRSD_0$ Fit die neuen Resultate der NMC Kollaboration mit verwendet wurden.

9 Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentiert die Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons mit dem H1-Detektor bei $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ und $10^{-4} < x < 10^{-2}$. Die Analyse beinhaltet die Daten des ersten Jahres des HERA Betriebs. Die verwendete integrierte Luminosität beträgt 22.5 nb^{-1} . Im Vergleich zu früheren Messungen wird der Meßbereich in x damit um zwei Größenordnungen erweitert.

Im Gegensatz zu früheren Experimenten der tiefinelastischen Streuung ist es bei H1 möglich auch den hadronischen Endzustand zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik heranzuziehen. Es werden in dieser Arbeit zehn Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik angegeben und im Bereich $Q^2 < 1000 \text{ GeV}^2$ in detaillierter Detektorsimulation auf Auflösung, systematische Effekte, vermeßbaren kinematischen Bereich und Sensitivität auf Abstrahlung von Photonen vom Elektron hin untersucht. Für H1 erwiesen sich als günstigste Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik zum einen die ausschließliche Verwendung der Elektroneninformation, und zum anderen die Kombination der Messung des Impulsübertrags aus Energie und Richtung des gestreuten Elektrons mit der Messung des relativen Energieübertrags y aus den Streuwinkeln von Elektron und Quark (Zwei-Winkel-Methode). Dabei wurde eine neue, für den Bereich kleiner Impulsüberträge besonders geeignete Methode zur Rekonstruktion des Streuwinkels des Quark angegeben. Bei ausschließlicher Verwendung der Elektroneninformation ist der zugängliche kinematische Bereich bei kleinen Impulsüberträgen maximal, man findet jedoch große radiative Korrekturen (bis zu 100%). Verwendet man die Zwei-Winkel-Methode zur Rekonstruktion von y , wird der zugängliche kinematische Bereich zu kleinen y hin stark erweitert. Die radiativen Korrekturen sind in der Größenordnung von 2%. Bei der Messung der Strukturfunktion wurde zur Rekonstruktion von y die Zwei-Winkel-Methode und zur Messung des Impulsübertrags die Elektroneninformation verwendet.

Das H1-Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nicht kompensierendes Kalorimeter. Um die Vorteile der Verwendung des hadronischen Endzustands bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik nutzen zu können, wurde die Wichtungsmethode für die hadronische Kalibration des H1-Kalorimeters weiterentwickelt und bei der Kalibration mit Jets angewendet. Es wurde für Jets im Energiebereich von 5 GeV bis 250 GeV im gesamten Kalorimeter eine Genauigkeit der absoluten Energiemessung für Jets besser als 4%, und eine Energieauflösung von etwa $55\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ erreicht. Darüber hinaus wurde im Flüssig-Argon-Kalorimeter ein Schema zur Clusterrekonstruktion entwickelt, das es ermöglicht, elektromagnetische und hadronische Schauer effizient zu trennen. Indem räumlich isolierbare elektromagnetische Schauer nicht der hadronischen Kalibration unterworfen wurden, konnte die Energiemessung für alle Jetenergien bei einer Genauigkeit der absoluten Energiemessung besser als 4% vom elektromagnetischen Anteil der Jets unabhängig gemacht werden. Bei Anwendung der in dieser Arbeit entwickelten Methoden zur Vorselektion elektromagnetischer Schauer und der hier weiterentwickelten Methoden zur hadronischen Kalibration verhält sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter in der Analyse wie ein kompensierendes Kalorimeter.

Um die Strukturfunktion F_2 des Protons zu messen, wurde die klare Signatur der DIS-Ereignisse bei neutralem Strom bei Q^2 kleiner 100 GeV^2 im H1 Detektor, nämlich eine große lokale Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter (relativ zur Protonenrichtung), dazu verwendet, um 1400 derartige Ereignisse zu selektieren, von denen sich 1021 im für die Messung interessanten kinematischen Bereich befinden.

Man findet einen signifikanten Anstieg der Strukturfunktion F_2 des Protons bei kleinem x . Bei großen x ist der Anschluß an die in früheren Messungen gefundenen Ergebnisse stetig. Bei festem x steigt die Strukturfunktion in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der QCD mit steigendem Impulsübertrag langsam an.

Die in Anhang C zusammengefaßten aktuellen Partondichteverteilungen basieren auf Daten im Bereich $x > 10^{-2}$. Da Daten bei kleineren Werten von x bisher nicht vorlagen stützen sich die Partondichteverteilungen in diesem Bereich auf Modellannahmen, was im in dieser Arbeit vermessenen kinematischen Bereich zu Unterschieden in den Vorhersagen für die Strukturfunktion F_2 des Protons um bis zu einen Faktor vier führt. Die hier vorliegenden Ergebnisse sind konsistent mit den Resultaten des MRSD-Fits von Martin, Roberts und Stirling [45] bzw. mit den radiativ generierten Partondichten nach Glück, Reya und Vogt [43]. Die Messung stützt damit die Annahme eines Lipatovverhaltens ($x^{-1/2}$ -Verhalten) der Gluondichte bei kleinen Werten von x bzw. die radiative Generierung der Partondichten aus valenzähnlichen Startfunktionen.

Bei sehr kleinen x verletzt der perturbative Wirkungsquerschnitt wegen des starken Anstiegs der Gluondichte in linearer Evolution die Unitaritätsgrenze. Man erwartet daher das Einsetzen nichtlinearer QCD-Effekte. Bei HERA könnten diese interessanten Effekte, wie z.B. 'hot spots' oder 'Sättigung', die prinzipiell zu einem Abflachen der Strukturfunktion bei kleinem x ($x = O(10^{-3} - 10^{-5})$) führen, erstmals beobachtet werden. Schon alleine deshalb ist es interessant, die Strukturfunktion F_2 bei kleinem x steigen zu sehen. In dieser Messung wurde kein signifikanter Hinweis auf das Einsetzen nichtlinearer Effekte in der Evolution der Partondichten gefunden. Mit erweiterter Statistik und verbessertem Verständnis der systematischen Fehler wird es jedoch möglich sein die Meßfehler zu verkleinern, und den kinematischen Bereich zu kleinen Werten von Q^2 und x hin auszudehnen.

Die systematischen Fehler wurden konservativ abgeschätzt. Sie liegen in der selben Größenordnung wie die statistischen Fehler. Wesentliche Beiträge zum systematischen Fehler ($O(10\%)$) sind im gesamten Meßbereich auf Fehler in der Messung von Richtung und Energie des gestreuten Elektrons zurückzuführen. Die Unsicherheit in der Luminositätsmessung beträgt 7%. Die Fehler in der Messung der Hadronen im Endzustand tragen nur bei großen x wesentlich zum gesamten systematischen Fehler bei ($O(5\%)$). Unsicherheiten in der Beschreibung der mit den verschiedenen Detektorkomponenten erzielten Energieauflösungen durch die Monte-Carlo-Simulation führen bei keinem Meßpunkt zu wesentlichen Beiträgen zum systematischen Fehler. Systematische Unsicherheiten im Ausgleich der Detektorakzeptanz für Hadronen tragen nur bei großen x spürbar zum Fehler bei ($O(10\%)$). Die in der Monte-Carlo-Simulation gemachten Annahmen im Bezug auf die Partondichteparametrisierung führen zu systematischen Unsicherheiten im Bereich großer Q^2 und gleichzeitig großer x ($O(15\%)$).

Abhängigkeiten von Monte-Carlo-Parametern sind im gesamten kinematischen Bereich gering. Die Gesamtfehler der Messung liegen bei etwa 18% mit Extremwerten von 14% und 57%. Der statistische Beitrag zum Fehler liegt typischerweise bei 12% mit Extremwerten von 44% und 9%.

Die Effizienzen der Datenselektion wurden mit Hilfe von in detaillierter Detektorsimulation erzeugten Daten berechnet, soweit nachweisbar war, daß die Größen, in denen selektiert wurde, durch die Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden. Die Effizienz der z -Vertexbedingung wurde wegen der Existenz von zeitlich zu den nominellen Teilchenpaketen leicht versetzten Teilchenpaketen, die in der Simulation nicht berücksichtigt worden waren, direkt aus den Daten bestimmt.

Der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen wurde mit Hilfe detaillierter Monte-Carlo-Simulation zu kleiner 5% abgeschätzt. Dieser Untergrund befindet sich im wesentlichen bei großen y . Die Untergrundsubtraktion beeinflusst die gemessenen Werte von F_2 bei festem Q^2 nur im jeweils letzten Meßpunkt bei kleinem x . Der Untergrund aus Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit dem Restgas im Strahlrohr oder der Wand des Strahlrohrs wurde mit Hilfe der Daten aus den Teilchenpaketen ohne Kollisionspartner abgeschätzt. Im bei der Messung verwendeten kinematischen Bereich wird dieser Untergrund vollständig unterdrückt.

Diese Messung gibt erste Resultate des Programms zur Vermessung der Substruktur des Protons mit dem H1-Detektor. Ein steiler Anstieg der Strukturfunktion bei kleinen Werten von x , konsistent mit einem Lipatovverhalten der Gluondichte, wurde gefunden. Weitere grundlegende Fragen, wie die Frage nach dem Einsetzen nichtlinearer Effekte bei noch kleineren Werten von x und die Messung der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion über einen großen kinematischen Bereich innerhalb ein und des selben Experiments, sowie die damit verbundene Messung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung, werden im Zuge der weiteren Durchführung dieses Programms in Kürze beantwortet sein.

A Wichtige Experimente der tiefinelastischen Streuung

Ein vollständige Aufstellung der Experimente zur tiefinelastischen Streuung ist wegen der Vielfalt der experimentellen Arbeit auf diesem Gebiet hier nicht möglich. Im weiteren soll eine selektierte Anzahl wichtiger DIS-Experimente kurz angesprochen werden. Man kann sie grob in zwei Gruppen unterteilen: Experimente mit geladenen Leptonen (e , μ), und Experimente mit Neutrinos (ν_e , ν_μ).

Vier der wichtigsten Streuexperimente mit Neutrinos sind CDHS [13], CHARM [14], CCFR [15] und FMMF. Am CERN benutzten CDHS [CERN-WA-001] (CERN, Dortmund, Heidelberg, Saclay) wie auch CHARM [CERN-WA-018] (CERN, Hamburg, Amsterdam, Rom, Moskau) Strahlen aus Myon(anti)neutrinos mit Energien bis zu 260 GeV. Beide Experimente wurden 1984 abgeschlossen. Am Fermilab wurde das CCFR Experiment [FNAL770] (Chicago, Columbia, Fermilab, Rochester) ebenfalls mit Strahlen aus Myon(anti)neutrinos durchgeführt. Die Maximalenergie der Neutrinos betrug hier 600 GeV. Das Experiment wurde 1988 abgeschlossen. Das FMMF Experiment [FNAL-733] (Fermilab, Michigan State, MIT, University of Florida) wurde mit Myon(anti)neutrinos mit Energien bis zu 500 GeV durchgeführt und ebenfalls 1988 abgeschlossen. Bei den Experimenten CCFR und CDHS wurden massive Eisenkalorimeter verwendet, um eine möglichst gute Datenstatistik zu erreichen. Bei CHARM und FMMF wurden in sehr fein segmentierbaren Kalorimetern vergleichsweise leichte Kalorimetermaterialien verwendet. Man erreichte damit bei verringerter Statistik eine verbesserte Struktureerkennung.

Einige der wesentlichen DIS-Experimente mit geladenen Leptonen sind die Experimente BCDMS [10] [10], EMC [9], NMC [16] und SMC [17]. Die BCDMS Gruppe [CERN-NA-004] (Bologna, CERN, Dubna, München, Saclay) verwendete einen Myonenstrahl mit Energien zwischen 100 GeV und 280 GeV. Ihre Experimente wurden 1985 abgeschlossen. Im EMC Experiment [CERN-NA-028] (European Muon Collaboration) wurde ein Myonenstrahl mit Energien bis zu 325 GeV verwendet. Das Experiment wurde 1983 abgeschlossen. Das Folgeexperiment, NMC [CERN-NA-037] (New Muon Collaboration), verwendete den im Bereich der inneren Spurkammern verbesserten EMC Detektor, um den kinematischen Bereich auf $x \in [0.005, 0.75]$ und $Q^2 \in [1 \text{ GeV}^2, 200 \text{ GeV}^2]$ zu erweitern. Es wurde 1989 abgeschlossen. Das SMC Experiment, die dritte Auflage des EMC Detektors, war darauf abgestimmt die spinabhängigen Asymmetrien in der Streuung longitudinal polarisierter Myonen an an polarisierten hadronischen Targets zu studieren [CERN-NA-047] (Spin Muon Collaboration). Die Datennahme für SMC begann 1991.

Die Experimente zur tiefinelastischen Streuung wurden an vielen verschiedenen Atomkerntargets durchgeführt. Es ist daher nicht einfach die verschiedenen Messungen untereinander zu vergleichen. Gewöhnlich konvertiert man die Kernstrukturfunktionen in isoskalare Strukturfunktionen. Diese für einen sinnvollen Vergleich notwendige Konversion ist nicht trivial und kann zu wesentlichen Unsicherheiten führen.

B Überblick über aktuelle Partondichteparametrisierungen

Die erste Generation der Partondichteparametrisierungen, die auf LO Evolution und Daten der frühen 80er Jahre basierten, fanden bei der Berechnung hochenergetische Prozesse vielfach Anwendung [37]. Da die Qualität der experimentellen Daten in der Zwischenzeit aber erheblich verbessert wurde, werden die neuen Daten durch diese Parametrisierungen nicht mehr beschrieben.

Die zweite Generation von globalen Analysen basierte auf NLO Evolution und neueren Daten. Diese Analysen wurden erst kürzlich von verschiedenen Gruppen durchgeführt. Einige der Gruppen konzentrieren sich dabei auf spezielle Probleme, wie z.B. die Gluonverteilung und direkte Photoproduktion [38], oder Neutrino-Streuung [39]. Es gibt aber auch sehr allgemein gehaltene Analysen [40] [41]. Die verschiedenen Analysen unterscheiden sich in verschiedenen Punkten wesentlich; z.B. in den verwendeten Daten oder der Art und Weise, wie experimentelle Fehler behandelt werden etc.

Von CERN wurde eine Sammlung der existierenden Partondichten erstellt. Sie ist in Form eines Programmpakets, der PDFLIB [42], allgemein zugänglich. Die meisten der älteren Partondichteparametrisierungen stehen allerdings im Widerspruch zu den neueren Messungen. Macht man von der PDFLIB blind Gebrauch, kann das daher zu relativ sinnlosen Ergebnissen führen. Es ist auch wichtig, nur vergleichbare Größen zu vergleichen. So sind z.B. die in LO, NLO-DIS oder NLO- \overline{MS} bestimmten Parametrisierungen prinzipiell verschiedene Objekte. Es ist auch wichtig, bei der Berechnung physikalischer Observablen die LO, NLO-DIS oder NLO- \overline{MS} Partondichten mit den entsprechenden harten Wirkungsquerschnitten in LO, NLO-DIS oder NLO- \overline{MS} zu kombinieren. Andernfalls erhält man keine sinnvollen Ergebnisse.

Die neuen NMC Daten und CCFR Daten sollten wegen des in x erweiterten kinematischen Bereichs, der hohen Statistik und der kleinen systematischen Fehler starken Einfluß auf die globalen QCD Analysen haben. Die Präzision, die in den heutigen DIS-Experimenten erreicht wird, übersteigt die NLO Beiträge zu diesen Prozessen. In einer geeignet aufgesetzten QCD Analyse können daher die QCD-Mischungseffekte von Quark und Gluonen in ihrer vollen Komplexität untersucht werden. Gleichzeitig werden die Messungen hadronischer Prozesse langsam präzise genug, um komplementäre Informationen über die Partondichten zu liefern.

Die neuen DIS-Daten sind in drei aktuellen globalen QCD Analysen berücksichtigt worden [43] [44] [45]. Das bemerkenswerteste Ergebnis dieser Analysen ist die erstaunlich gute Übereinstimmung der NLO-QCD Partonmodellvorhersagen mit den Daten der Hochstatistikexperimente der DIS. Die Übereinstimmung besteht über den gesamten kinematischen Bereich der Messungen. Darüber hinaus erweist sich das Modell als konsistent mit allen existierenden Daten zu Leptonpaarproduktion und direkter Photoproduktion. Die Partondichten wurden mit noch nie erreichter Genauigkeit bestimmt. In der Analyse der CTEQ Kollaboration wurden alle existierenden DIS-Daten verwen-

det, und die experimentellen Fehler insbesondere auch bezgl. der absoluten Normierung der Messungen ernst genommen. Die CTEQ Gruppe findet nur dann einen guten globalen Fit, wenn das s Quark eine viel weichere Verteilung besitzt als die leichteren Quarks [44], und seine Verteilung bei kleinen x (kleiner 0.1) die Verteilungen der leichteren Quarks übersteigt. Dieses Ergebnis ist unerwartet. Es steht im Widerspruch zu den Ergebnissen einer dedizierten Messung von $s(x)$ am Zweimyonenendzustand in der Neutrinostreuung [48]. In der MRS Analyse [45] wird angenommen, daß der s Quark Anteil des Protons konsistent mit der Ergebnissen der Zweimyonenmessung ist. In dieser Analyse werden dafür die absoluten Normierungen der experimentellen Daten frei gelassen. Nur die Form der Ergebnisse wird verwendet. In der GRV Parametrisierung [43] wird gezeigt, daß radiativ erzeugte Partondichten die neuen Messungen bei kleinem x gut beschreiben können. Es wird aber nötig, den valenzquarkartigen Startpunkt zu verändern, um Unstimmigkeiten bei $x > 10^{-2}$ zu vermeiden. Die Vorhersagen bei kleinem x werden jedoch von dieser Veränderung nicht berührt.

C Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage

Im folgenden werden Vergleiche von Verteilungen der in der Datenselektion relevanten Größen mit den entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersagen vorgenommen.

Die hierbei verwendeten Monte-Carlo-Daten sind in Kapitel 8.4.1 beschrieben. Die Monte-Carlo-Daten der Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt entsprechend normiert. Daher ist nicht nur die Form der Verteilungen, sondern auch ihre absolute Normierung eine Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation.

Die Bilder C.1 bis C.4 sind wie folgt strukturiert: Das obere Diagramm zeigt jeweils die Verteilung der Daten im Bereich des kinematischen peak nach der MiniDST-Selektion; das untere Bild zeigt die Verteilung der Daten im gesamten kinematischen Bereich nach allen Analyseschnitten abgesehen vom z-Vertexschnitt. Die Meßpunkte sind die gemessenen Daten, die Histogramme sind Monte-Carlo-Vorhersagen (schattiertes Histogramm: MRSD₀, nicht schattiertes Histogramm: MRSD₋). Statistische Fehler der gemessenen Daten sind eingezeichnet. Die Zahl der MC Ereignisse entspricht etwa der siebenfachen gemessenen Datenmenge.

Polarwinkel des gestreuten Elektrons

Die Richtung des gestreuten Elektrons geht sowohl bei der y Rekonstruktion als auch bei der Q^2 Messung direkt in die Berechnung der Ereigniskinematik ein. Weiter ist eine genaue Beschreibung der Richtung des gestreuten Elektrons insbesondere bei kleinen Streuwinkeln durch die Beschränkung des θ -Bereichs auf den Bereich der quadratischen BEMC-Module wesentlich für das Verständnis der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnitts. Die gemessene Verteilung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons (Abbildung C.1) für die Ereignisse im kinematischen peak nach der MiniDST-

Selektion (oben) stimmt gut mit der Monte-Carlo-Vorhersage überein. Auch nach allen Schnitten ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage innerhalb der statistischen Fehler und der durch die Modellabhängigkeit der Verteilung gegebenen Toleranzen sehr gut.

Die Summe $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$ über den hadronischen Endzustand

Die Summe $\Sigma(E - p_z)^{Had.}$ geht in die Messung der Richtung des Stromjets, und bei der Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrunds in die Messung ein. Sie ist in Abbildung C.2 gezeigt. Wieder findet man sowohl im Bereich des kinematischen peak (oben), als auch nach allen Analyseschnitten mit Ausnahme des z-Vertexschnitts (unten) sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage.

Die Summe $\Sigma(E - p_z)$ über den gesamten Endzustand

Diese Summe geht bei der Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrunds in die Messung ein. Die Vergleiche von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage sind in Abbildung C.3 gezeigt. Im Bereich des kinematischen peak (oben) sieht man sehr gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage. Auch für die Daten nach allen Schnitten mit Ausnahme des z-Vertexschnitts (unten) ist die Beschreibung der Daten in der Monte-Carlo-Simulation gut. Der linke Ausläufer der Verteilung wird durch Ereignisse dominiert, bei denen im Anfangszustand vom Elektron ein hochenergetisches Photon abgestrahlt wurde und den Detektor durch das Strahlrohr verließ.

Im LAr-Kalorimeter insgesamt gemessene Energie

Die im LAr-Kalorimeter gemessene Energie E_{LAr} wird bei der Berechnung von y und zur Unterdrückung von Strahluntergrund verwendet. Der untere Bereich des Energiespektrums ist in Abbildung C.4 gezeigt. Sowohl im Bereich des kinematischen peak (oben) als auch für die Daten nach allen Schnitten mit Ausnahme des z-Vertexschnitts sieht man gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage im Bereich von Gesamtenergien größer 10 GeV. Unterhalb dieser Schwelle wird die Vorhersage unsicher, die absolute Zahl der Ereignisse unterhalb einer möglichen Energieschwelle wird aber mit sinkendem E_{LAr} schnell klein. Die Ineffizienz des Schnitts in der im LAr-Kalorimeter gemessenen Energie (1 GeV) wird bei der Messung der Strukturfunktion mit einem systematischen Fehler vom mindestens 100% versehen.

Die Qualität der rekonstruierten Spuren

Die Größe RVFIT dient der Unterdrückung von Untergrund. In Abbildung C.5 ist der Wert der zugehörigen logischen Flagge im Bereich des kinematischen peak zusammen mit der entsprechenden Monte-Carlo-Vorhersage gezeigt. Auch für diesen Schnitt findet man sehr gute Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo-Vorhersage.

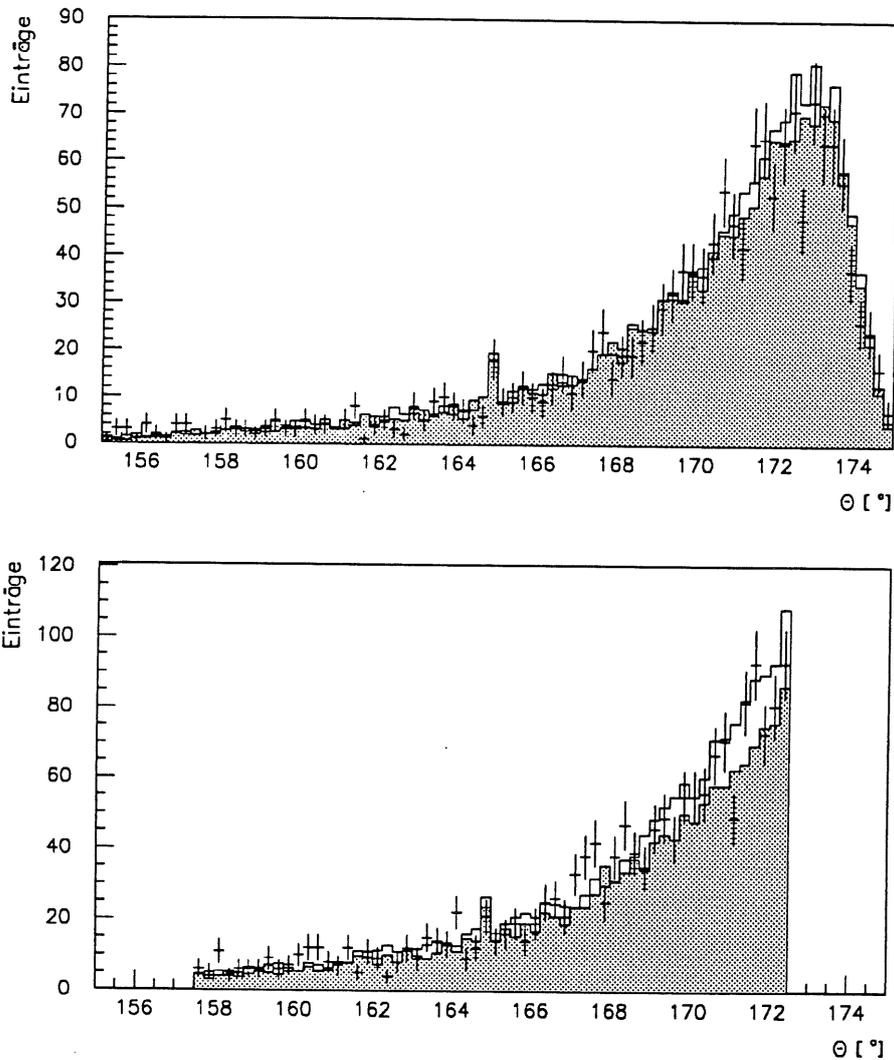


Abbildung C.1: Gezeigt ist die Verteilung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons. Im oberen Diagramm wurde die Energie des gestreuten Elektrons auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Im unteren Bild wurden alle Schnitte mit Ausnahme des z-Vertexschnitts angewendet. Die Meßpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte-Carlo-Vorhersagen unter Verwendung zwei verschiedener Annahmen für die Strukturfunktion ($MRSD_-$ bzw. $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte-Carlo-Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

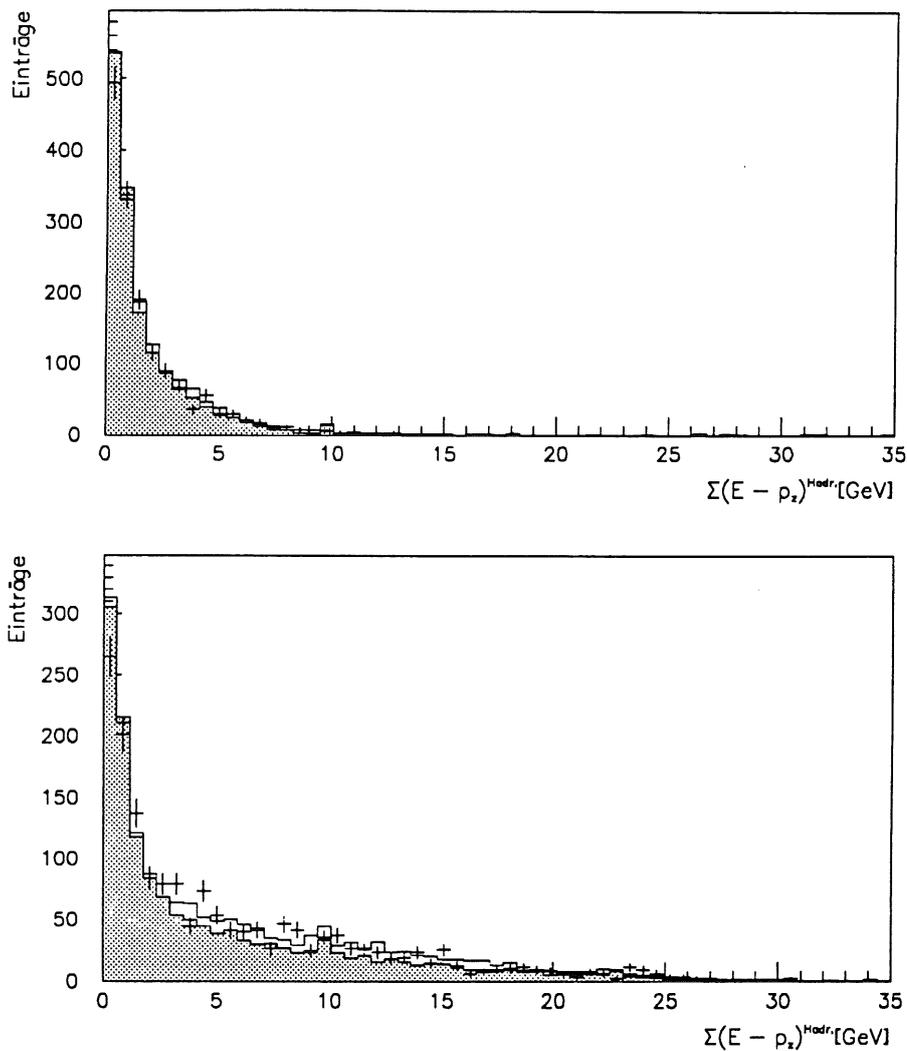


Abbildung C.2: Gezeigt ist die Verteilung der Summe $\Sigma(E - P_z)^{Had.}$ über den hadronischen Endzustand, gemessen mit den Kalorimetern, nach Teil I der Akzeptanzkorrektur. Im oberen Diagramm wurde die Energie des gestreuten Elektrons auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Im unteren Bild wurden alle Schnitte mit Ausnahme des z-Vertexschnitts angewendet. Die Meßpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte-Carlo-Vorhersagen bei Verwendung von zwei unterschiedlichen Annahmen für die Strukturfunktion ($MRSD_-$ bzw. $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte-Carlo-Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

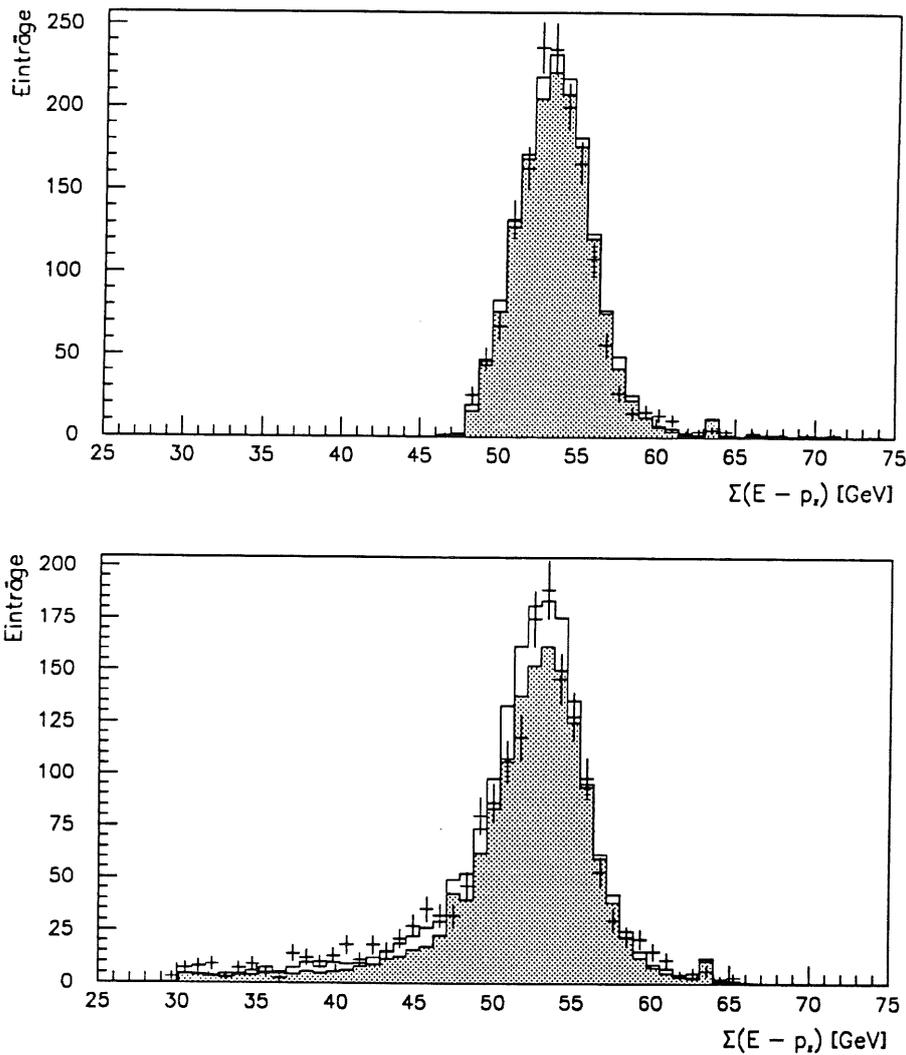


Abbildung C.3: Gezeigt ist die Verteilung der Summe $\Sigma(E - p_z)^{total}$ über den gesamten Endzustand. Für die hadronische Energiemessung wurde Teil I der Akzeptanzkorrektur einbezogen. Im oberen Diagramm wurde die Energie des gestreuten Elektrons auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Im unteren Bild wurden alle Schnitte mit Ausnahme des z-Vertexschnitts angewendet. Die Meßpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte Carlo Vorhersagen bei Verwendung von zwei unterschiedlichen Annahmen für die Strukturfunktion ($MRSD_-$ bzw. $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte Carlo Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

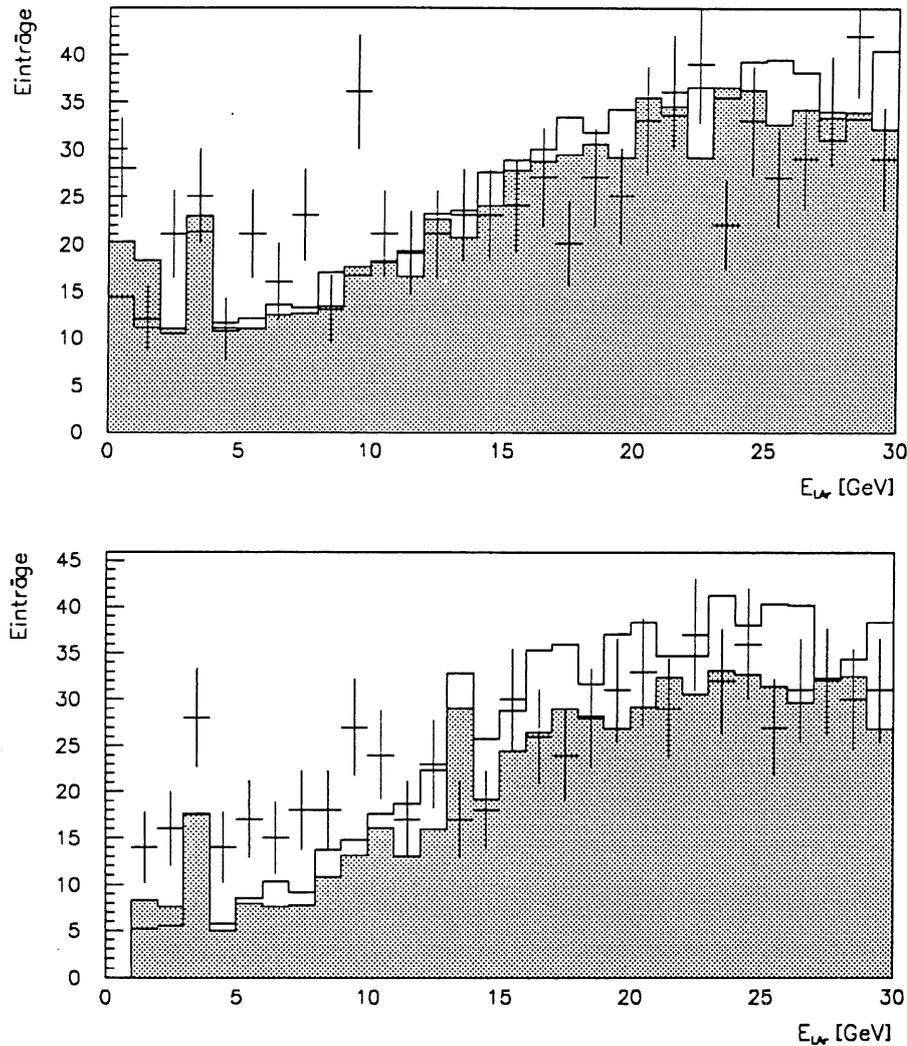


Abbildung C.4: Gezeigt ist der untere Bereich des mit dem LAr-Kalorimeter gemessenen Energiespektrums. Im oberen Diagramm wurde nur die Energie des gestreuten Elektrons auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Im unteren Bild wurden alle Schnitte mit Ausnahme des z -Vertexschnitts angewendet. Die Messpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte-Carlo-Vorhersagen bei Verwendung von zwei unterschiedlichen Annahmen für die Strukturfunktion ($MRSD_-$ bzw. $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte-Carlo-Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

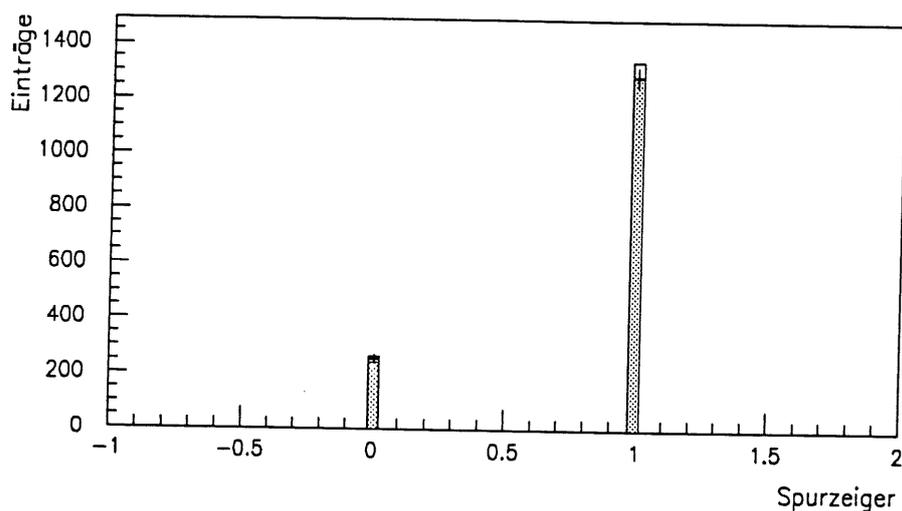


Abbildung C.5: Gezeigt ist der Wert der zum Spurschnitt gehörenden logischen Flagge. Die Energie des gestreuten Elektrons wurde in den Daten auf den Bereich des kinematischen peak beschränkt. Die Meßpunkte sind die Daten, die Histogramme Monte-Carlo-Vorhersagen bei Verwendung von zwei unterschiedlichen Annahmen für die Strukturfunktion ($MRSD_-$ bzw. $MRSD_0$). Photoproduktionsuntergrund wurde mit Monte-Carlo-Methoden (PYTHIA bzw. RAYVDM) bei detaillierter Detektorsimulation und entsprechend der Wirkungsquerschnitte bzw. des relativen Anteils von direkter und weicher Streuung am Photoproduktionsquerschnitt addiert. Als Strahluntergrund wurde die entsprechend skalierte Verteilung der pilot bunch Ereignisse addiert.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* Vol. 21, 669 (1911).
- [2] *Electron Scattering and Nuclear Structure*, R. Hofstadter, *Ref. Mod. Phys.* 28, 214 (1956); R. Hofstadter, *Elektron Scattering*, New York, Benjamin (1963).
- [3] R. N. Cahn, G. Goldhaber, *The Experimental Foundations of Particle Physics*, Cambridge Univ. Press (1989).
- [4] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964).
- [5] G. Zweig, CERN Report 8182/TH. 401 (1964), unveröffentlicht;
G. Zweig, CERN Report 8419/TH. 412 (1964), unveröffentlicht.
- [6] *Proceedings of the HERA Workshop*, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1987).
- [7] *Physics at HERA*, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [8] *A Proposal for a large Electron Proton Colliding Beam Facility at DESY*, DESY HERA 81-10 (1981).
- [9] *The EMC Muon Scattering Experiment at CERN*, European Muon Collaboration (O. C. Allkofer, et al.), CERN-EP/79-158 (1979), Präsentiert am 9. Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Batavia, Ill., Aug. 23.-29., 1979. Veröffentlicht in *Lepton/Photon Symp.* 1979, 123.
- [10] *The BCDMS Experiment*, H. Vogt (DESY-IFH, Zeuthen), 1984, In *Georgenthal 1983, Proceedings, High Energy Physics*, 181-201.
- [11] *Inelastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon*, J. D. Bjorken, E. A. Paschos (SLAC), *Phys. Rev.* 185, 1975, (1969).
- [12] C. G. Callan, D. G. Gross, *Phys. Rev. Lett.* 22, 156 (1969).
- [13] *Results on charged current inclusive interactions in the CDHS experiment*, CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay Collaboration (F. Eisele, et al.), 1978. In *Oxford 1978, Proceedings, Neutrino Physics at Accelerators*, 11.
- [14] *Total Cross-sections of Charged Current Neutrino and Anti-Neutrino Interactions on Isoscalar Nuclei*, CHARM Collaboration, J. V. Allaby, U. Amaldi, G. Barbiellini, et al., *Z. Phys.* C38, 403 (1988).
- [15] *Charged current neutrino scattering results from the CCFR Collaboration*, R. E. Blair, P. Auchincloss, C. Haber, et al. (Fermilab), Sendai 1986, *Proceedings, Neutrino 1986*, 351.
- [16] *Proton and deuteron F_2 structure functions in deep inelastic muon scattering*, New Muon Collaboration (P. Amaudruz, et al.), *Phys. Lett.* B295, 159-168 (1992).

- [17] The SMC experiment at CERN, G. Baum (Bielefeld U.), 1991, In Bad Honnef 1991, Proceedings, Pion-nucleon physics and the structure of the nucleon, Vol. 2, 81-87.
- [18] H1 Collaboration, The H1 Detector at HERA, DESY 93-103, Juli 1993
- [19] ZEUS Collaboration, Technical Proposal of the ZEUS Collaboration, March 1986.
- [20] Gauge Theories in Particle Physics, I. J. R. Aitchison, A. J. G. Hey, IOP Publishing Ltd. (1989).
- [21] W. H. K. Pankofsky, in International Conf. on High Energy Physics, ed. J. Prentki, J. Steinberger; Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969); M. Breitenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969).
- [22] R. P. Feynman Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969); Photon-Hadron Interactions, W.A. Benjamin, New York (1972).
- [23] F. Sciulli in Proceedings of the Workshop on Hadron Structure Functions and Parton Distributions, FNAL, eds. D.F. Greesaman, J. Morfin, C. Sazama, W.-K. Tung, World Scientific (1991).
- [24] The Structure of the Proton, R.G. Roberts, Cambridge University Press (1990).
- [25] Wu-Ki Tung et al., in High Energy Physics in the 1990's (Snowmass '88), ed. S. Jenson, World Sci. Pub. (1989).
- [26] Gargamelle Collaboration, T. Eichten et al., Phys. Lett. B46, 281 (1973).
- [27] D. Allasia et al., Phys. Lett. B135, 231 (1985); Z. Phys. C28, 231 (1985).
- [28] A Precision Measurement of the Gross-Llewellyn-Smith Sum Rule in neutrino-N Scattering at the FNAL TEVATRON. Wing-Cheong Leung, K. T. Bachmann, R. E. Blair, et al. NEVIS-1423, Mar 1990.
- [29] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977).
- [30] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15, 675 (1972).
- [31] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke, T. Muta, Phys. Rev. D18, 3998 (1978); G. Curci, W. Furmanski, R. Petronio, Nucl. Phys. B175, 27 (1980); J. C. Collins, D. E. Soper, Nucl. Phys. B194, 445 (1982).
- [32] W. Furmanski, R. Petronio, Z. Phys. C11, 293 (1982).
- [33] W. L. van Neerven, E. B. Zijlstra, Nucl. Phys. B383, 525 (1992); W. L. van Neerven, E. B. Zijlstra, Phys. Lett. B272, 127 (1991); W. L. van Neerven, E. B. Zijlstra, Phys. Lett. B273, 476 (1991); W. L. van Neerven, E. B. Zijlstra, Nucl. Phys. B382, 11 (1992); T. Matsuura, R. Hamberg, W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B345, 331 (1990); T. Matsuura, R. Hamberg, W. L. van Neerven, Nucl. Phys. B359, 343 (1991)
- [34] G. Altarelli, Phys. Rep. C81, 1 (1982).

- [35] G. Altarelli, R. K. Ellis, G. Martinelli, Nucl. Phys. B157, 461 (1979).
- [36] J. F. Owens, Wu-Ki Tung, Annu. Rev. Nucl. Par. Sci. 42, 291 (1992).
- [37] D. W. Duke, J. F. Owens, Phys. Rev. D30, 49 (1984); E. Eichten et al., Rev. Mod. Phys. 56, 579 (1984) und Erratum 58, 1065 (1986); M. Glück, E. Reya, H. Hoffmann, Z. Phys. C13, 119 (1982).
- [38] P. Aurenche et al., Phys. Rev. D39, 3275 (1989).
- [39] M. Diemoz et al., Z. Phys. C39, 21 (1988).
- [40] J. G. Morfin, Wu-Ki Tung, Z. Phys. C 52, 13 (1991).
- [41] A. Martin et al., Phys. Rev. D37, 1161 (1988); Mod. Phys. Lett. A4, 1135 (1989); P. N. Harriman et al., Phys. Rev. D42, 798 (1990); J. Kwiecinski et al., Phys. Rev. D42, 3645 (1990).
- [42] H. Plothow-Besch, PDFLIB: Structure Functions and α_s Calculation User's Manual, CERN-PPE, 1991, W5051 PDFLIB.
- [43] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Phys. Lett. B306, 391 (1993).
- [44] James Botts et al., Phys. Lett. B304, 159 (1993).
- [45] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, Phys. Lett. B306, 145 (1993).
- [46] A. Donnachie, P. V. Landshoff, M/C-th 92/11, DAMTP 93-23.
- [47] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, S. V. Fadin, Phys. Lett. 60B, 50 (1975); Sov. Phys. JETP 45, 199 (1977).
- [48] CCFR Collaboration, S. A. Rabinowitz et al., Phys. Rev. Lett. 70, 134 (1993).
- [49] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45, S1 (1992); und Erratum.
- [50] U. Bassler, G. Bernardi, Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics Analysis at Low x , H1-03/93-274
- [51] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Koijsman, Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, in Physics at HERA, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [52] A. Blondel, F. Jacquet, Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, ED. U. Amaldi, DESY 79/48, 391 (1979)
- [53] J. Phillips, A Comparison of Kinematic Fitting with Conventional Reconstruction Techniques, H1-09/93-314 (1993).
- [54] H. Bethe, W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146, 83 (1934).
- [55] Kyowa Gas Chemical ind. Co. Ltd., Nihonbashi, 3-8-2, Chuo-ku, Tokyo 103.
- [56] HAMAMATSU Photonics K. K., Ichino-cho, Hamamatsu City, Japan.

- [57] H1 Collaboration (Berger et al.), Technical Proposal for the H1 Detector, DESY-Report, PRC 86-02, Hamburg (1986), unveröffentlicht.
- [58] H1 Collaboration (B. Andrieu et al.), The H1 Liquid Argon Calorimeter System, DESY 93-078, (1993).
- [59] H1 Collaboration (W. Braunschweig et al.), Nucl. Instr. and Meth. A265, 419 (1988).
- [60] H1 Collaboration (W. Braunschweig et al.), Nucl. Instr. and Meth. A275, 246 (1989).
- [61] Calibration of the H1 liquid argon calorimeter, P. Schacht (Munich, Max Planck Inst.), Nucl. Inst. Meth. A327, 212-215 (1993),
- [62] H1 Collaboration (B. Andrieu et al.), Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparison with Simulation, DESY 93-047 (1993).
- [63] H1 Collaboration (W. Braunschweig et al.), Results from a test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter, DESY 89-022.
- [64] L. Goerlich, H. P. Wellisch, Documentation of the LAr Clustering, H1-12/91-204.
- [65] H. P. Wellisch, The H1 Weighting Module, Veröffentlichung in Vorbereitung, (1994).
- [66] H. P. Wellisch, Untersuchung von Wichtungsmethoden zur Optimierung der Energieauflösung von Hadronen in einem Flüssig-Argon Blei/Eisen Kalorimeter, Diplomarbeit (Oktober 1990).
- [67] C. W. Fabjan, R. Wigmans, Energy measurement of elementary particles, Rep. Prog. Phys. 52 (April 1989) 1519
- [68] J. P. Dishaw, Thesis, SLAC 216 (1979).
- [69] Greif, Untersuchung zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten, MPI-PAE/Exp.El 229 (Juli 1990).
- [70] Compensation by software: Single particles and jets in the H1 calorimeter. H. G. Oberlack (Munich, Max Planck Inst.), Singapore 1990, Proceedings, High energy physics, vol. 2, 1377-1379.
- [71] The H1 Calorimeter Group (B. Andrieu, et al.), Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [72] J. P. Kubenka, Doktorarbeit in Vorbereitung.
- [73] H. Spiesberger et al., Radiative Corrections at HERA, in Physics at HERA, Vol.2, 798, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [74] M. W. Krasny, Experimental Control of Radiative Corrections at HERA, in Physics at HERA, Vol.2, 850, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).

- [75] K. Kiesling, Radiative Corrections at HERA: a Monte Carlo Study, in Physics at HERA, Vol.2, 653, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1987).
- [76] J. Feltesse, Measurement of Inclusive Differential Cross Sections, in Physics at HERA, Vol.1, 33, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1987).
- [77] W. Placzek, FRANEQ: An Interface for the Monte Carlo program LESKO-F for deep inelastic neutral current scattering at HERA including QED radiative corrections and routines from the program LEPTO 5.2 for parton cascades and fragmentation, in Physics at HERA, Vol. 3, 1433, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [78] S. Jadach, W. Placzek, The Monte Carlo program LESKO-F for deep inelastic ep scattering at HERA including QED bremsstrahlung from the lepton line, in Physics at HERA, Vol. 3, 1330, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [79] J. Ban et al., The BEMC Single Electron Trigger, H1 07/92-235, DESY (1992).
- [80] J. Heatherington et al., Studies of ToF efficiency during Autumn 1992 run, H1 07/93-306, DESY (1993).
- [81] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 - PYTHIA at HERA, in Physics at HERA, Vol. 3, 1405, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [82] N. H. Brooks, A. DeRoeck, A. T. Doyle, An Interface for HERA Photoproduction Physics, in Physics at HERA, Vol. 3, 1453, Deutsches Elektronen-Synchrotron (1992).
- [83] M. Kuhlen, The Fast H1 Detector Monte Carlo, H1 10/92-254 (1992).
- [84] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.), Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies, Phys. Lett. B299, 374 (1993).
- [85] Uta Stöblein, Doktorarbeit in Vorbereitung.
- [86] Z PHYSICS AT LEP Vol 3, eds. G. Altarelli, R. Kleiss, C. Verzegnassi, CERN 89-08 (1989).
- [87] L. V. Gribov, E. M. Levin, M. G. Ryskin, Nucl. Phys. B188, 555 (1982); Phys. Rep. 100, 1983.