



RHEINISCH  
WESTFÄLISCHE  
TECHNISCHE  
HOCHSCHULE  
AACHEN

PITHA 95/8

April 1995

Untersuchungen zur Bestimmung der  
elektromagnetischen Energieskala  
des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters

Ralf Gräßler

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
52056 AACHEN, GERMANY

# Untersuchungen zur Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala des H1–Flüssig–Argon–Kalorimeters

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät  
– Fachbereich 1 –  
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
zur Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom–Physiker Diplom–Wirtschaftsphysiker

**Ralf Gräßler**

aus Aachen

Referent: Universitätsprofessor Dr. G. Flüge

Korreferent: Privatdozent Dr. W. Struczinski

Tag der mündlichen Prüfung: 18. April 1995

## Abstract

Precise measurements of the kinematical variables at HERA imply a well determined energy calibration of the H1 liquid argon calorimeter. Therefore test beam measurements with the forward calorimeter components have been done at the CERN SPS including special studies of dead areas around cracks in azimuthal direction.

An electromagnetic energy scale with a systematic error of 1.3 % for the electromagnetic and 1.4 % for the hadronic part is derived from the comparison of detailed Monte Carlo calculations and test beam data. The relative energy resolution obtained for electrons is  $\sigma/E = 0.105 \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 0.19 \text{ GeV}/E \oplus 0.011$ .

The analysis of energy losses in  $\Phi$ -cracks show that deviations from the homogeneity of the signal larger than 1 % occur in a total azimuthal region of  $\approx 20^\circ$ . The application of a correction method independent of energy and charge of the incoming particle reduces this region to  $8^\circ$ .

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>6</b>
<b>1. Physik der tief-inelastischen Streuung bei HERA</b>	<b>9</b>
1.1 HERA und der H1-Detektor . . . . .	9
1.1.1 Der Speicherring HERA . . . . .	9
1.1.2 Der H1-Detektor . . . . .	10
1.2 Energiekalibration und Bestimmung der Protonstrukturfunktion $\mathcal{F}_2$ . . .	13
1.2.1 Kinematik . . . . .	13
1.2.2 Rekonstruktion aus dem leptonischen System . . . . .	14
1.2.3 Rekonstruktion aus dem hadronischen System . . . . .	16
<b>2. Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>21</b>
2.1 Elektromagnetische Schauer . . . . .	22
2.1.1 Energieverlustmechanismen . . . . .	22
2.1.2 Schauerentwicklung . . . . .	25
2.1.3 Energiebestimmung und Energieauflösung . . . . .	28
2.2 Hadronische Schauer . . . . .	32
2.2.1 Spallationsmodell . . . . .	32
2.2.2 Schauerentwicklung . . . . .	33
2.2.3 Energiebestimmung und Energieauflösung . . . . .	35
<b>3. Kalorimetrie und Kalibration beim H1-Experiment</b>	<b>39</b>
3.1 Kalorimetrie beim H1-Experiment . . . . .	39
3.1.1 Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters . . . . .	39
3.1.2 Prinzip der Ladungssammlung . . . . .	42
3.1.3 Effizienz der Ladungssammlung . . . . .	43

3.2	Kalibration beim H1-Experiment . . . . .	44
3.2.1	Prinzip der Kalibration . . . . .	45
3.2.2	Ideale elektromagnetische Energieskala . . . . .	46
3.2.3	Möglichkeiten der Kalibration mit HERA-Daten . . . . .	47
<b>4.</b>	<b>Kalibrationsexperiment am CERN</b>	<b>49</b>
4.1	Aufbau der Kalibrationsmodule . . . . .	49
4.1.1	Anordnung der Module im Kryostaten . . . . .	49
4.1.2	Auslesestrukturen der elektromagnetischen Testmodule . . . . .	51
4.1.3	Auslesestrukturen der hadronischen Testmodule . . . . .	53
4.2	Experimentelle Anordnung . . . . .	55
4.2.1	Teststrahl . . . . .	55
4.2.2	Trigger . . . . .	60
4.2.3	Elektronische Auslese . . . . .	60
4.2.4	Ladungseichung . . . . .	62
<b>5.</b>	<b>Analyse der Kalibrationsmessungen</b>	<b>63</b>
5.1	Datennahme und Ereignisselektion . . . . .	63
5.1.1	Trennung von Elektronen und Pionen . . . . .	64
5.2	Ladungskorrekturen . . . . .	66
5.2.1	Elektronische Korrekturen . . . . .	66
5.2.2	Fehler in der Hochspannungsversorgung . . . . .	72
5.2.3	Effizienz der Ladungssammlung . . . . .	74
5.3	Rauschunterdrückung und ihr Einfluß auf das Signal . . . . .	78
5.4	Linearität des Signals . . . . .	79
<b>6.</b>	<b>Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala</b>	<b>81</b>
6.1	Kalibrationsverfahren . . . . .	81
6.2	Simulation des Kalibrationsexperimentes . . . . .	82
6.2.1	Die Parameter des Monte Carlo Programms . . . . .	82
6.2.2	Die Güte der Monte Carlo Simulation . . . . .	83
6.3	Ermittlung der idealen Kalibrationskonstante . . . . .	87
6.3.1	Die ideale Monte Carlo Skala . . . . .	87
6.3.2	Die Energieskala realer Elektronen . . . . .	89

6.4	Systematische Unsicherheiten der Kalibration . . . . .	91
6.5	Energieauflösung für Elektronen . . . . .	97
6.6	Homogenität . . . . .	99
6.6.1	Homogenität innerhalb des Kalorimeters . . . . .	99
6.6.2	Energieverluste in $\Phi$ -Cracks . . . . .	101
6.6.3	Möglichkeiten der Korrektur . . . . .	105
<b>Zusammenfassung</b>		<b>111</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>		<b>113</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>		<b>116</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>117</b>

# Einleitung

Zu den zentralen Fragestellungen der Physik gehört die Untersuchung des Aufbaus der Materie und das Verständnis der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung. Dabei haben die Ergebnisse von Lepton–Nukleon–Streuxperimenten in der Vergangenheit wesentlich zum Erkenntnisgewinn beigetragen. So konnte gezeigt werden, daß Nukleonen sich aus punktförmigen Partonen zusammensetzen, die wiederum im Parton Modell mit Quarks identifiziert werden. Eine weitere Entdeckung war, daß die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch Gluonen getragen wird. Die Quantenchromodynamik liefert die theoretische Beschreibung dieser Wechselwirkung.

Mit dem Ende 1991 in Betrieb genommenen Elektron–Proton–Speicherring HERA<sup>1</sup> werden die Lepton–Nukleon–Streuxperimente bei der Klärung der Frage nach dem Aufbau der Materie in eine neue Dimension vorstoßen. Die Kollision von etwa 30 GeV Elektronen an 820 GeV Protonen ermöglicht Impulsüberträge, die um zwei Größenordnungen höher sind als bei den bisherigen Streuxperimenten an ruhenden Kernen. Bei einem maximalen Impulsübertrag von annähernd  $Q^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$  kann die Struktur des Protons bis hin zu  $10^{-18} \text{ m}$  aufgelöst werden. Mit HERA sind daher neben Überprüfungen von Vorhersagen der Quantenchromodynamik neue kinematische Bereiche bei der Suche nach neuen Teilchen und Wechselwirkungen zugänglich.

Die beiden Experimente H1 und ZEUS haben Mitte 1992 mit der Datennahme begonnen. Aufgrund der Komplexität des physikalischen Programms werden sehr hohe Anforderungen an die Detektoren in Bezug auf Energie- und Impulsmessung, Ortsauflösung und Teilchenidentifizierung gestellt. Beide Detektoren verwenden als Herzstück zur Energiemessung großvolumige Kalorimeter. Im Fall des H1–Experimentes wird ein Sampling–Kalorimeter mit flüssigem Argon als AuslesemEDIUM verwendet, womit im wesentlichen eine langzeitstabile Kalibration und homogene Energiedeposition der Teilchen gewährleistet wird. Die feine Granularität der Auslese ermöglicht eine gute Teilchenidentifizierung und die Kompensation der unterschiedlichen Signale von Elektronen und Hadronen.

Die bisher veröffentlichten Ergebnisse des H1–Experimentes weisen systematische Fehler auf, die zum Teil aus den noch nicht erreichten physikalischen Designanforderungen der Detektorkomponenten resultieren. Ziel dieser Arbeit ist daher die Bestimmung der absoluten Energiekalibration des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters mit einer Genauigkeit von 1% respektive 2%. Dabei wird eine Strategie verfolgt, die

---

<sup>1</sup>Hadron Elektron Ring Anlage.

---

— ausgehend von der Eichung repräsentativer Testmodule mit Einzelteilchen am Europäischen Kernforschungszentrum CERN — eine Übertragung der Energieskala auf das H1-Kalorimeter ermöglichen soll. Zu diesem Zweck wurde zeitgleich mit Beginn des H1-Experimentes ein Testaufbau konzipiert, der sowohl die direkte Messung der Energieskala für das elektromagnetische als auch für das hadronische Kalorimeter erlaubt. Mit Hilfe ergänzender Homogenitätsstudien sollte ferner ein genaueres Verständnis von Energieverlusten in nicht sensitiven Bereichen des Kalorimeters erreicht werden. Dies schließt auch die Untersuchung möglicher Korrekturverfahren ein.

Im *ersten Kapitel* werden nach einer kurzen Beschreibung der Speicherringanlage HERA und des H1-Detektors die kinematischen Variablen der HERA-Physik eingeführt und in Bezug auf die Messung der Protonstrukturfunktion  $\mathcal{F}_2$  in der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung die physikalischen Anforderungen an ein kalorimetrisches Energiemeßsystem bei HERA abgeleitet.

Das *zweite Kapitel* liefert eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der Kalorimetrie. Dabei werden zunächst die Energieverlustmechanismen und Charakteristika elektromagnetischer Teilchenkaskaden erläutert. Im Anschluß folgt die Darstellung der Eigenschaften hadronischer Schauer und der sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Energiemessung bei Sampling-Kalorimetern.

Das *dritte Kapitel* beschäftigt sich mit den Eigenschaften des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters. Nach der Darstellung des Aufbaus werden die wesentlichen Gesichtspunkte der Signalerzeugung diskutiert. Anschließend folgt eine Einführung in das Prinzip der Kalibration. Neben dem in dieser Arbeit angewandten Kalibrationsverfahren werden außerdem Möglichkeiten der Kalibration bei HERA vorgestellt, die momentan erste Hinweise auf die Reliabilität der Energieskala liefern.

Im *vierten Kapitel* wird zunächst der Aufbau der Kalibrationsmodule beschrieben. Anschließend folgt die Darstellung der Anordnung des Testexperimentes und des Verfahrens der elektronischen Kalibration.

Das *fünfte Kapitel* stellt die Analyse der Kalibrationsmessungen vor. Diese beinhaltet sowohl die Untersuchung von Selektionskriterien für die Ereigniswahl, als auch die Diskussion der notwendigen Korrekturverfahren und der jeweiligen Ergebnisse.

Schließlich wird im *sechsten Kapitel* die Extraktion der idealen Energieskala anhand des Vergleichs simulierter und realer Daten gezeigt. Dabei werden auch die Ergebnisse der Homogenitätsstudien behandelt.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse und einer Bewertung.



# 1. Physik der tief-inelastischen Streuung bei HERA

Mit der Streuung von 26,7 GeV Elektronen an 820 GeV Protonen bei HERA sind bei einer Schwerpunktennergie von  $\sqrt{s} \simeq 296$  GeV neue kinematische Regionen zugänglich, die mit bisherigen Experimenten nicht untersucht werden konnten. Damit bietet sich die Möglichkeit, Vorhersagen der Quantenchromodynamik (QCD) und die Bedeutung der schwachen Wechselwirkung in Bereichen mit  $Q^2 \geq M_Z^2$  und  $x \ll 1$  zu überprüfen.

In diesem Kapitel werden zunächst die Speicherringanlage HERA und die wesentlichen Elemente des H1-Detektors vorgestellt. Anschließend folgt eine Einführung in die Kinematik der HERA-Physik. Schließlich wird der Zusammenhang zwischen der gewünschten Rekonstruktionsgenauigkeit der Kinematik und der Anforderung an die Energiekalibration des Kalorimeters — einschließlich deren Bedeutung für die Messung des Wirkungsquerschnittes der tief-inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung — abgeleitet.

## 1.1 HERA und der H1-Detektor

Der Speicherring HERA am DESY wurde nach 6-jähriger Bauzeit im Jahr 1990 fertiggestellt. Im Herbst 1991 wurden erste Elektron-Proton-Kollisionen beobachtet und im Frühjahr 1992 begannen die beiden Experimente H1 und ZEUS mit der Datennahme.

### 1.1.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA ist weltweit die erste Anlage, bei der Elektronen und Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Elektronen und Protonen werden in zwei Strahlrohren, die sich etwa 20 m unter der Erde in einem 6336 m langen Ringtunnel befinden, beschleunigt und gespeichert (vgl. Abbildung 1.1). Die Elektronen werden in einem Linearbeschleuniger auf 450 MeV vorbeschleunigt und anschließend in das Elektron-Synchrotron DESY II eingespeist. Nach einer weiteren Beschleunigung auf 7,5 GeV gelangen sie in den Ring PETRA II. Dieser Zyklus wird solange wiederholt, bis eine bestimmte Zahl von Paketen gespeichert sind. Anschließend werden sie mit 14 GeV in den HERA-e-Ring injiziert. Letzterer ist für eine Endbeschleunigung der Elektronen auf 30 GeV konzipiert. Die Protonen werden ebenfalls in einem

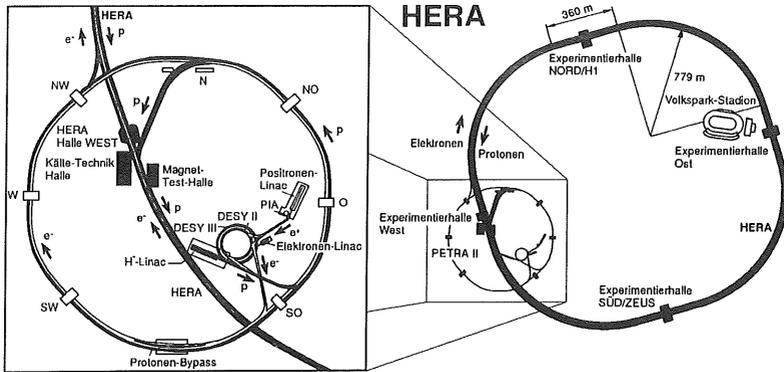


Abbildung 1.1: Ansicht der Speicherringanlage HERA (nach einer Darstellung in [Wii92]).

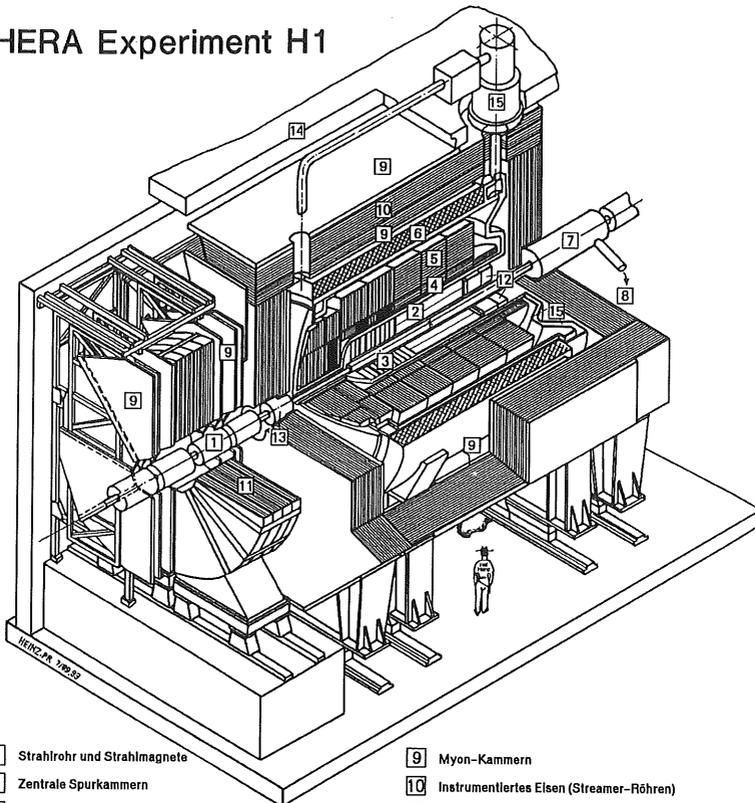
Linearbeschleuniger vorbeschleunigt und mit einer Energie von 50 MeV in das Proton-Synchrotron DESY III eingeleitet. Nach einem Anfangsimpuls von 7,5 GeV/c erhalten sie in PETRA II im gleichen Strahlrohr, aber in gegenläufiger Richtung, die Injektionsenergie für den HERA-p-Ring von 40 GeV. Mehrere Pakete werden dann auf den derzeitigen Endwert für die Protonenergie von 820 GeV beschleunigt [Wii92]. Für den Protonring HERA-p sind supraleitende Ablenkmagnete mit einem Führungsfeld von 4,65 Tesla notwendig. Beim HERA-e-Ring genügen normaleitende Magnete, die ein Feld von 0,165 T erzeugen.

Die Elektronen und Protonen können prinzipiell an vier Orten zur Kollision gebracht werden. De facto werden zur Zeit nur die Wechselwirkungspunkte beim H1-Experiment und dem ZEUS-Experiment benutzt. Nominal läßt sich eine Schwerpunktergie von  $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$  und damit ein Viererimpulsübertrag von  $Q^2 \approx s = 9,8 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$  erreichen. Im Vergleich zu bisherigen sogenannten „Fixed Target“-Experimenten, bei denen sich die Protonen in Ruhe befinden, bedeutet dies eine Steigerung des Viererimpulsübertrags um zwei Größenordnungen. Für die Betriebsperioden 1992, 1993 und 1994 betrug die Elektronenergie 26,7 GeV, womit sich die bereits erwähnte derzeitige Schwerpunktergie von  $\sqrt{s} = 296 \text{ GeV}$  ergibt.

### 1.1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor ist entsprechend der Ereignistopologie asymmetrisch aufgebaut. Aufgrund der im Vergleich zu den Elektronen wesentlich höheren Energie und Masse der Protonen breiten sich die Teilchen aus der ep-Wechselwirkung hauptsächlich in Vorwärtsrichtung — definiert als Protonflugrichtung (z-Richtung) — aus. Im Vorwärts-

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor.

bereich kommt es daher zu hohen Teilchenströmen, die besondere Anforderungen an das Design des Detektors stellen.

Abbildung 1.2 zeigt einen Teilschnitt des H1-Detektors. Ausgehend vom Strahlrohr [1] wird der innerste Bereich des Detektors von den zentralen Spurkammern [2] gebildet und in Vorwärtsrichtung durch die Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule [3] ergänzt. Das System der Kammern wird in Rückwärtsrichtung durch eine auf das warme elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) [12] montierte Proportionalkammer (BPC) komplettiert. Die Vorwärtsspurkammern sind aus drei abwechselnd angeordneten planaren (FWP) und radialen Driftkammern (FWR) aufgebaut. Aufgabe der Spurkammern ist die Messung von Spuren geladener Teilchen, womit sich der Impuls und der Entstehungsort rekonstruieren läßt. Ferner dienen die Kammern der Teilchenidentifizierung mittels Messung des spezifischen Ionisationsverlustes  $dE/dx$ . Durch den Nachweis von Übergangsstrahlung in den radialen Driftkammern kann die Teilchenidentifizierung im vorwärtigen Bereich verbessert werden. Das zentrale Spurkammersystem besteht aus mehreren radial aufeinanderfolgenden Kammern. So erfolgt — ausgehend vom Wechselwirkungspunkt — die Bestimmung einer Teilchenspur durch den Nachweis in der zentralen inneren Proportionalkammer (CIP), der zentralen inneren z-Kammer (CIZ), der inneren Jet-Kammer (CJC1), der zentralen äußeren z-Kammer (COZ), der äußeren Proportionalkammer (COP) und der äußeren Jet-Kammer (CJC2). Die angestrebte Impulsauflösung beträgt  $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp}^2 \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$  und die Auflösung der Teilchenidentifikation geladener Teilchen mittels Messung der Ionisationsverluste  $\sigma_{dE/dx} \simeq 6\%$ . Die derzeit erreichte Impulsauflösung liegt in der Größenordnung von  $\simeq 10^{-2} \text{ GeV}^{-1}$ ; mit einer  $dE/dx$ -Auflösung von  $\simeq 10\%$  ist der Designwert ebenfalls noch nicht erreicht [Abt93].

Nach außen wird das Spurkammersystem sowohl im zentralen als auch im vorwärtigen Sektor durch ein Flüssig-Argon-Kalorimeter, bestehend aus einem innenliegenden elektromagnetischen [4] und einem außenliegenden hadronischen [5] Teil, umschlossen. Das Kalorimeter wird in Kapitel 3.1 detailliert beschrieben. Zur Minimierung des nicht sensitiven Materials vor dem Kalorimeter wurde der innere Mantel des ansonsten aus Stahl bestehenden Kryostaten [15] aus Aluminium gefertigt. In Protonrichtung wird das Energiemeßsystem noch durch ein Vorwärtskalorimeter (PLUG) [13] und in Elektronrichtung durch das bereits erwähnte BEMC [12] vervollständigt.

Dem Kalorimeter schließt sich nach außen hin eine 6 m im Durchmesser betragende supraleitende Spule [6] an, die ein Feld von nominal 1,2 Tesla erzeugt. Ein Kompensationsmagnet [7] mit Heliumkühlung [8] dient der Aufhebung des durch die Spule erzeugten Feldes für die im HERA-Ring umlaufenden Teilchen. Die supraleitende Spule wird von einem mit Streamer-Röhren instrumentierten Eisenjoch, das der Rückführung des magnetischen Feldes dient, umgeben. Die Streamer-Röhren dienen der Bestimmung von nicht komplett vom Kalorimeter erfaßten Energieflüssen. Sowohl innerhalb als auch außerhalb des Eisenjochs befinden sich Myonkammern [9] zur Identifizierung von Myonen. Das Myonsystem wird in Vorwärtsrichtung noch durch einen Myon-Toroid-Magneten [11] ergänzt. Schließlich bildet eine Betonabschirmung [15] die äußere Begrenzung des Detektors. Weitere Informationen zum Detektor finden sich in [Abt93].

## 1.2 Energiekalibration und Bestimmung der Protonstrukturfunktion $\mathcal{F}_2$

### 1.2.1 Kinematik

Der Prozeß der Elektron-Proton-Streuung  $ep \rightarrow lX$  in der Beschreibung des Quark Parton Modells (QPM) in niedrigster Ordnung ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Je nach Art des im Endzustand auftretenden Leptons  $l$  unterscheidet man neutrale Stromereignisse (NC<sup>1</sup>) und geladene Stromereignisse (CC<sup>2</sup>). Bei NC-Ereignissen erfolgt die Wechselwirkung über den Austausch eines neutralen Teilchens ( $\gamma, Z_0$ ) und im Endzustand tritt ein Elektron auf. Bei CC-Ereignissen hingegen werden geladene Eichbosonen ( $W^+, W^-$ ) ausgetauscht und das auslaufende Lepton ist ein Neutrino  $\nu_e$ . Für Impulsüberträge  $Q^2 > 5 \cdot 10^3 \text{ GeV}^2/c^2$  sind die Raten von NC-Ereignissen und CC-Ereignissen etwa gleich hoch, für kleinere Werte von  $Q^2$  sind CC-Ereignisse jedoch aufgrund des  $W$ -Propagators im Verhältnis  $Q^4/(Q^2 + M_W^2)^2$  gegenüber NC-Ereignissen unterdrückt [Blü88]. Der hadronische Endzustand  $X$  wird durch zwei Jets charakterisiert: Zum einen durch den aus der Fragmentation des gestreuten Quarks resultierenden Stromjet, zum anderen durch den aus der Fragmentation der übrigen Partonen im Proton erzeugten Protonjet.

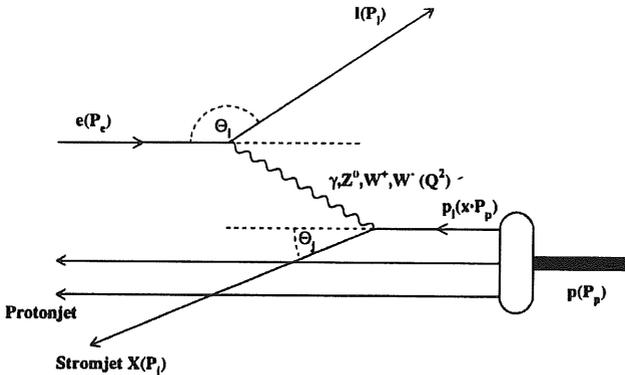


Abbildung 1.3: Diagramm der Elektron-Proton-Streuung.

Die Kinematik der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung kann bei einer festen Schwerpunktenenergie  $\sqrt{s}$  unter Vernachlässigung der Teilchenmassen durch zwei der drei Variablen  $x, y$  und  $Q^2$  beschrieben werden. Dabei bildet  $Q^2$  das Quadrat des Viererimpulsübertrags mit  $0 < Q^2 < s$ . Das Bjorken- $x$  beschreibt den Anteil des Viererimpulses

<sup>1</sup>Neutral Currents.

<sup>2</sup>Charged Currents.

des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons. Die Größe  $y$  kann als der auf den maximalen Energieverlust normierte Energieübertrag interpretiert werden, ist somit also ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses. Sowohl  $x$  als auch  $y$  variieren zwischen 0 und 1.

Wird der Streuwinkel des Elektrons  $\theta_l$  in Bezug auf die Protonflugrichtung  $z$  und die Richtung des Stromjets anhand des Transversal- ( $p_{j,\perp}$ ) und Parallelimpulses ( $p_{j,\parallel}$ ) definiert, so lassen sich mit den Größen

$$\begin{aligned} P_e &= (E_e, 0, 0, -E_e) &&= \text{einlaufendes Elektron,} \\ P_l &= (E_l, E_l \sin \theta_l, 0, E_l \cos \theta_l) &&= \text{auslaufendes Elektron,} \\ P_p &= (E_p, 0, 0, E_p) &&= \text{einlaufendes Proton,} \\ P_j &= (E_j, p_{j,\perp}, 0, p_{j,\parallel}) &&= \text{auslaufendes Quark} \end{aligned}$$

die Lorentz-Invarianten berechnen:

$$s = \frac{Q^2}{x \cdot y} = (P_e + P_p)^2 \quad (1.1)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_l)^2 \quad (1.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P_p q} \quad (1.3)$$

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} \quad (1.4)$$

$$W^2 = (q + P_p)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2 = sy(1-x) + m_p^2. \quad (1.5)$$

Die Größe  $W^2$  beschreibt das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands.

Die kinematischen Variablen lassen sich sowohl aus der Messung des leptonischen Systems als auch aus der Bestimmung des hadronischen Endzustands rekonstruieren.

### 1.2.2 Rekonstruktion aus dem leptonischen System

Ausgehend von den Laborgrößen  $E_l, \theta_l$  des auslaufenden gestreuten Elektrons lauten die kinematischen Variablen bei Vernachlässigung der Elektronenmasse [Kle92]:

$$Q_l^2 \approx 4E_e E_l \cos^2 \left( \frac{\theta_l}{2} \right) \quad (1.6)$$

$$x_l \approx \frac{E_e E_l \cos^2 \left( \frac{\theta_l}{2} \right)}{E_p \left( E_e - E_l \sin^2 \left( \frac{\theta_l}{2} \right) \right)} \quad (1.7)$$

$$y_l \approx \frac{E_e - E_l \sin^2 \left( \frac{\theta_l}{2} \right)}{E_e}. \quad (1.8)$$

Die Genauigkeit, mit der die kinematischen Variablen ermittelt werden können, bestimmt die Güte der Messung des inklusiven Wechselwirkungsquerschnittes und damit

den Fehler bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktion  $\mathcal{F}_2$ . Der Wirkungsquerschnitt wird Bin-weise in der  $(x, Q^2)$ -Ebene oder  $(y, Q^2)$ -Ebene gemessen. Dabei kann es aufgrund von Meßfehlern jedoch zur Migration von Ereignissen aus und in ein bestimmtes Bin kommen. Um den wahren Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muß daher der in einem Bin gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_m(x, Q^2)$  durch eine „verschmierte Akzeptanzfunktion“  $A(x, Q^2)$  dividiert werden [Fel88]:

$$\sigma_w(x, Q^2) = \frac{\sigma_m(x, Q^2)}{A(x, Q^2)}. \quad (1.9)$$

Der Bereich, in dem der gemessene Wirkungsquerschnitt um weniger als 25 % (50 %) vom wahren Wirkungsquerschnitt abweicht, wird im folgenden als starke (schwache) Akzeptanzbedingung bezeichnet. Ausgehend von diesen Definitionen lassen sich die Einflüsse der Energieauflösung, der absoluten Energiekalibration und der Winkelauflösung untersuchen und der tatsächlich meßbare Bereich abschätzen.

Bereits Feltesse [Fel88] hat anhand von Simulationsstudien gezeigt, daß sich bei einer Gaußschen Energieverteilung die Akzeptanzfunktion nur unwesentlich mit einer Variation der Energieauflösung ändert. Die Abhängigkeit der kinematischen Variablen von der Genauigkeit der absoluten Energiekalibration und der endlichen Winkelauflösung läßt sich an den partiellen Ableitungen der Gleichungen 1.6 und 1.7 sehen [Kle92]:

$$\frac{\delta Q_l^2}{Q_l^2} = \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \cdot \delta\theta_l \quad (1.10)$$

$$\frac{\delta x_l}{x_l} = \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \left[ \tan\left(\frac{\theta_l}{2}\right) + \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cdot \cot\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \right] \cdot \delta\theta_l \quad (1.11)$$

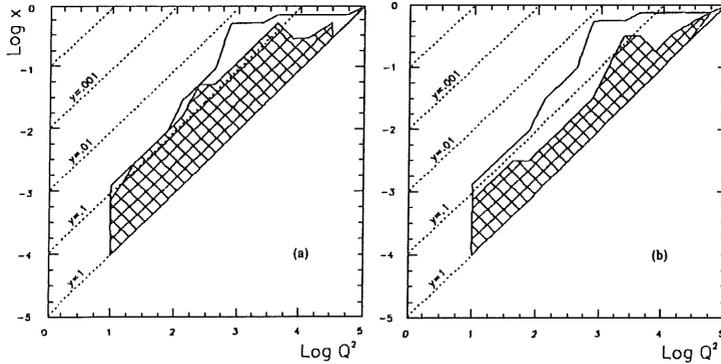
$$\frac{\delta y_l}{y_l} = \left(1 - \frac{1}{y}\right) \cdot \frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \left(\frac{1}{y} - 1\right) \cdot \cot\left(\frac{\theta_l}{2}\right) \cdot \delta\theta_l \quad (1.12)$$

mit  $A \oplus B = \sqrt{A^2 + B^2}$ .

Es zeigt sich, daß der Fehler in  $Q^2$  im wesentlichen durch die Unsicherheiten bei der Energiemessung bestimmt wird. Nur für geringe Auslenkungen des Elektrons ( $\theta_l \geq 170^\circ$ ) macht sich der Einfluß der Winkelauflösung bemerkbar. Dies gilt ebenso für die Genauigkeit in  $x$ , die jedoch durch die Multiplikation des Energieterms mit dem Faktor  $1/y$  nur bei großen Werten für  $y$  gut ist, so daß der mit Hilfe der Elektronmessung zugängliche kinematische Bereich in  $x$  und  $Q^2$  auf  $y > 0,1$  beschränkt ist.

Die Abhängigkeit des beim H1-Experiment meßbaren kinematischen Bereichs von der Unsicherheit der Energiekalibration ist in Abbildung 1.4 zu sehen. Die äußere Kontur gibt den Bereich bei schwacher Akzeptanzbedingung wieder. Die schattierte Fläche zeigt den Effekt der systematischen Unsicherheit. Bei einem systematischen Fehler der Energieskala von  $\pm 1\%$  entspricht der meßbare  $(x, Q^2)$ -Bereich dem der starken Akzeptanzbedingung, also einer Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes von  $\pm 25\%$ . Wird ein Fehler der Energieskala von  $\pm 2\%$  angenommen, so ist eine deutliche Verschlechterung zu erkennen.

Bei einer realistischen Winkelauflösung der Spurkammern von  $\approx 2$  mrad haben die Detektorsimulationen gezeigt, daß die Unsicherheiten bei der Bestimmung der absoluten



**Abbildung 1.4:** Meßbarer  $(x, Q^2)$ -Bereich für das H1-Experiment in Abhängigkeit von der Güte der Energiekalibration für Elektronen (simulierte NC-Ereignisse). Die äußere Kontur gibt den Bereich für die Akzeptanzfunktion  $0,5 < A(x, Q^2) < 1,5$  ohne systematische Unsicherheit wieder, der schraffierte Bereich ergibt sich bei einer systematischen Unsicherheit der Elektronkalibration von  $\pm 1\%$  (a) bzw.  $\pm 2\%$  (b) [Ber92].

Elektronenergie die Güte der Wirkungsquerschnittmessung dominieren [Ber92]. Aus diesem Grund wird für das gesamte Kalorimeter eine absolute Energiekalibration auf dem  $\pm 1\%$ -Niveau angestrebt.

### 1.2.3 Rekonstruktion aus dem hadronischen System

Ausgehend vom hadronischen Endzustand lassen sich die kinematischen Variablen ohne Kenntnis der Jetstruktur mit einer von Jacquet und Blondel [Jac79] entwickelten Methode bestimmen. Die Variablen  $y$  und  $Q^2$  ergeben sich allein aus der Messung des totalen hadronischen Energieflusses:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_{\text{Hadronen}} (E_h - p_{h,z}) \quad (1.13)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{1}{1 - y_{JB}} \sum_{\text{Hadronen}} p_{h,\perp}^2 \quad (1.14)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}}. \quad (1.15)$$

Dabei bezeichnet  $E_h$  die Energie,  $p_{h,\perp}^2$  das Quadrat des Transversalimpulses und  $p_{h,z}$  den Parallelimpuls der einzelnen Hadronen.

Die Unsicherheiten in den kinematischen Variablen durch Meßfehler bei der Energie- und Winkelbestimmung des hadronischen Endzustands sind gegeben durch [Blü92]:

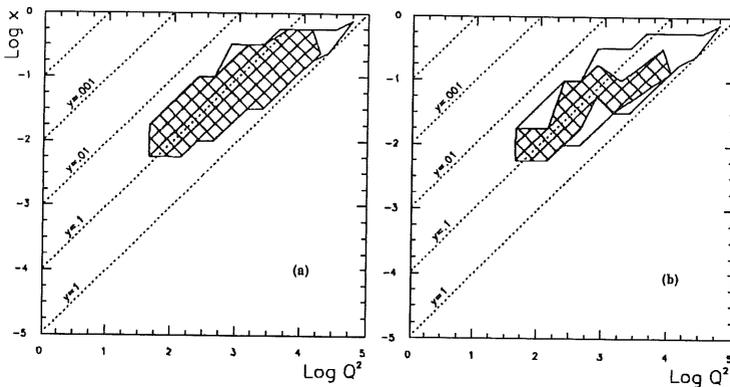
$$\frac{\delta Q_j^2}{Q_j^2} = \frac{2-y}{1-y} \cdot \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \left[ 2 \cot(\theta_j) + \frac{y}{1-y} \cdot \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \right] \cdot \delta\theta_j \quad (1.16)$$

$$\frac{\delta x_j}{x_j} = \frac{1}{1-y} \cdot \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \left[ 2 \cot(\theta_j) + \frac{2y-1}{1-y} \cdot \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \right] \cdot \delta\theta_j \quad (1.17)$$

$$\frac{\delta y_j}{y_j} = \frac{\delta E_j}{E_j} \oplus \cot\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \cdot \delta\theta_j. \quad (1.18)$$

Im Gegensatz zur Messung des Elektrons ist bei der Bestimmung von  $Q^2$  aus dem hadronischen Endzustand eine Abhängigkeit von  $y$  vorhanden. Auch die Auflösung in  $x$  wird für  $y \rightarrow 1$  schlecht. Lediglich die Größe  $y$  ist frei von Divergenzen der Form  $1/1-y$ .

Die Abhängigkeit des zugänglichen kinematischen Bereichs in  $x$  und  $Q^2$  von der Genauigkeit der hadronischen Energiebestimmung ist in Abbildung 1.5 für simulierte NC-Ereignisse gezeigt. Die äußere Kontur markiert wieder den Bereich der schwachen Akzeptanzbedingung. Für die systematischen Unsicherheiten der hadronischen Energieskala wurde in (a) ein Fehler von  $\pm 2\%$  und in (b) ein Fehler von  $\pm 4\%$  angenommen. Es ist zu sehen, daß bei abnehmender Güte der absoluten Energiekalibration der meßbare Bereich insbesondere für hohe Werte von  $Q^2$  deutlich reduziert wird. Die hadronische Energieskala sollte daher für das gesamte Kalorimeter ein Niveau von  $\pm 2\%$  erreichen.



**Abbildung 1.5:** Mit der Jacquet-Blondel-Methode meßbarer  $(x, Q^2)$ -Bereich für das H1-Experiment in Abhängigkeit von der Güte der Energiekalibration für Hadronen (simulierte NC-Ereignisse). Die äußere Kontur gibt den Bereich für die Akzeptanzfunktion  $0,5 < A(x, Q^2) < 1,5$  ohne systematische Unsicherheit wieder, der schraffierte Bereich ergibt sich bei einer systematischen Unsicherheit der Hadronkalibration von  $\pm 2\%$  (a) bzw.  $\pm 4\%$  (b) [Ber92].

Die Gleichungen 1.10 – 1.12 sowie 1.16 – 1.18 zeigen, daß nur die Variablen  $Q_1^2$  und  $y_j$  frei von Divergenzen der Form  $1/y$  bzw.  $1/(1-y)$  sind. Bei HERA wird daher neben der Elektron-Methode und der Jacquet-Blondel-Methode ein weiteres Verfahren — die sogenannte „gemischte Methode“ — angewendet. Dabei wird  $Q^2$  aus der Messung des Elektrons und  $y$  aus dem hadronischen Energiefluß bestimmt, so daß  $x = Q_1^2/sy_{JB}$ .

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der kinematischen Variablen ergibt sich aus der Messung des Elektronstreuwinkels  $\theta_l$  und der Bestimmung der Richtung des Stromjets  $\gamma$  [Ber92]:

$$Q_{\theta\gamma}^2 = \frac{4E_e^2 \sin \gamma (1 + \cos \theta_l)}{\sin \gamma + \sin \theta_l - \sin(\gamma + \theta_l)}$$

$$x_{\theta\gamma} = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin \gamma + \sin \theta_l + \sin(\gamma + \theta_l)}{\sin \gamma + \sin \theta_l - \sin(\gamma + \theta_l)}$$

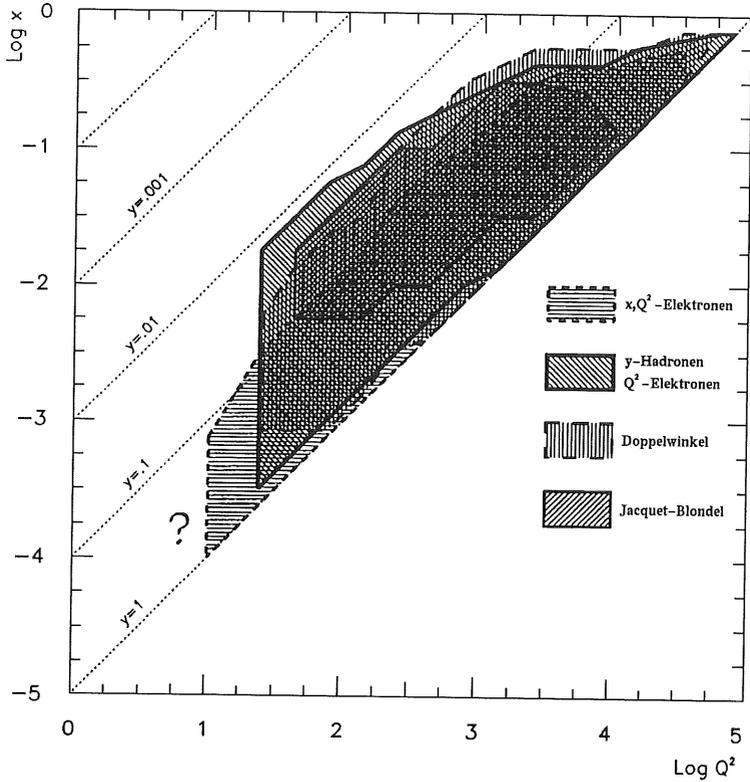
mit

$$\cos \gamma = \frac{(\sum_H p_{h,x})^2 + (\sum_H p_{h,y})^2 - (\sum_H (E_h - p_{h,z}))^2}{(\sum_H p_{h,x})^2 + (\sum_H p_{h,y})^2 + (\sum_H (E_h - p_{h,z}))^2}$$

Diese „Doppelwinkelmethode“ hat den Vorteil, daß die Rekonstruktion der kinematischen Variablen unabhängig von den absoluten Energieskalen ist.

Die vier vorgestellten Rekonstruktionsmethoden werden derzeit sowohl in der H1-Kollaboration als auch beim ZEUS-Experiment verwendet. Falls für den H1-Detektor  $\delta E_e \leq \pm 1\%$ ,  $\delta E_h \leq \pm 2\%$  und  $\delta \theta \leq 2$  mrad erreicht werden kann, ergibt sich somit bei einer systematischen Unsicherheit des differentiellen Wechselwirkungsquerschnittes von  $\pm 10\%$  der in Abbildung 1.6 dargestellte zugängliche kinematische Bereich. Bei ausreichender Ereignisstatistik können die Meßergebnisse in den sich überlappenden Bereichen mit den verschiedenen Methoden gegenseitig überprüft werden.

Diese Ergebnisse machen deutlich, daß eine sehr hohe Genauigkeit in der Energiekalibration sowohl für das elektromagnetische als auch für das hadronische Kalorimeter entscheidend für die präzise Vermessung des Wirkungsquerschnittes ist. Unsicherheiten in der Energieskala, die wesentlich größer als  $\delta E_e = \pm 1\%$  bzw.  $\delta E_h = \pm 2\%$  sind, würden die Aussagekraft der Wirkungsquerschnittbestimmung und damit letztendlich die Interpretation der Strukturformfunktionsmessung des Protons wesentlich mindern.



**Abbildung 1.6:** Mit den vier Rekonstruktionsmethoden meßbare Bereiche, in denen der systematische Fehler von  $d\sigma(x, Q^2)/dx dQ^2$  kleiner als  $\pm 10\%$  ist ( $\delta E_e \leq \pm 1\%$ ,  $\delta E_h \leq \pm 2\%$ ,  $\delta\theta \leq 2$  mrad) [Ber92].



## 2. Grundlagen der Kalorimetrie

Die Energie von Teilchen wird mit Detektoren gemessen, die üblicherweise als Kalorimeter bezeichnet werden. Dabei handelt es sich um einen instrumentierten Materieblock, in dem ein eindringendes Teilchen wechselwirkt und seine Energie teilweise oder vollständig in eine meßbare Größe umwandelt. Das resultierende Signal kann elektrischer, optischer oder thermischer Natur sein. Für hochenergetische Teilchen erfolgt die Messung der deponierten Energie in der Regel über den Nachweis von Szintillationslicht, Čerenkovlicht oder Ladungen, die bei den verschiedenen Anregungs- und Ionisationsprozessen erzeugt werden.

Die Bedeutung von Kalorimetern bei der Energiemessung hat in den vergangenen Jahrzehnten ständig zugenommen. Dies ist nicht zuletzt auf die Anforderungen zurückzuführen, die heutige Experimente mit ihren hohen Schwerpunktenenergien und den damit verbundenen hohen Teilchenenergien an die Genauigkeit der Energiebestimmung stellen. Da sich bei Kalorimetern die relative Energieauflösung proportional zu  $1/\sqrt{E}$  verhält, mit zunehmender Energie also besser wird, haben sie einen Vorteil gegenüber konventionellen Driftkammern. Deren relative Impulsauflösung ist proportional zum Impuls und wird damit bei zunehmenden Teilchenenergien schlechter. In Verbindung mit einer genügend feinen Segmentierung der Auslese ist die Rekonstruktion der Ereigniskinematik allein mit der kalorimetrischen Messung bei relativ hoher Genauigkeit möglich.

Die Kalorimetrie bietet jedoch neben der Möglichkeit der genauen Energiemessung weitere Vorteile [Fab85]:

- Kalorimeter sind sensitiv bezüglich geladener und neutraler Teilchen.
- Die Tiefe des Detektors skaliert logarithmisch mit der Teilchenenergie, wohingegen sie bei Driftkammern proportional zu  $\sqrt{p}$  mit dem Teilchenimpuls  $p$  bei gegebener relativer Impulsauflösung steigt.
- Die unterschiedliche Topologie von Elektron-, Pion- oder Myonereignissen bietet die Möglichkeit der Teilchenidentifizierung.
- Kurze Antwort- und Signalabklingzeiten ermöglichen den Betrieb bei hohen Teilchenraten und eine Online-Ereignisselektion.

In diesem Kapitel werden zunächst die verschiedenen Energieverlustmechanismen und die Charakteristika elektromagnetischer Teilchenkaskaden erläutert. Im Anschluß folgt

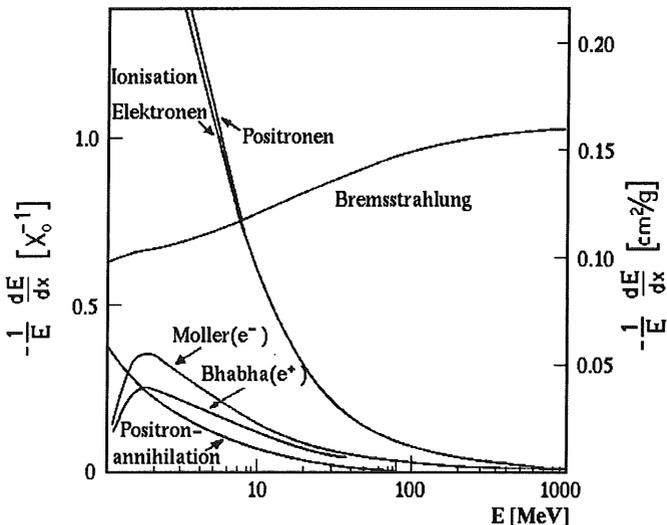
die Darstellung der Eigenschaften hadronischer Schauer und der sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Energiemessung bei Sampling-Kalorimetern.

## 2.1 Elektromagnetische Schauer

### 2.1.1 Energieverlustmechanismen

Elektromagnetische Teilchenkaskaden werden durch hochenergetische Elektronen, Positronen oder Photonen ausschließlich über elektromagnetische Wechselwirkung ausgelöst. Die zugrundeliegenden Prozesse des Energieverlusts lassen sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) berechnen.

Abbildung 2.1 zeigt den relativen Beitrag der verschiedenen Energieverlustmechanismen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für Elektronen und Positronen. Oberhalb einer Energie von 7 MeV wird der Prozess der Bremsstrahlung im Vergleich zur Ionisation zum dominierenden Beitrag. Streuprozesse wie Møller-Streuung ( $e^-e^-$ -Streuung), Bhabha-Streuung ( $e^+e^-$ -Streuung) und die Annihilation ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) sind demgegenüber von untergeordneter Bedeutung.



**Abbildung 2.1:** Relative Beiträge der Prozesse zum Energieverlust für Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von der Energie [Par92].

Der Prozeß der Bremsstrahlung tritt für hochenergetische Elektronen oder Positronen auf, die infolge der Coulombwechselwirkung mit dem elektrischen Feld eines Atomkerns abgebremst werden und ihre kinetische Energie in Form von Photonen abstrahlen. Diese können ab Energien von  $E_\gamma = 1,02 \text{ MeV} = 2 m_e$  wiederum in Elektron-Positron-Paare konvertieren, so daß der Bremsstrahlungsprozeß der maßgeblich an der Bildung elektromagnetischer Schauer beteiligte Energieverlustmechanismus ist. Die Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen ist für schwerere Teilchen stark unterdrückt, da die Wahrscheinlichkeit der Photonabstrahlung sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse verhält. Der mittlere relative Energieverlust durch Bremsstrahlung hängt — wie bei den meisten Prozessen — stark von der Kernladungszahl des Absorbers ab. Aus praktischen Erwägungen wird eine materialunabhängige Beschreibung des Energieverlustes eingeführt [Kle84]:

$$-\left. \frac{dE(x)}{dx} \right|_{\text{Brems}} = \frac{E(x)}{X_0}. \quad (2.1)$$

Die Strahlungslänge  $X_0$  beinhaltet dabei die Materialabhängigkeiten:

$$\frac{1}{X_0} [\text{cm}^2/\text{g}] = 4\pi N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.2)$$

mit

- $N_A$  = Avogadro'sche Konstante
- $Z$  = Kernladungszahl des Absorbers
- $A$  = Molmasse
- $r_e$  =  $e^2/(m_e c^2)$  klassischer Elektronradius.

Die Interpretation der Strahlungslänge ergibt sich aus der Lösung von Gleichung 2.1:

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0}.$$

Hier ist  $E(x)$  die Energie eines Teilchens mit der Primärenergie  $E_0$  nach Durchqueren der Strecke  $x$  im Absorbermaterial. Somit ist die Strahlungslänge  $X_0$  die Strecke, nach der ein Elektron (Positron) im Mittel  $(1 - 1/e)$  seiner Energie durch Bremsstrahlung abgegeben hat. Für  $13 \leq Z \leq 92$  gilt mit einer Genauigkeit  $\Delta X_0/X_0 < \pm 20\%$  die Approximation [Ama81]:

$$X_0 [\text{g}/\text{cm}^2] \simeq 180 A/Z^2.$$

Die für alle geladenen Teilchen auftretenden Energieverluste durch Ionisation lassen sich durch den Bethe-Bloch Formalismus beschreiben [Bet30], [Blo32]. Für Elektronen oberhalb 1 MeV beträgt der Energieverlust durch Ionisation [Kle84]:

$$-\left. \frac{dE(x)}{dx} \right|_{\text{Ion}} = 4\pi N_A \frac{Z}{A} r_e^2 m_e c^2 \left[ \ln \left( \frac{2 m v^2 \gamma^2}{I} \right) - 1 \right] \quad (2.3)$$

mit

- $m_e$  = Elektronmasse  
 $v$  = Geschwindigkeit des Elektrons  
 $I$  = effektives Ionisationspotential des Absorbers  
 $\gamma$  =  $1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ .

Wie bereits erwähnt, dominieren Ionisations- und Anregungsprozesse den niederenergetischen Bereich, während bei hohen Energien der Prozeß der Bremsstrahlung überwiegt. Die Energie, bei der das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte  $(\frac{dE}{dx})_{\text{Ion}}/(\frac{dE}{dx})_{\text{Brems}} = 1$  ist, wird als kritische Energie  $\epsilon_c$  bezeichnet. Sie kann näherungsweise mit

$$\epsilon_c \simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV} \quad \left( \frac{\Delta\epsilon_c}{\epsilon_c} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right)$$

angegeben werden [Ama81].

Die für Photonen geltenden Prozesse der Energiedeposition in Abhängigkeit von der Photonenergie sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Zu den einzelnen Prozessen zählen:

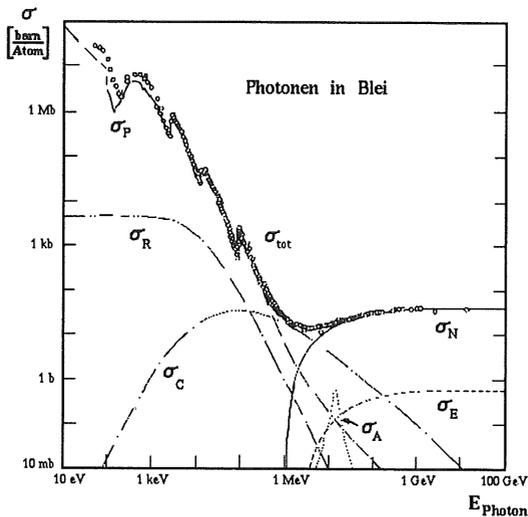
- $\sigma_P$  atomarer Photoeffekt (Absorption eines Photons von einem Atom und Emission eines Elektrons),
- $\sigma_R$  Rayleigh-Streuung (kohärente Streuung von Photonen an den Hüllenelektronen),
- $\sigma_C$  Compton-Streuung (inkohärente Streuung von Photonen an den Hüllenelektronen),
- $\sigma_N$  Paarbildung (Konversion eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar im Feld des Atomkerns),
- $\sigma_E$  Paarbildung (Konversion eines Photons in ein Elektron-Positron-Paar im Feld eines Hüllenelektrons),
- $\sigma_A$  photonuklearer Effekt (Absorption eines Photons von einem Atomkern und Emission eines Nukleons).

Danach liefern die Comptonstreuung und der Photoeffekt (Absorption) nur unterhalb einer Photonenergie von 10 MeV einen signifikanten Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt. Oberhalb dieser Schwelle ist ein starker Anstieg des Wirkungsquerschnittes für die Elektron-Positron-Paarbildung zu beobachten.

Der mit der Bremsstrahlung verknüpfte Prozeß der Paarbildung läßt sich ebenfalls materialunabhängig durch die Strahlungslänge skalieren. Für den Massenabsorptionskoeffizient gilt mit  $\mu_{\text{Paar}} = \sigma_{\text{Paar}} N_A / A$  [Kle84]:

$$\mu_{\text{Paar}} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \equiv \frac{7}{9} \frac{1}{X_0}, \quad (2.4)$$

wobei  $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$  die Feinstrukturkonstante ist. Somit konvertiert ein Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von  $P = 1 - e^{-(7/9)} \approx 54\%$  nach einer Wegstrecke von  $7/9 X_0$  in ein Elektron-Positron-Paar.



**Abbildung 2.2:** Relative Beiträge der Photon-Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie [Par92].

### 2.1.2 Schauerentwicklung

Die Kombination der oben beschriebenen Energieverlustprozesse führt bei Eintritt hochenergetischer Elektronen, Positronen oder Photonen in Materie zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers. So wird ein in das Absorbermaterial eindringendes Elektron im Mittel nach einer Strahlungslänge ein Photon abstrahlen, welches bei ausreichender kinetischer Energie in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Diese sekundären Teilchen können wiederum Bremsstrahlungsquanten emittieren, die dann weitere Paare bilden, so daß bis zur kritischen Energie  $\epsilon_c$  eine Teilchenvervielfältigung eintritt.

Bereits 1952 wurde von Rossi [Ros52] ein Modell zur Beschreibung der longitudinalen Schauerentwicklung vorgestellt. In seiner „Approximation B“ werden zur Vereinfachung die folgenden Annahmen gemacht:

- Der Energieverlust durch Ionisation ist energieunabhängig ( $(\frac{dE}{dx})_{\text{ion}} = -\epsilon_c$ ).
- Vielfachstreuung wird vernachlässigt (eindimensionale Schauerentwicklung).
- Die Vernachlässigung des Compton-Effektes für Photonen.

Tabelle 2.1 faßt die damit gewonnenen Kenngrößen zusammen. Dabei ist insbesondere bemerkenswert, daß die in Einheiten der Strahlungslänge ausgedrückte Tiefe des Schau-

	Einfallendes Elektron	Einfallendes Photon
Schauermaximum [ $X_0$ ]	$t_{\max} = 1,0 \cdot (\ln(\frac{E_0}{\epsilon_c}) - 1)$	$t_{\max} = 1,0 \cdot (\ln(\frac{E_0}{\epsilon_c}) - 0,5)$
Schauerschwerpunkt [ $X_0$ ]	$t_{\text{cog}} = t_{\max} + 1,4$	$t_{\text{cog}} = t_{\max} + 1,7$
Gesamte Spurlänge [ $X_0$ ]	$T = \frac{E_0}{\epsilon_c} \cdot F(\xi)$	$T = \frac{E_0}{\epsilon_c} \cdot F(\xi)$

**Tabelle 2.1:** Charakteristische Kenngrößen der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer im Rossi-Modell nach [Fab85]. Die totale Spurlänge ist durch die Funktion  $F(\xi)$  nach [Ama81] erweitert.

ermaximums  $t_{\max}$  nur logarithmisch mit der ursprünglichen Teilchenenergie  $E_0$  steigt.

Für einen realen Detektor ist zu berücksichtigen, daß dieser eine Ansprechschwelle  $E_{\text{thr}}$  besitzt, so daß nicht die ganze unterhalb der kritischen Energie  $\epsilon_c$  deponierte Energie registriert werden kann. Desweiteren sind die Annahmen in Rossis Approximation B bei Materialien mit einer niedrigen Ordnungszahl  $Z$  eher gerechtfertigt als dies für Materialien mit hohem  $Z$  zutrifft. Daher ist der Ausdruck für die totale Spurlänge  $T$  mit einer Funktion zu erweitern, die diese Effekte beinhaltet [Ama81]:

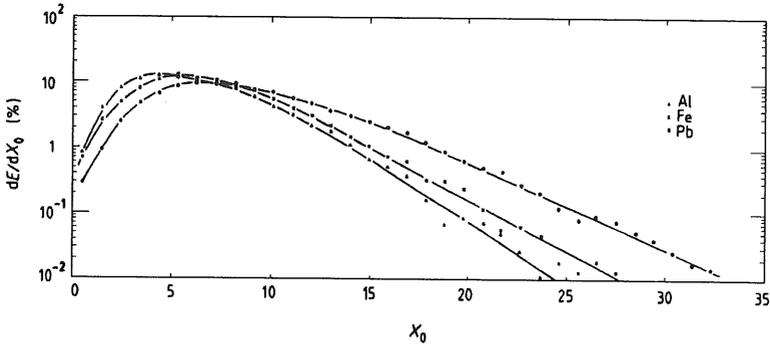
$$F(\xi) \simeq e^\xi \cdot \left( 1 + \xi \cdot \ln \frac{\xi}{1,526} \right) \quad \text{mit} \quad \xi = 4,58 \frac{Z}{A} \frac{E_{\text{thr}}}{\epsilon_c}. \quad (2.5)$$

Die mittlere Energiedeposition pro Strahlungslänge ergibt in longitudinaler Richtung ein nahezu materialunabhängiges charakteristisches Profil (vgl. Abbildung 2.3), das sich in guter Näherung parametrisieren läßt durch [Lon75]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{E_0 b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha e^{-bt}. \quad (2.6)$$

Dabei gibt  $t$  die in Einheiten der Strahlungslänge skalierte Tiefe an. Die Parameter sind durch  $b = 0,634 - 0,0021 \cdot Z$  und  $\alpha = bt_{\max}$  gegeben [Par88], [Lon75].

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird im Rossi-Modell nicht berücksichtigt. Jedoch lassen sich zwei Effekte unterscheiden, mit denen die laterale Ausbreitung qualitativ erläutert werden kann [Fab89]: Im hochenergetischen Anfangsstadium des Schauers wird die laterale Ausbreitung durch den Emissionswinkel für Bremsstrahlung ( $\theta_{\text{Brems}} \sim p_e/m_e$ ) und durch die — mit noch geringem Einfluß auf die Teilchenbahn — am Absorbermaterial stattfindende Vielfachstreuung bestimmt. Mit abnehmender Energie der Schauerteilchen werden die Streuwinkel größer und die



**Abbildung 2.3:** Longitudinale Energiedeposition für Elektronen mit einer Energie von 10 GeV in verschiedenen Materialien. Die Punkte stellen Ergebnisse einer EGS4-Simulation dar [Fab89], [Nel85].

Aufweitung der Kaskade nimmt zu. Für Energien im Bereich des Minimums des totalen Wirkungsquerschnittes können sich zudem Bremsstrahlungsquanten weit von der Schauerachse entfernen, insbesondere dann, wenn sie von Elektronen abgestrahlt werden, die sich bereits in einem Winkel zur ursprünglichen Teilchenrichtung bewegen.

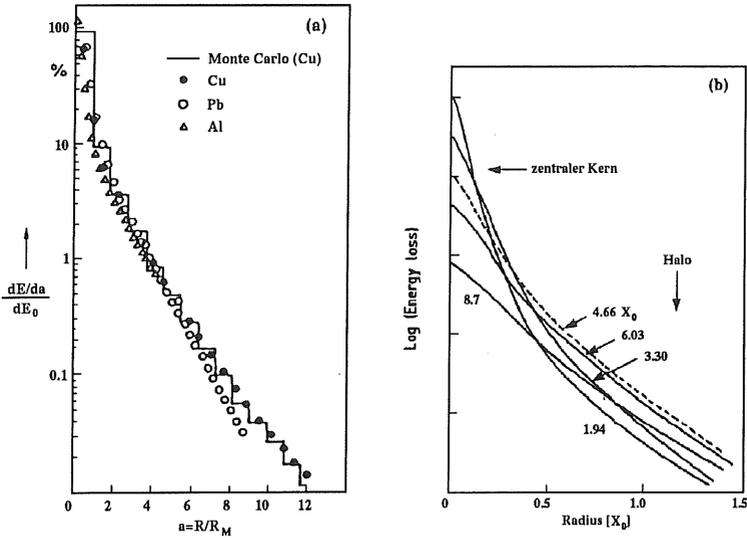
Das transversale elektromagnetische Schauerprofil kann analog zur longitudinalen Kaskadenentwicklung materialunabhängig beschrieben werden. Hierzu wird der Molière-Radius  $R_M$  eingeführt [Par92]:

$$R_M = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \frac{X_0}{\epsilon_c} = \frac{21,2 X_0}{\epsilon_c} \approx 7 \frac{A}{Z} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}.$$

Die Genauigkeit für die angegebene Näherungsformel beträgt  $\Delta R_M/R_M < \pm 10\%$  für  $13 \leq Z \leq 92$  [Ama81]. Der Molière-Radius ist ein Maß für die laterale Ausdehnung in Bezug auf die Schauerachse für Elektronen mit der kritischen Energie  $\epsilon_c$ , die eine Wegstrecke von  $1 X_0$  zurückgelegt haben. Abbildung 2.4 (a) zeigt, daß etwa 90 % der Teilchenenergie innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $1 R_M$  und 99 % innerhalb eines Radius von  $4 R_M$  deponiert werden. Die oben beschriebenen zwei Phasen der lateralen Ausbreitung elektromagnetischer Schauer sind in Abbildung 2.4 (b) für verschiedene Eindringtiefen dargestellt. Es ist deutlich der ausgeprägte zentrale Kern und das durch die niederenergetischen Photonen bestimmte Halo zu erkennen. Die Beschreibung des mittleren transversalen Schauerprofils kann durch die Überlagerung zweier Exponentialfunktionen erfolgen [Ako77]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dR} = a_1 e^{-b_1 R} + a_2 e^{-b_2 R}. \quad (2.7)$$

Die Größe  $R$  beschreibt den radialen Abstand von der Schauerachse, die beiden Parameter  $b_1$  und  $b_2$  beinhalten die Materialabhängigkeiten.



(a) Die laterale Energiedeposition normiert auf die Energie  $E_0 = 6 \text{ GeV}$  des einfallenden Elektrons für verschiedene Materialien [Bat70].

(b) Das laterale Schauerprofil für Elektronen mit einer Energie von  $1 \text{ GeV}$  in Aluminium für verschiedene Schauertiefen [Fab85].

Abbildung 2.4: Beispiele für transversale Profile elektromagnetischer Schauer.

### 2.1.3 Energiebestimmung und Energieauflösung

Das H1-Kalorimeter ist ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter. Diese sind im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern dadurch charakterisiert, daß die Energie nicht kontinuierlich, sondern nur stichprobenartig in sensitiven Lagen gemessen wird. Diese aktiven Nachweisschichten sind abwechselnd mit dem passiven Absorbermaterial angeordnet. Somit bietet sich die Möglichkeit, durch die Verwendung von Materialien mit guten Absorbereigenschaften einerseits und Materialien mit hoher Signalausbeute andererseits, die Forderungen an ein Kalorimeter in Bezug auf vollständige Absorption des Teilchens (Containment) und hohe Signaleffizienz zu erfüllen. Nachteilig wirkt sich dabei die bereits erwähnte stichprobenartige Messung aus, da die im passiven Material deponierte Energie  $E_{inv}$  nicht sichtbar ist. Somit ist die Häufigkeit der Messung eine wesentliche charakteristische Größe von Sampling-Kalorimetern. Sie wird durch das Verhältnis der in den aktiven Lagen sichtbar deponierten Energie  $E_{vis}$  zu der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie  $E_{dep} = E_{vis} + E_{inv}$  beschrieben und als Sampling-Fraction

$S_f$  bezeichnet. Diese hängt von der Häufigkeit der Stichprobenmessung und den Energieverlustmechanismen ab. Da die Sampling-Fraction für verschiedene Teilchensorten unterschiedliche Werte annimmt, wird sie in der Regel auf die eines minimal ionisierenden Teilchens (mip<sup>1</sup>) bezogen:

$$S_{f,mip} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} = \frac{d_{aktiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip}}{d_{aktiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{aktiv}^{mip} + d_{passiv} \cdot \left. \frac{dE}{dx} \right|_{passiv}^{mip}}. \quad (2.8)$$

Dabei ist  $d_{aktiv}$ ,  $d_{passiv}$  die Materialdicke einer aktiven respektive passiven Schicht. Für das fiktive mip wird vorausgesetzt, daß Energieverluste nur durch Anregungs- oder Ionisationsprozesse erfolgen, demnach also keine Kaskadenbildung stattfindet. Der auf das mip bezogene Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  wird damit unabhängig von der Teilchenenergie als konstant im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve angenommen. Somit beinhaltet  $S_{f,mip}$  nur noch von den Materialeigenschaften abhängige Größen. Für Energien von einigen 100 MeV stellen Myonen mit einer Masse von 105 MeV eine gute Approximation für mips dar.

### Transitioneffekt

Das Signal eines elektromagnetischen Schauers resultiert aus den während der Schauerentwicklung stattfindenden Ionisationen in den aktiven Schichten des Kalorimeters. Somit sollte sich für Elektronen (Positronen) ein Signal ergeben, das dem eines Myons entspricht, das die Energie  $E_{em}$  im Detektor deponiert. Für hochenergetische Elektronen zeigt sich jedoch bei Absorbermaterialien mit relativ hoher Kernladungszahl  $Z$  ein Verhältnis  $e/mip < 1,0$ , während bei Sampling-Kalorimetern mit annähernd gleichen  $Z$ -Werten von Absorber- und Nachweismedium (bspw. Fe/LAr) ein Verhältnis  $e/mip \approx 1,0$  beobachtet wird.

Das im Vergleich zu mips kleinere Signal elektroninduzierter Kaskaden wurde zunächst auf die Fluktuationen der kritischen Energie  $\epsilon_c$  und den damit verbundenen unterschiedlichen Ionisationsverlusten im Übergangsbereich von Absorber- zu Nachweisschicht zurückgeführt.

---

<sup>1</sup>minimal ionizing particle.

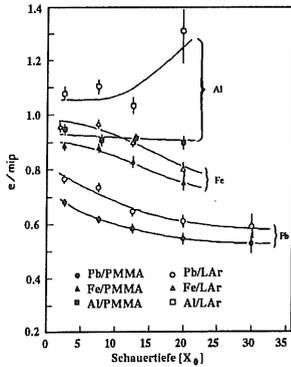


Abbildung 2.5: Abhängigkeit des  $e/mip$ -Verhältnisses von der Schauertiefe für verschiedene Materialien [Wig87].

Die bei diesen Prozessen erzeugten Elektronen werden aufgrund ihrer niedrigen Energie ebenfalls noch im Absorbermaterial gestoppt. Somit ist für die Sampling-Fraction eine Abhängigkeit von der Schauertiefe  $t$  zu erwarten (vgl. Abbildung 2.5).

Die bereits erwähnte Abhängigkeit des  $e/mip$ -Verhältnisses von der Differenz der Ordnungszahl des Absorbers  $Z_{\text{passiv}}$  und des Nachweismaterials  $Z_{\text{aktiv}}$  kann wie folgt parametrisiert werden [Pes90]:

$$\frac{e}{mip} = \frac{1}{1 + a \cdot (Z_{\text{passiv}} - Z_{\text{aktiv}})}.$$

Der Parameter  $a$  hängt logarithmisch von der Schichtdicke des Absorbermediums ab.

### Energieauflösung

Die stichprobenartige Messung bei Sampling-Kalorimetern führt dazu, daß die Signale einer statistischen Fluktuation, den sogenannten Sampling-Fluktuationen, unterliegen. Es gibt jedoch mehrere zur gesamten Energieauflösung unterschiedlich beitragende Effekte.

Als *intrinsische Fluktuationen* werden die Variationen in der Schauerentwicklung aufgrund der unterschiedlich häufig vorkommenden Prozesse bezeichnet. Im Vergleich zu den *Sampling-Fluktuationen* sind sie jedoch sehr klein. Unter letzteren werden die statistischen Schwankungen der Teilchen verstanden, die die aktive Schicht durchqueren. Im Rahmen von Rossis Approximation B bedeutet dies, daß nur ein Bruchteil der gesamten Spurlänge eines Teilchens der Primärenergie  $E_0$  nachgewiesen wird. Diese Spurlänge läßt sich in Einheiten der Strahlungslänge mit  $T = E_0/\epsilon_c$  definieren. Unter Berücksichtigung der Korrektur nach Gleichung 2.5 ergibt sich somit für die statistischen Schwankungen der Anzahl der durchquerten aktiven Schichten  $N_x$  [Fab85]:

$$N_x = \frac{T}{d} = \frac{E_0}{\epsilon_c d} \cdot F(\xi),$$

Dieses entsprechend als Transitioneffekt [Pin65] bezeichnete Phänomen ist jedoch nur dann von Bedeutung, wenn sich die Dicke der aktiven Schicht in der Größenordnung von einigen Zentimetern bewegt [Brü87]. In der Regel ist jedoch bei Sampling-Kalorimetern die in Einheiten der Strahlungslänge gemessene Dicke des Absorbermaterials größer als die des sensitiven Materials. So zeigen neuere Simulationsstudien, daß die Schauerentwicklung nur vom Absorbermaterial bestimmt wird [Wig87]. Die Erklärung des Transitioneffektes hängt mit den im Verlauf der Schauerentwicklung zunehmend erzeugten niederenergetischen Photonen ( $E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ ) zusammen: Diese werden infolge des Photoeffektes ( $\sim Z^5$ ) im Absorbermaterial eingefangen und können daher das aktive Medium nicht mehr erreichen.

wobei  $d$  den Abstand zweier aktiver Schichten in Einheiten von  $X_0$  parametrisiert. Damit läßt sich der Beitrag zur relativen Energieauflösung darstellen als:

$$\frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} = \frac{\sigma(N_x)}{N_x} = \frac{1}{\sqrt{N_x}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c d}{E_0 \cdot F(\xi)}}$$

Die in der Approximation B vernachlässigte Vielfachstreuung führt zu einer Verlängerung der Distanz  $d$  um einen Faktor  $1/\langle \cos \theta \rangle$ , wobei der Streuwinkel  $\theta$  nur vom Material abhängt und näherungsweise gegeben ist durch [Ama81]:

$$\langle \cos \theta \rangle \approx \cos \frac{21,2 \text{ MeV}}{\pi \epsilon_c}$$

Damit folgt für den Beitrag der Sampling-Fluktuationen zur relativen Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_c d}{E_0 \cdot F(\xi) \cdot \langle \cos \theta \rangle}}$$

Zur Energieauflösung tragen auch Effekte durch *Landau-Fluktuationen* bei. Diese entstehen durch Ionisationen im Nachweismedium, bei denen hohe Energien auf die Atome der aktiven Schicht übertragen werden. Die dabei entstehenden  $\delta$ -Strahlen bilden bei weiteren Ionisationsprozessen eine Asymmetrie in der Energieverlustverteilung. Landau-Fluktuationen können durch einen Term

$$\frac{\sigma(E_{\text{vis}})}{E_{\text{vis}}} \simeq \frac{3}{\sqrt{N_x} \cdot \ln(1,3 \cdot 10^4 \delta)}$$

abgeschätzt werden, wobei  $\delta[\text{MeV}]$  den Energieverlust in den aktiven Schichten darstellt. Für Schichtdicken von einigen Millimetern wie im H1-Kalorimeter sind die Effekte jedoch klein [Fab85].

Eine ebenfalls von der Dicke der Nachweisschicht abhängige Größe sind die sogenannten *Spurlängen-Fluktuationen*: Niederenergetische Elektronen können infolge von Vielfachstreuung längere Wege im sensitiven Medium zurücklegen und dabei — im Vergleich zur senkrechten Durchquerung der Schicht — mehr Energie deponieren [Fab85].

Neben den dominierenden Sampling-Fluktuationen müssen für eine realistische Abschätzung der Energieauflösung eines Kalorimeters noch der Einfluß detektorspezifischer instrumentaler Effekte berücksichtigt werden. Hierzu zählt zunächst der energieunabhängige Einfluß des elektronischen Rauschens, der durch einen Term  $b/E$  in die relative Energieauflösung eingeht. Ein energieabhängiger Term  $c$  berücksichtigt Interkalibrationsfehler zwischen einzelnen Kanälen und die unvollständige longitudinale oder laterale Absorption von Teilchenkaskaden. Bei der Ermittlung der relativen Energieauflösung eines Kalorimeters in einem Teilchenstrahl mit bekannter Nominalenergie wird der Parameter  $c$  im wesentlichen durch die Impulsauflösung des Strahls bestimmt. Da die genannten Beiträge nicht korreliert sind, können sie quadratisch addiert werden und die gesamte Energieauflösung läßt sich formulieren als [Eng84]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}. \quad (2.9)$$

Der Parameter  $a$  beinhaltet die intrinsischen und auch die Sampling-Fluktuationen.

## 2.2 Hadronische Schauer

Im Unterschied zu elektromagnetischen Schauern erfolgt die Ausbildung hadronischer Kaskaden in erster Linie durch die starke Wechselwirkung. Aufgrund der Vielfalt und Komplexität der hadronischen Prozesse ist die Entwicklung hadronischer Schauer stärkeren Fluktuationen unterworfen. Dennoch läßt sich mit der nuklearen Absorptionslänge  $\lambda$  analog zur Strahlungslänge eine Größe einführen, mit der eine materialunabhängige Beschreibung hadronischer Schauer möglich ist. Einige typische Charakteristika hadronischer Teilchenkaskaden werden nachfolgend anhand eines von Wigmans [Wig87] entwickelten Modells dargestellt.

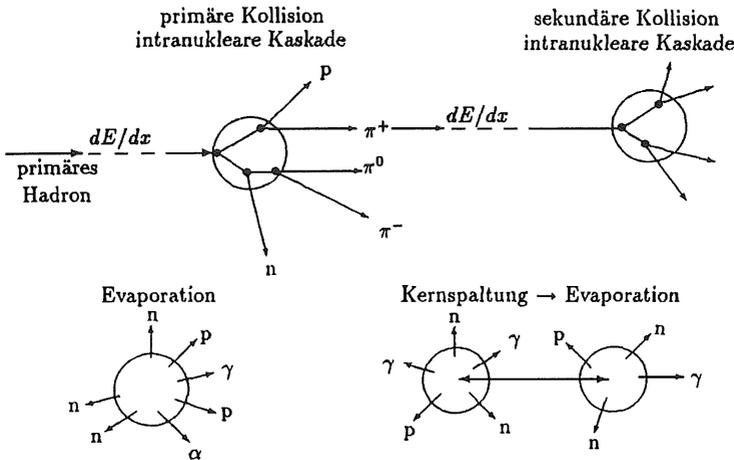


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung nach dem Spallationsmodell [Zei91].

### 2.2.1 Spallationsmodell

Das Aufbrechen (Spallation) von Atomkernen durch Hadronen bildet den Ausgangspunkt der Kaskade. Abbildung 2.6 zeigt schematisch die Entwicklung einer hadronischen Kaskade in diesem Modell. In der ersten der insgesamt zwei prinzipiellen Stufen der Spallation dringt das primäre Hadron in den Kern ein und löst dort eine intranukleare Kaskade aus. Die dabei produzierten Sekundärteilchen — überwiegend Mesonen — regen zum Teil den Kern an; einige werden jedoch, sofern ihre Energie ausreicht, den Kern verlassen und ihrerseits durch eine sekundäre Kollision eine weitere intranu-

klare Kaskade auslösen und so zur globalen Schauerentwicklung beitragen. Die erste Entwicklungsstufe dauert typischerweise etwa  $10^{-22}$  s [Fab85].

In der zweiten Stufe wird der angeregte Kern durch direkte Evaporation von Nukleonen und Photonen oder durch indirekte Evaporation mit vorangehender Kernspaltung seine Energie abgeben. Dieser mit  $10^{-18} - 10^{-13}$  s [Fab85] eher langsam ablaufende Prozeß findet solange statt, bis die restliche Anregungsenergie kleiner als die Bindungsenergie der Nukleonen im Kern wird. Der Übergang in den Grundzustand erfolgt durch Emission von Photonen.

Einige der während der intranuklearen Kaskade erzeugten Teilchen wechselwirken größtenteils elektromagnetisch ( $\pi^0, \eta, \dots$ ), so daß ein hadronischer Schauer in der Regel eine elektromagnetische Komponente enthält. So zerfallen die neutralen Pionen zu 98,8 % in zwei Photonen und zu 1,2 % in ein Elektron-Positron-Paar und ein Photon, wodurch eine intrinsische elektromagnetische Komponente erzeugt wird. Der Anteil der in der Anfangsphase erzeugten  $\pi^0$  und  $\eta$  ist starken Fluktuationen unterworfen, jedoch sind typischerweise ein Drittel der in der ersten intranuklearen Kaskade erzeugten Mesonen neutrale Pionen [Fab89]. Der mittlere Anteil an der gesamten deponierten Energie  $E$  beträgt nach [Fab85]:

$$f_{em} \simeq 0,1 \cdot \ln E [\text{GeV}]. \quad (2.10)$$

Insgesamt liefern etwa 300 unterschiedliche Reaktionen mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit ( $> 0,1\%$ ) einen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt des Spallationsprozesses [Wig87]. Bei unveränderter Primärenergie sind somit die Fluktuationen der deponierten Energie und der Schauerentwicklung von Ereignis zu Ereignis entsprechend hoch.

### 2.2.2 Schauerentwicklung

Zur Beschreibung hadronischer Teilchenkaskaden kann analog zu elektromagnetischen Schauern eine materialunabhängige Größe eingeführt werden. Die nukleare Absorptionslänge  $\lambda$  stellt die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Neutronen zwischen zwei inelastischen Wechselwirkungen dar und wird durch die Massenzahl  $A$  des Materials bestimmt [Fab89]:

$$\lambda[\text{g}/\text{cm}^2] \simeq 35A^{1/3}.$$

Für die Tiefe des Schauermaximums gilt

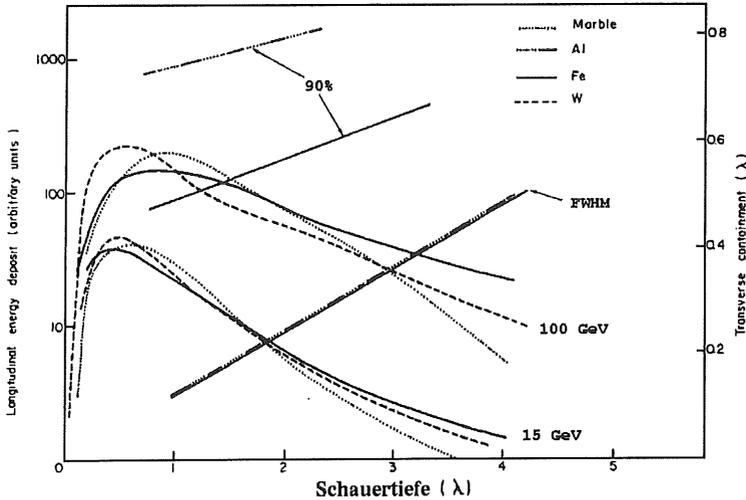
$$t_{\max}[\lambda] \sim 0,2 \cdot \ln E [\text{GeV}] + 0,7$$

und die für eine 95 %ige Absorption benötigte longitudinale Tiefe beträgt

$$L_{0,95}[\lambda] \simeq t_{\max} + 2,5 \lambda_{\text{att}},$$

wobei die Größe  $\lambda_{\text{att}} \simeq \lambda(E[\text{GeV}])^{0,13}$  die exponentielle Abnahme der Teilchenzahl nach dem Maximum beschreibt [Fab85]. Das longitudinale Schauerprofil kann parametrisiert werden durch [Ing88]:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = w \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t_1^\alpha e^{-bt_1} + (1-w)ce^{-ct_2}$$



**Abbildung 2.7:** Longitudinale Energiedeposition für Hadronen unterschiedlicher Energien in verschiedenen Materialien. Für 10 GeV Pionen sind für die Materialien Al und Fe die Radien der transversalen Profile für den zentralen Kern (FWHM) und für eine Energiedeposition von 90% angegeben [Fab85].

mit

- $\alpha, b, c$  = Anpassungsparameter
- $t_1$  = Abstand vom Schauerstartpunkt in  $[X_0]$
- $t_2$  = Abstand vom Schauerstartpunkt in  $[\lambda]$
- $w, 1 - w$  = relative Gewichtungsfaktoren.

Der erste Summand hat die gleiche Form wie bei der in Kapitel 2.1.2 vorgestellten Parametrisierung elektromagnetischer Schauerprofile und zeigt den Einfluß der intrinsischen elektromagnetischen Komponente im hadronischen Schauer. Der zweite Term beschreibt den hadronischen Teil der Energiedeposition in der Kaskade. Die Parameter  $\alpha$  und  $b$  sind wie in Gleichung 2.6 definiert. Der Parameter  $c$  ist materialabhängig und zeigt eine logarithmische Energieabhängigkeit. Die relative Wichtung der beiden Terme geschieht mit Hilfe des Parameters  $w$ .

Die transversale Ausdehnung hadronischer Schauer hängt wie bei den elektroninduzierten Schauern von der longitudinalen Tiefe ab. Dabei ist der hochenergetische zentrale Kern mit einer Breite (FWHM) von 0,1 bis 0,5  $\lambda$  relativ schmal. In Kombination mit dem von niederenergetischen Teilchen bestimmten Halo werden 95% der gesamten Energie in einem Zylinder mit einem Radius von  $\sim 1 \lambda$  deponiert. Abbildung 2.7 zeigt die longitudinale und transversale Entwicklung hadronischer Schauer für verschiedene Energien in unterschiedlichen Materialien. Der Verlauf der Profile ähnelt dem

elektromagnetischer Schauer, jedoch bei einer anderen Skalierung. Die unterschiedlichen räumlichen Dimensionen elektromagnetischer und hadronischer Schauer bieten bei genügend feiner Granularität des Kalorimeters erste Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation. Weitere Möglichkeiten ergeben sich aus den im folgenden Abschnitt diskutierten Unterschieden der Signalausprägung.

### 2.2.3 Energiebestimmung und Energieauflösung

Im Unterschied zu elektromagnetischen Schauern kann in hadronischen Kaskaden ein Teil der gesamten deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  schon prinzipiell nicht zum Kalorimetersignal beitragen. Diese nicht sichtbare Energie  $E_{\text{loss}}$  ist materialabhängig und auf Bindungsenergieverluste im Kern, nicht meßbare Photonen aus Kernprozessen und Neutrinos aus Zerfällen zurückzuführen. Damit sind die Energieverluste selbst in einem idealen homogenen Kalorimeter nicht in ein direkt meßbares Signal konvertierbar. Diese „intrinsic“ Energieverluste führen für ein gegebenes Kalorimeter zu unterschiedlichen gemessenen Signalen elektromagnetischer und hadronischer Schauer gleicher Primärenergie (vgl. Abbildung 2.8). Die Abweichung wird in der Regel durch das energieabhängige Verhältnis  $\frac{e}{h}(E) = \frac{Q_e}{Q_h}$  angegeben. Das  $e/h$ -Verhältnis läßt sich mit Hilfe der einzelnen zur hadronischen Energiebilanz beitragenden Anteile ausdrücken: Die gesamte von einem Hadron deponierte Energie setzt sich aus der bereits erwähnten elektromagnetischen  $E_{\text{em}}$  und hadronischen  $E_{\text{had}}$  deponierten Energie sowie der nicht nachweisbaren Energie  $E_{\text{loss}}$  zusammen:

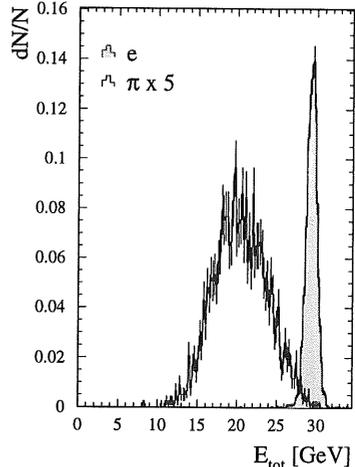
$$E_{\text{dep}} = E_{\text{em}} + E_{\text{had}} + E_{\text{loss}} \quad (2.11)$$

bzw. normiert auf die deponierte Energie:

$$1 = f_{\text{em}} + f_{\text{had}} + f_{\text{loss}}. \quad (2.12)$$

Der hadronische Energieanteil  $f_{\text{had}}$  wird summarisch aus folgenden Anteilen gebildet [Wig87]:

- $f_{\text{ion}}$  = Energieanteil, der durch geladene Teilchen im Schauer deponiert wird,
- $f_{\gamma}$  = Energieanteil, der durch Photonen aus nuklearen Prozessen stammt,
- $f_{\text{n}}$  = Energieanteil, der durch langsame Neutronen deponiert wird.



**Abbildung 2.8:** Signalspektren für 30 GeV Elektronen und Pionen in einem nicht kompensierenden Kalorimeter (CERN-Testdaten).

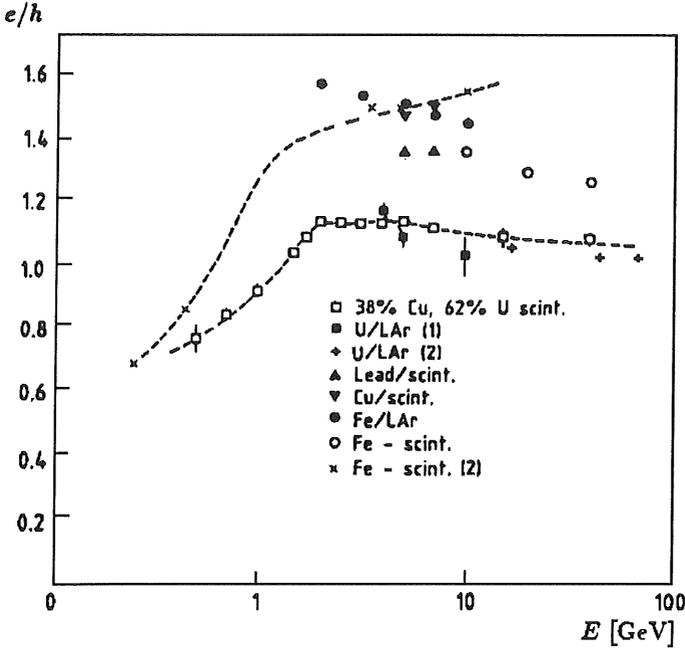


Abbildung 2.9: Elektron-Hadron-Verhältnis in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für verschiedene Materialkombinationen [Fab89].

Das hadronische Signal  $h$  ergibt sich aus dem Produkt der deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  mit der hadronischen Sampling-Fraction  $S_{f,h}$ , die sich wiederum aus den Sampling-Fractions der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente zusammensetzt:

$$S_{f,h}(E_{\text{dep}}) = f_{\text{em}}(E_{\text{dep}}) \cdot S_{f,e} + f_{\text{had}}(E_{\text{dep}}) \cdot S_{f,\text{had}}(E_{\text{had}}).$$

Zu beachten ist die Energieabhängigkeit der hadronischen Sampling-Fraction. Für das Elektron-Hadron-Verhältnis bei gleicher deponierter Energie gilt somit:

$$\frac{e}{h}(E_{\text{dep}}) = \frac{S_{f,e} \cdot E_{\text{dep}}}{S_{f,h}(E_{\text{dep}}) \cdot E_{\text{dep}}} = \frac{S_{f,e}}{f_{\text{em}}(E_{\text{dep}}) \cdot S_{f,e} + f_{\text{had}}(E_{\text{dep}}) \cdot S_{f,\text{had}}(E_{\text{had}})}. \quad (2.13)$$

Abbildung 2.9 zeigt das energieabhängige Verhalten des  $e/h$ -Verhältnisses für verschiedene Kalorimetertypen. Ein Kalorimeter, das ein energieabhängiges  $e/h$ -Verhältnis  $\neq 1$  zeigt, wird als nicht-kompensierendes Kalorimeter bezeichnet. Die Fähigkeit eines Kalorimeters, durch Kompensation der intrinsischen Energieverluste ein  $e/h$ -Verhältnis von 1 zu erreichen, wird üblicherweise mit dem intrinsischen  $e/h$ -Verhältnis beschrieben.  $(e/h)^{\text{intr}}$  ist definiert als das Verhältnis des Elektronensignals zum Signal der hadronischen

Komponente des hadronischen Schauers und wird durch den Aufbau und die Materialeigenschaften eines Kalorimeters bestimmt [Wig87]. Der Zusammenhang mit dem meßbaren  $e/h$ -Verhältnis ist durch

$$\frac{e}{h}(E) = \frac{\left(\frac{e}{h}\right)^{\text{intr}}}{1 - f_{\text{em}}(E) \cdot \left(1 - \left(\frac{e}{h}\right)^{\text{intr}}\right)}$$

gegeben [Rud89], wobei die Energieabhängigkeit von  $f_{\text{em}}$  mit Gleichung 2.10 parametrisiert wird. Somit wird deutlich, daß im Falle vollständiger intrinsischer Kompensation auch das meßbare  $e/h$ -Verhältnis für alle Energien  $= 1$  ist.

### Energieauflösung

Zur Energieauflösung hadronischer Signale tragen zunächst die bereits bei elektromagnetischen Schauern gültigen Fluktuationen bei. Dominant hingegen sind die bei der elektromagnetischen Auflösung nicht auftretenden Fluktuationen von  $f_{\text{em}}$  und die intrinsischen Fluktuationen des Anteils  $f_{\text{ion}}$  der Primärenergie, der auf ionisierende Schauerteilchen übertragen wird. Erstere liefern einen konstanten Beitrag  $b$  zu  $\sigma/E$ , verschwinden jedoch für kompensierende Kalorimeter, während letztere analog zu den Sampling-Fluktuationen einen Beitrag  $\sim 1/\sqrt{E}$  liefern [Fab89]. Unter Vernachlässigung der bereits diskutierten detektorspezifischen Einflüsse sowie longitudinaler und lateraler Energieverluste läßt sich die Energieauflösung bei der Messung hadronischer Schauer angeben mit [Wig87]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a_{\text{intr}}^2 + a_{\text{samp}}^2}{E}} + b \left[ \left(\frac{e}{h}\right)^{\text{intr}} - 1 \right]. \quad (2.14)$$

Somit ist mit intrinsisch kompensierenden Kalorimetern eine wesentlich bessere hadronische Energieauflösung zu erreichen als dies für Kalorimeter mit einem energieabhängigen Elektron-Hadron-Verhältnis  $\neq 1$  möglich ist.

Sofern nicht schon bei der Konstruktion oder der Wahl der Materialien die Möglichkeiten zur Kompensation ausgeschöpft wurden<sup>2</sup>, gibt es eine Methode der nachträglichen Kompensation. Die erstmals von der CDHS-Kollaboration angewandte Methode der Gewichtung [Abr81] wurde von der H1-Kollaboration aufgegriffen und weiterentwickelt [Gre90], [Loc92]. Bei diesem Verfahren werden — sofern die Granularität des Kalorimeters genügend fein ist — die Signale einzelner Kanäle ( $E_j$ ) mit einer Funktion der Form [Loc92]

$$E_{g,j} = E_j \cdot (1 + ae^{-\alpha E_j})$$

gewichtet. Dabei wird die unterschiedliche Topologie elektromagnetischer und hadronischer Schauer zugrundegelegt: Eine lokal relativ hohe Energiedeposition läßt auf einen elektromagnetischen Subschauer innerhalb einer hadronischen Kaskade schließen und die betroffenen Kanäle erhalten ein anderes Gewicht als kleine Signale, die als rein hadronische Energiedeposition interpretiert werden. Die Parameter  $a, \alpha$  der Gewichtungsfunktion können mit der Optimierung der Auflösung aus der Simulation bestimmt werden, so daß im Mittel ein  $e/h$ -Verhältnis von 1 erreicht werden kann.

<sup>2</sup>Die verschiedenen Möglichkeiten der Kompensation sind ausführlich in [Fab89] beschrieben.



# 3. Kalorimetrie und Kalibration beim H1-Experiment

Dieses Kapitel beinhaltet zunächst die Beschreibung des Flüssig-Argon-Kalorimeters beim H1-Experiment. Nach der Darstellung des Aufbaus werden die wesentlichen Gesichtspunkte der Signalerzeugung diskutiert. Anschließend folgt eine Einführung in das Prinzip der Kalibration. Außerdem werden neben dem in dieser Arbeit angewandten Kalibrationsverfahren weitere Möglichkeiten der Kalibration des H1-Kalorimeters mittels HERA-Daten vorgestellt.

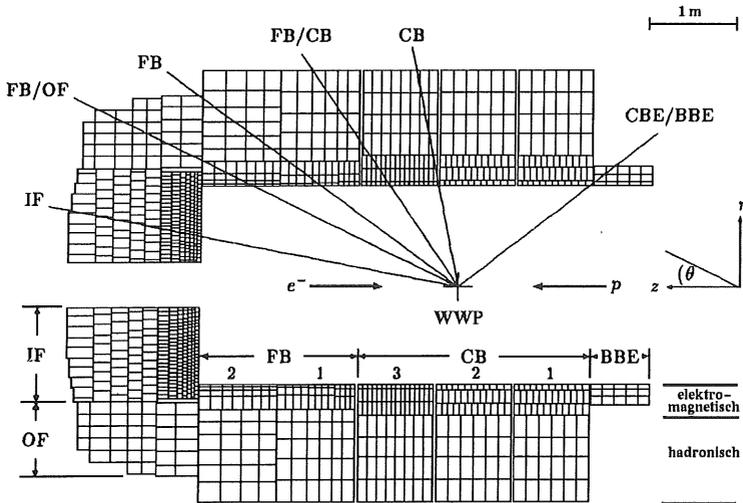
## 3.1 Kalorimetrie beim H1-Experiment

### 3.1.1 Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Abbildung 3.1 zeigt einen Längsschnitt des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters. Entlang der Protonflugrichtung ( $z$ ) ist es in acht selbsttragende Räder unterteilt, die entsprechend ihrer relativen Lage zur  $z$ -Richtung und zum Wechselwirkungspunkt (WWP) bezeichnet sind: Inner Forward (IF), Outer Forward (OF), Forward Barrel (FB 1,2), Central Barrel (CB 1,2,3) und Backward Barrel (BB). Die elektromagnetischen Komponenten werden durch den Zusatz „E“, die hadronischen durch „H“ gekennzeichnet.

Die einzelnen Räder sind in azimuthaler Richtung ( $\Phi$ ), also in der Ebene senkrecht zur  $z$ -Richtung, in zwei Halbringe (IF, OF) bzw. in acht Oktanten (FB, CB, BB) unterteilt. Die sich aus dieser Segmentierung ergebenden nicht sensitiven („tote“) Zwischenräume werden als  $\Phi$ -Crack bezeichnet. Sie verlaufen im elektromagnetischen Kalorimeter radial, im hadronischen Teil hingegen bilden sie einen rechten Winkel mit der äußeren Kante des elektromagnetischen Teils (vgl. Abbildung 3.2). Durch diese Anordnung wird einmal der Einfluß der Cracks minimiert, außerdem werden Teilchen, die den Zwischenraum im elektromagnetischen Kalorimeter passieren, zumindest in der hadronischen Komponente registriert.

Beim elektromagnetischen Kalorimeter wird Blei als Absorbermaterial verwendet. Aufgrund der kleinen Strahlungslänge von 0,56 cm läßt sich daher mit einer relativ geringen räumlichen Ausdehnung die vollständige Absorption elektromagnetischer Schauer erreichen. Die Tiefe des Kalorimeters variiert in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  und liegt



**Abbildung 3.1:** Schematische Ansicht der Rad- und Zellstruktur des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters in der  $r$ - $z$ -Projektion. Die vom Wechselwirkungspunkt (WWP) ausgehenden Linien zeigen die für die einzelnen Kalibrationsexperimente charakteristischen nominalen Strahlrichtungen [And94b].

zwischen 25 und  $30 X_0$ , was  $1 - 1,5 \lambda$  entspricht (vgl. Abbildung 3.3). Die mittlere Strahlungslänge beträgt  $\bar{X}_0 \simeq 1,6$  cm, der mittlere Molière-Radius  $\bar{R}_M \simeq 3,6$  cm, die mittlere Absorptionslänge  $\bar{\lambda} \simeq 31,0$  cm und die kritische Energie liegt im Mittel bei  $\bar{\epsilon}_c \simeq 9,5$  MeV [And94a]. Die mittlere relative Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters ist mit derzeit  $\simeq 11,5\%/\sqrt{E}$  vergleichbar mit der angestrebten Größenordnung von  $\sigma(E)/E \sim 10\%/\sqrt{E}$  [And94b].

Für das hadronische Kalorimeter wird Stahl als Absorbermaterial verwendet. Das flüssige Argon ist in erster Linie sensitiv auf ionisierende Teilchen wie Elektronen und Protonen, während Neutronen ohne inelastische Wechselwirkung kein Signal hinterlassen. Die in hadronischen Kaskaden erzeugten Protonen stehen zu den produzierten Neutronen in einem Verhältnis proportional zu  $Z/(A - Z)$  [Wig87]. Somit werden in Stahl nur etwa 13% weniger Protonen als Neutronen erzeugt, während es in Blei 35% weniger sind. Mit der Verwendung von Flüssig-Argon als aktives Medium besitzt Stahl bei einer relativ kleinen Absorptionslänge demnach einen Vorteil beim Nachweis hadronischer Schauer. Hinzu kommen konstruktive und finanzielle Gründe, die für eine Verwendung von Stahl beim hadronischen Kalorimeter sprechen. In Kombination mit dem elektromagnetischen Teil variiert die Materialtiefe des hadronischen Kalorimeters zwischen  $6,5 \lambda$  (IF),  $8 \lambda$  (FB) und  $4,5 \lambda$  (CB). Die mittlere Strahlungslänge liegt bei  $\bar{X}_0 \simeq 2,5$  cm, der mittlere Molière-Radius  $\bar{R}_M \simeq 2,6$  cm, die mittlere Absorptionslänge

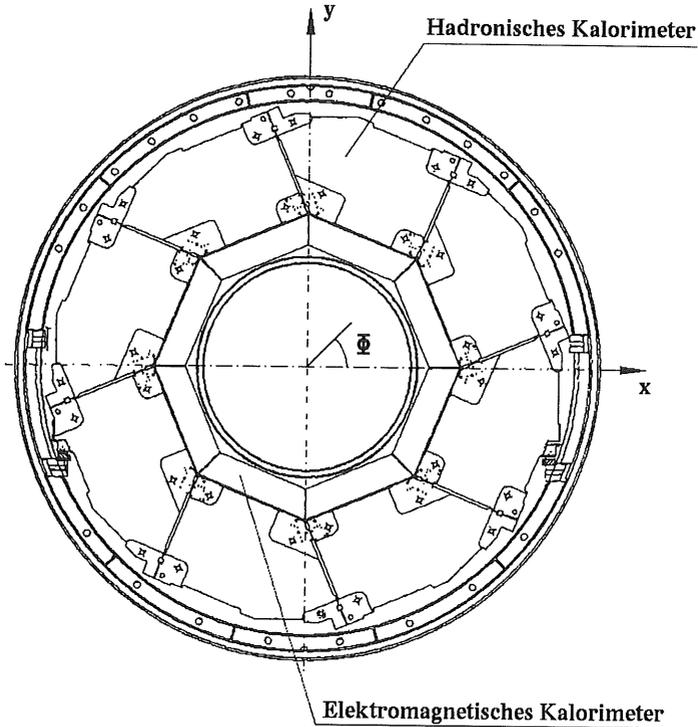
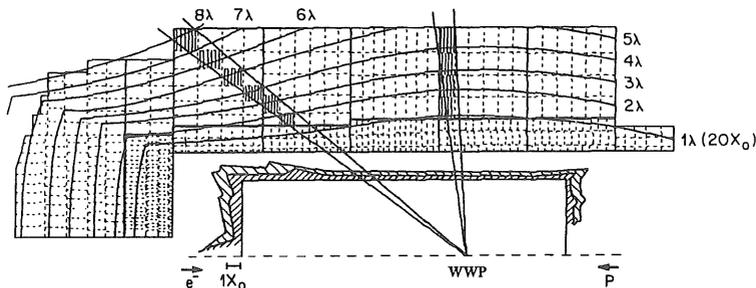


Abbildung 3.2: Querschnitt des H1-Kalorimeters [And93a].

$\bar{\lambda} \simeq 21,0$  cm und die kritische Energie beträgt  $\bar{\epsilon}_c \simeq 21,4$  MeV [And94a]. Die mittlere relative Energieauflösung für das hadronische Kalorimeter ist mit  $\simeq 50\%/\sqrt{E}$  (nach Wichtung) besser als der angestrebte Designwert von  $\sigma(E)/E \sim 55\%/\sqrt{E}$  [And93b].

Die Orientierung der Absorberplatten in den einzelnen Modulen wurde so gewählt, daß der Auftreffwinkel für vom primären Vertex stammende Teilchen nicht kleiner als  $45^\circ$  wird. Somit ergibt sich für den zentralen Bereich (CB) eine — bezogen auf die Strahlrichtung — parallele Anordnung der Platten, während sie für den Vorwärts- und Rückwärtsbereich senkrecht dazu verläuft. Die Auslesesegmentierung ist so gewählt, daß die Zellen für den Trigger zu Energiesummen so zusammengefaßt werden können, daß sie einer projektiven Geometrie bezogen auf den Wechselwirkungspunkt folgen. Die Granularität nimmt mit abnehmendem Winkel  $\theta$  zu, so daß die feinste Segmentierung im Vorwärtsbereich (IF) zu finden ist. Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt etwa 31000 Kanäle und ist feiner segmentiert als der hadronische Teil, der in ungefähr 14000



**Abbildung 3.3:** Materialtiefe des H1-Kalorimeters in der  $r$ - $z$  Projektion. Eingezeichnet sind die Iso- $X_0$  und Iso- $\lambda$  Linien bezogen auf den Wechselwirkungspunkt (WWP). Die innenliegenden Strukturen stellen das tote Material der Spurrkammern und der inneren Kryostatwand dar (zu beachten sind die unterschiedlichen  $X_0$ -Maßstäbe) [Abt93].

Kanäle eingeteilt ist. Auf die Einzelheiten des Modul- und Plattenaufbaus sowie der Signalauslese wird in Kapitel 4.1 bei der Beschreibung des Kalibrationsexperimentes näher eingegangen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt einen Winkelbereich von  $3,7^\circ < \theta < 154,8^\circ$  ab. Im rückwärtigen Bereich wird der Meßbereich durch ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC) auf  $176^\circ$  erweitert. Das BEMC ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter. Der Akzeptanzbereich für die Bestimmung des Energieflusses im vorwärtigen Sektor wird durch ein PLUG-Kalorimeter bis auf  $\theta \simeq 0,6^\circ$  vergrößert. Weitere Details zu den Kalorimetern sind in [Abt93] und [And93a] zu finden.

### 3.1.2 Prinzip der Ladungssammlung

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter arbeitet nach dem Prinzip der Ionisationskammer. Zwischen den Absorberplatten ist ein elektrisches Feld angelegt, so daß die beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch das Argon freigesetzten Ladungsträger zu ihrem Gegenpol driften und dabei einen Stromimpuls induzieren. Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in flüssigem Argon beträgt  $v_d \approx 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$  bei einer Feldstärke von  $1 \text{ kV}/\text{mm}$ . Demgegenüber ist die Mobilität der Argonionen um vier Größenordnungen geringer, so daß diese nicht signifikant zum Signal beitragen.

Aufgrund der hohen Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens im Vergleich zur Driftgeschwindigkeit der erzeugten Elektronen kann eine gleichförmige Ladungsverteilung entlang der Teilchentrajektorie angenommen werden. Somit läßt sich der während der Driftzeit  $t$  induzierte und linear abnehmende Strom wie folgt formulieren (vgl. auch

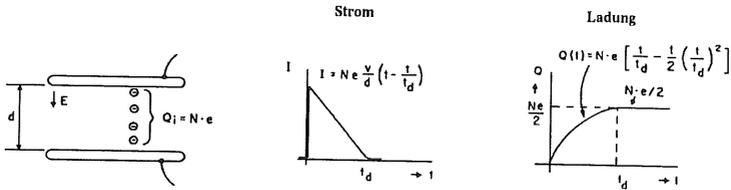


Abbildung 3.4: Ladungssammlung in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter für eine Linienquelle [Wil74].

Abbildung 3.4) [Wil74]:

$$I(t) = Ne \frac{v_d}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad (3.1)$$

mit

$N$  = Zahl der erzeugten Ionenpaare

$e$  = Elementarladung

$v_d$  = Driftgeschwindigkeit

$d$  = Dicke der Argonschicht

$t_d$  = Driftzeit zur Durchquerung der Argonschicht.

Mit  $t_d = d/v_d$  ergibt sich die nach Ablauf der Driftzeit gesammelte Ladung  $Q(t_d)$  zu:

$$Q(t_d) = \int_0^{t_d} I(t) dt = \frac{Ne}{2}. \quad (3.2)$$

Demnach kann im Prinzip insgesamt nur die Hälfte aller im Argon freigesetzten Ionisationselektronen nachgewiesen werden. Ausgehend von einer Sampling-Fraction von 8% für Elektronen werden bei einer Primärenergie von 1 GeV etwa 0,08 GeV im Argon deponiert. Bei einem Ionisationspotential von 23,6 eV [Miy74] werden etwa  $3,4 \cdot 10^6$  Ionenpaare erzeugt, so daß ein Signal von  $\approx 0,272$  pC pro GeV zu erwarten ist.

### 3.1.3 Effizienz der Ladungssammlung

Der in Gleichung 3.2 angegebene Ausdruck für die gesammelte Ladung berücksichtigt nicht den Verlust von Elektronen durch Rekombination und den Einfluß der Verunreinigung des Flüssig-Argons. Das gemessene Signal ist in der Regel kleiner, da Rekombinationen von Elektronen mit den Argon-Ionen stattfinden und elektronegative Verunreinigungen — bspw. Sauerstoff — ebenfalls freie Elektronen einfangen können.

Rekombinationsprozesse können nach initialen und säulenartigen unterschieden werden. Erstere treten bei schwach ionisierenden Teilchen, bei denen das erzeugte Ionenpaar als isoliert angesehen werden kann, auf. Es kommt dann zu einem spontanen Wiedereingfang des Elektrons [Ons38]. Dieser Ladungsverlust kann nach Birks [Bir51] durch einen

effektiven Energieverlust pro Wegstrecke beschrieben werden:

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_b \cdot \frac{dE}{dx}}. \quad (3.3)$$

Der Parameter  $k_b$  hängt hier zunächst nur von der Zusammensetzung des Materials ab. Der Prozeß der Säulenrekombination bzw. Rekombination in Kolonnen ist bei stark ionisierenden Teilchen zu beobachten. Durch die hohe Ionendichte ist die Wahrscheinlichkeit eines Wiedereinfangs des Elektrons durch andere Ionen als das Mutterion groß, so daß Rekombinationen entlang der Trajektorie des ursprünglich ionisierenden Teilchens entstehen. Die Diffusion der Elektronen von der Teilchenspur hinweg wirkt jedoch der Rekombination entgegen. Die ursprünglich von Jaffé [Jaf13] aufgestellte Theorie vernachlässigte den Rekombinationsterm gegenüber dem Diffusionsterm. Erst Kramers [Kra52] stellte heraus, daß der Rekombinationsterm größer als der Diffusionsterm ist und modifizierte Jaffés Theorie dahingehend. Der Rekombinationseffekt kann analog zu Gleichung 3.3 durch ein Sättigungsverhalten der Ionisation beschrieben werden, allerdings ist der Parameter  $k_b$  zusätzlich von der elektrischen Feldstärke abhängig.

Wie oben erwähnt, treten in der Regel neben den Ladungsverlusten durch initiale und säulenartige Rekombinationen weitere Verluste von Elektronen infolge von Verunreinigungen des Flüssig-Argons auf. Ausgehend davon, daß die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der Elektronen bis zur Absorption eine Funktion der Verunreinigung  $p$  und der Stärke des angelegten Feldes  $|\vec{E}|$  ist, läßt sich die gemessene Ladung mit einer theoretischen Funktion beschreiben [Hof76]:

$$Q = Q_0 2 \frac{\lambda}{d} \left[ 1 - \frac{\lambda}{d} \left( 1 - e^{-d/\lambda} \right) \right] \quad (3.4)$$

mit

$$\lambda = \lambda_0 |\vec{E}| = \alpha \frac{|\vec{E}|}{p}.$$

Dabei stehen  $Q$  und  $Q_0$  für die gemessene respektive die maximale Ladung. Die Größe  $d$  bezeichnet die Dicke der Flüssig-Argon-Schicht. Die Proportionalitätskonstante  $\alpha$  wurde von Hofmann et al. [Hof76] zu  $(0,150 \pm 0,003)$  ppm  $\text{cm}^2/\text{kV}$  bestimmt. Bei Miller et al. [Mil68] wurde ein Wert von  $0,12$  ppm  $\text{cm}^2/\text{kV}$  für Sauerstoffverunreinigungen  $< 10$  ppm angegeben.

## 3.2 Kalibration beim H1-Experiment

Wie in Kapitel 1.2 dargestellt wurde, ist die Genauigkeit der kalorimetrischen Energiemessung ganz wesentlich für die spätere physikalische Analyse im Experiment, primär z. B. für den zugängigen kinematischen Bereich bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktion. Die Kalibration soll den Zusammenhang zwischen dem Signal eines eindringenden Teilchens oder Jets und dessen ursprünglicher Energie mit der geforderten Präzision herstellen.

### 3.2.1 Prinzip der Kalibration

Für das H1-Kalorimeter erfolgt die Kalibration auf der Basis von Testdaten, die mit repräsentativen Kalorimetermodulen in Teststrahlen genommen wurden. Bei dieser Methode ist die Energie der Strahlteilchen bekannt und die Beziehung zwischen dem sichtbaren Signal und der Energie eines Teilchens erfolgt durch die Normierung auf die Strahlenergie. Die so gewonnene Kalibrationskonstante kann jedoch erst dann auf das eigentliche Experiment übertragen werden, wenn alle spezifischen Einflüsse des Kalibrationsexperimentes entkoppelt werden. Hierzu zählen insbesondere das inaktive Material vor dem Kalorimeter, Verunreinigungen des Flüssig-Argons und Unterschiede in der Elektronik.

Letztere können durch die Konversion des digitalisierten Signals in die sichtbare Ladung weitestgehend korrigiert werden. Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung gemäß Gleichung 3.2 und der deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  wird mittels der in Gleichung 2.8 definierten Sampling-Fraction hergestellt:

$$c_{\text{exp}} = \frac{E_{\text{dep}}}{Q} = \frac{2E_{\text{ion}}}{S_f \cdot e}.$$

Dabei ist  $E_{\text{ion}}$  die zur Erzeugung eines Ionenpaares benötigte Energie. Die Beziehung gilt jedoch nur, falls auf diesem Niveau die Einflüsse durch Verunreinigung des flüssigen Argons korrigiert sind. Dies läßt sich mit Kenntnis der absoluten und zeitlichen Effizienz der Ladungssammlung weitestgehend erreichen. Durch die Proportionalität der Kalibrationskonstanten zur inversen Sampling-Fraction ist die Kalibration im obigen Sinne von der Teilchensorte abhängig, so daß mit den Betrachtungen des vorherigen Kapitels für Elektronen

$$c_e = \frac{E_{\text{dep}}}{Q} \sim \frac{1}{S_{f,e}}$$

und für Hadronen

$$c_h = \frac{E_{\text{dep}}}{Q} \sim \frac{1}{S_{f,h}(E_{\text{dep}})}$$

folgt. Mit Hilfe von Gleichung 2.13 ergibt sich somit

$$c_h(E_{\text{dep}}) = \frac{e}{h}(E_{\text{dep}}) \cdot c_e.$$

Analog läßt sich für Myonen  $c_\mu = \frac{e}{\mu} \cdot c_e$  setzen.

Somit wird deutlich, daß sich aus der Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala die Skalen für Hadronen und Myonen ergeben. Die Übertragung der mit Hilfe von Testexperimenten erhaltenen Kalibration auf das H1-Experiment setzt jedoch baugleiche Module mit sehr engen Fertigungstoleranzen voraus, da sowohl die Sampling-Fraction  $S_{f,e}$  als auch die Verhältnisse  $e/h$  bzw.  $e/\mu$  unmittelbar von den verwendeten Materialien und der Geometrie des Aufbaus abhängen. Die zu bestimmende elektromagnetische Energieskala muß also in dem Sinne „ideal“ sein, als daß sie für die Kalibrationsexperimente und das H1-Kalorimeter identisch ist.

### 3.2.2 Ideale elektromagnetische Energieskala

Die ideale bzw. absolute elektromagnetische Energieskala führt neben der Bedingung eines idealen Kalorimeters mit homogenen und exakt definierten Absorber- und Gapdicken zu der Forderung nach Unabhängigkeit von Signalbeiträgen durch elektronisches Rauschen und Einflüssen durch inaktives Material vor den Kalorimetermodulen. Die bei Testexperimenten bekannte Strahlenergie kann nur dann der im Kalorimeter deponierten Energie gleichgesetzt werden, wenn keine durch inaktives Material vor dem Kalorimeter bedingte oder sonstige longitudinale bzw. laterale Energieverluste auftreten. Derartige Energieverluste sind energieabhängig und führen einerseits zu Abweichungen von der Linearität des Kalorimetersignals und andererseits — da die Tiefe des inaktiven Materials im Kalibrationsexperiment von der im H1-Experiment differiert — zu systematischen Verschiebungen bei der Energiebestimmung. Aus diesem Grund muß die aus der Normierung der Ladung auf die Strahlenergie erhaltene, im folgenden als lokale Kalibrationskonstante bezeichnete, Energieskala in Bezug auf die tatsächlich im Kalorimeter deponierte Energie ermittelt werden:

$$c_{\text{exp,lokal}} = \frac{E_{\text{Strahl}}}{Q} \rightarrow c_{\text{exp,ideal}} = \frac{E_{\text{dep}}}{Q}.$$

Die tatsächlich im Kalorimeter deponierte Energie läßt sich mittels detaillierter Simulationsrechnungen bestimmen. Von Gayler et al. [Gay91] wurde ein Verfahren entwickelt, welches durch die Forderung nach Gleichheit der rekonstruierten Energien für simulierte und reale Ereignisse die ideale Energieskala liefert. Die Methode wird in Kapitel 6.1 ausführlich beschrieben.

Die Bestimmung der Kalibration für Hadronen und Myonen auf Basis der idealen elektromagnetischen Skala erfordert durch die Aufteilung des Kalorimeters in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil die Ermittlung zweier Kalibrationskonstanten  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc}}$ ,  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}}$  für elektromagnetisch deponierte Energie. Für das hadronische Kalorimeter wurde die elektromagnetische Energieskala bis dato aus Simulationsrechnungen nach

$$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}} = \frac{c_{\text{MC}}^{\text{hac}}}{c_{\text{MC}}^{\text{emc}}} \cdot c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc}} \quad (3.5)$$

bestimmt. Die dimensionslosen Konstanten  $c_{\text{MC}}^{\text{hac}}$  und  $c_{\text{MC}}^{\text{emc}}$  konvertieren die in der Simulation sichtbare Energie im Blei- bzw. Stahlkalorimeter in die deponierte Energie. Das Verhältnis dieser inversen Sampling-Fractions hängt stark von den in der Simulation gewählten Abschneideparametern ab.

Für  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc}}$  existieren bereits Meßwerte aus früheren Testexperimenten, die einen mittleren Wert von 3,55 GeV/pC liefern. Die Variationen reichen von 3,41 GeV/pC für FBE bis 3,62 GeV/pC für BBE. Da Unterschiede in der Konstruktion der Kalorimeterringe in der Simulation berücksichtigt werden, bietet sich das Verhältnis

$$\frac{c_{\text{MC}}}{c_{\text{exp,ideal}}} = \frac{E_{\text{dep}}/E_{\text{vis}}}{E_{\text{dep}}/Q} = \frac{Q}{E_{\text{vis}}} \quad (3.6)$$

für einen Vergleich der Werte an. Es ergibt sich dann eine Schwankungsbreite von 3,0 %, die mit dem systematischen Fehler von 3,1 % — wobei die Effizienz der Ladungssammlung mit einer Unsicherheit von 2,5 % den größten Beitrag liefert — verträglich ist [And94b]. Damit ist die Genauigkeit der absoluten Energiebestimmung noch deutlich vom angestrebten 1 %-Niveau entfernt.

Der unter Verwendung von Gleichung 3.5 und den genannten Meßwerten der Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters ermittelte derzeitige Mittelwert für  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}}$  beträgt 7,05 GeV/pC mit einer Variation von 6,70 GeV/pC (FB,OF) bis 7,58 GeV/pC (CB) [And93b]. Die Schwankungsbreite folgt mit Gleichung 3.6 zu 2,5 %. Der systematische Fehler wird derzeit mit  $\sim 4,0\%$  angegeben [And93a] und liegt damit ebenfalls oberhalb des angestrebten 2 %-Niveaus.

### 3.2.3 Möglichkeiten der Kalibration mit HERA-Daten

Die HERA-Physik bietet mehrere Ereignissignaturen, die es ermöglichen, die aus den CERN-Testdaten erhaltene Kalibration zu überprüfen und zu rekalisieren.

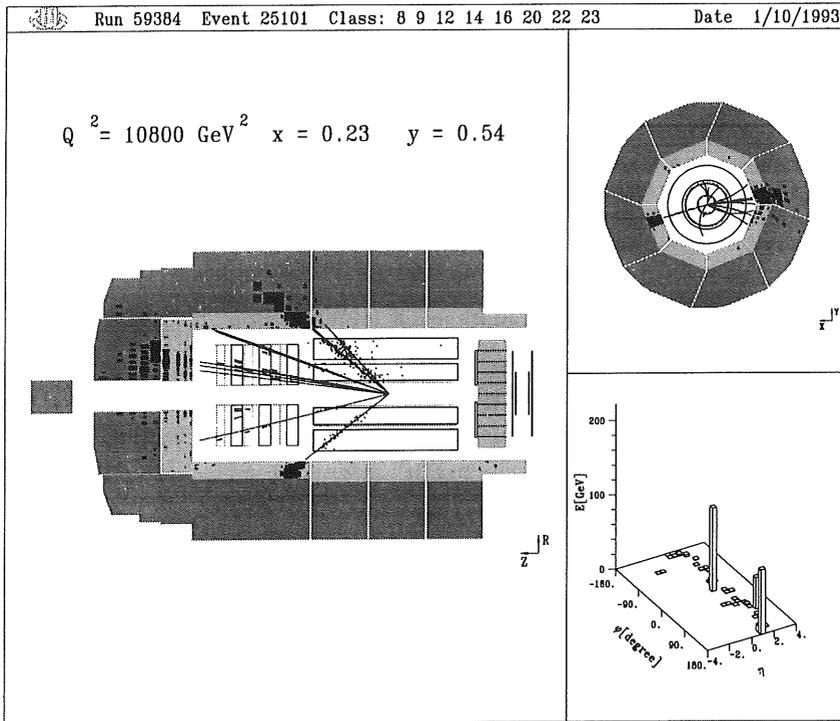
Für den zentralen Bereich (CB) des Kalorimeters besteht aufgrund der Ausrichtung der Ausleseeinheiten die Möglichkeit, Signale von kosmischen Myonen zu betrachten. Die direkte Messung des Myonsignals liefert eine Verifizierung der CERN-Energieskala bis auf  $\pm 8\%$  [Sti92].

Ein Teil der kosmischen Myonen induziert während der Durchquerung des Detektors  $\delta$ -Elektronen. Deren Impuls läßt sich mit den zentralen Spurkammern CJC bestimmen und mit der in den CB-Modulen gemessenen Energie vergleichen. Aus dem Mittelwert  $\langle E/p \rangle = 0,97 \pm 0,02$  folgt, verglichen mit der Energieskala aus CERN-Testdaten, ein Wert von  $-3\% \pm 2\%$  [Abt93].

Der vorwärtige Teil des Kalorimeters kann mit diesen Methoden nicht überprüft bzw. kalibriert werden. Für den IF-Bereich besteht jedoch prinzipiell die Möglichkeit der Überprüfung durch die Messung des effektiven Zwei-Photon-Massenspektrums aus dem Zerfall  $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

NC-Ereignisse, bei denen sowohl das gestreute Elektron als auch der Stromjet in das Flüssig-Argon-Kalorimeter gelangen, können für einen direkten Vergleich der elektromagnetischen und hadronischen Energien verwendet werden. Aus der Bedingung, daß die Transversalimpulse balanciert sein müssen, ergibt sich derzeit ein Mittelwert von  $\langle p_{h,\perp}/p_{e,\perp} \rangle = 0,95 \pm 0,03$ . Dieser Wert resultiert aus Ereignissen mit niedrigem  $Q^2$ , bei denen das Elektron vorzugsweise in den Rückwärtsbereich gestreut wird [Abt93]. Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron in den Vorwärtsbereich eindringt, sind bislang äußerst selten. Abbildung 3.5 zeigt solch ein „untypisches“ Ereignis mit einem Impulsübertrag  $Q^2 = 10800 \text{ GeV}^2$ , bei dem sowohl das gestreute Elektron als auch der hadronische Jet im FB1-Kalorimeterring landen.

Blümlein und Klein [Blü92] haben mit Simulationen gezeigt, daß für bestimmte  $(x, Q^2)$ -Bereiche und ab einer integrierten Luminosität von  $10 \text{ pb}^{-1}$  durch einen Vergleich des mittels der Elektron-Methode gemessenen neutralen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\text{NC}}^e$



**Abbildung 3.5:** Rekonstruiertes NC-Ereignis mit hohem  $Q^2$ . Sowohl das Elektron als auch der Stromjet gelangen in den FB1-Kalorimeterring.

mit dem aus der Jacquet-Blondel-Methode ermittelten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{NC}^{JB}$  ein Vergleich der elektromagnetischen und hadronischen Kalibration auf dem %-Niveau möglich sein wird.

Bei einer höheren Statistik wird es auch im FB-Bereich möglich sein, die Energieskala mittels tief-inelastischer NC-Ereignisse mit der erforderlichen Präzision zu überprüfen. Derzeit ist jedoch gerade für diesen Sektor die Kalibration mit Hilfe von CERN-Testdaten von besonderer Bedeutung.

# 4. Kalibrationsexperiment am CERN

Bereits im Zeitraum zwischen Juli 1989 und Juli 1990 wurden Messungen zur Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala für die einzelnen Ringe des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters am Europäischen Kernforschungszentrum CERN durchgeführt (vgl. Abbildung 3.1). Mit Beginn des H1-Experimentes sollte 1992 ein weiteres Testexperiment mit wesentlich erweiterten Zielsetzungen durchgeführt werden. Neben der Kalibration des FB1E-Kalorimetermoduls sollte erstmals die direkte Messung der elektromagnetischen Energieskala für das hadronische Kalorimeter erfolgen. Der Test sollte zudem Homogenitätsstudien dahingehend erweitern, als daß Untersuchungen des Energieverlustes in den  $\Phi$ -Cracks des Kalorimeters ermöglicht werden sollten. Ferner waren genauere Untersuchungen der Effizienz der Ladungssammlung im Flüssig-Argon geplant, um die systematische Unsicherheit zu reduzieren.

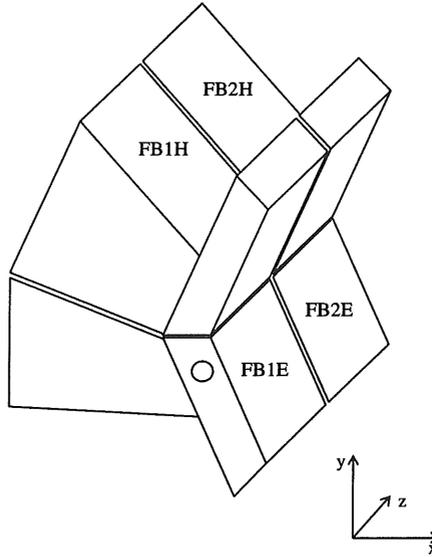
Im folgenden Abschnitt wird zunächst der Aufbau der Kalibrationsmodule und die jeweiligen Unterschiede zum H1-Kalorimeter beschrieben. Anschließend folgt die Darstellung der Anordnung des Testexperimentes und des Verfahrens der elektronischen Kalibration.

## 4.1 Aufbau der Kalibrationsmodule

Die zeitliche Überlagerung mit dem bereits laufenden H1-Experiment erforderte den Neubau der zu kalibrierenden Kalorimetermodule. Zudem ließen sich die oben genannten erweiterten physikalischen Zielsetzungen nur mit Modifikationen der ursprünglichen Kalorimeterkonstruktion realisieren. Zu den wesentlichen während der Planungs- und Konzeptphase zu berücksichtigenden Restriktionen zählten die räumlichen Dimensionen des Kryostaten und die noch aus der Serienproduktion verbliebenen Restbestände an Auslese- und Hochspannungsplatten.

### 4.1.1 Anordnung der Module im Kryostaten

Die Kalorimetermodule befanden sich in einem Stahlkryostaten mit oben liegender verschließbarer Öffnung, wobei ihre Anordnung der Situation im H1-Detektor entsprach: Zur Untersuchung von Energieverlusten in  $\Phi$ -Cracks wurden sowohl für die



**Abbildung 4.1:** Anordnung der Kalibrationsmodule im Kryostaten.

elektromagnetische, als auch für die hadronische Kalorimeterkomponente jeweils zwei Oktanten des FB1-Ringes benötigt. Dabei mußten infolge der vertikalen Begrenzung durch den Kryostaten im Fall der hadronischen Komponente halbe FBH-Module verwendet werden. Die Module wurden vertikal so übereinander angeordnet, daß der  $\Phi$ -Crack zwischen den elektromagnetischen Kalorimetern horizontal ausgerichtet war und analog zum H1-Kalorimeter eine Dicke von 8 mm aufwies. Der Testaufbau wurde in z-Richtung, die der Protonflugrichtung bei H1 entspricht, durch zwei Oktanten des FB2-Ringes analog zur Anordnung im H1-Detektor (vgl. Abbildung 3.1) komplettiert. Diese Module dienen lediglich der Messung etwaiger longitudinaler Energieverluste. Der Abstand der Module in z-Richtung („z-Crack“) war mit 16 mm um 6 mm breiter als beim H1-Kalorimeter. Abbildung 4.1 verdeutlicht die Anordnung der insgesamt vier elektromagnetischen und vier hadronischen Kalorimetermodule in Relation zur nominalen Strahleinschufposition. Der nominale Einschufwinkel des Teststrahls bzgl. der z-Richtung betrug  $\theta = 33,73^\circ$  und wurde während des gesamten Tests beibehalten.

Der sich zwischen den elektromagnetischen Modulen und der Kryostatinnenwand ergebende Hohlraum wurde im Strahlbereich mit einem Flüssig-Argon-Verdränger gefüllt. Dieser besteht aus jeweils 30 mm dicken Rohacellplatten, die mit Araldit zusammengeklebt sind.

### 4.1.2 Auslesestrukturen der elektromagnetischen Testmodule

Wie bereits erwähnt, mußten die Module eigens für den Testlauf gefertigt werden, wobei für eine durchgängige Bestückung der halben hadronischen Module mit Auslese- und Hochspannungsplatten genügend Restbestände vorhanden waren. Die Anordnung der Ausleseeinheiten für die vier elektromagnetischen Module mußte hingegen gemäß der kritischen Zahl an Restbeständen optimiert werden.

Sowohl für die FB1E- als auch für die FB2E-Module gibt es alternierend Hochspannungs- und Ausleseplatten, die senkrecht zur Protonflugrichtung respektive  $z$ -Richtung angeordnet sind. Davon befinden sich standardmäßig insgesamt 114 Absorberplatten mit Bleikern und 6 Absorberplatten ohne Bleikern in einem Stahlkasten. Dieser besteht aus jeweils einer 6 mm dicken Vorder-, Mittel- und Rückwand sowie 3 mm starken angeschweißten Seitenwänden. Gehalten werden die Hochspannungs- und Ausleseplatten durch neun durchgängige teflonbeschichtete Stahlstangen. Ringförmige Abstandshalter aus glasfaserverstärktem Epoxi (G10) mit einer Dicke von von 2,35 mm definieren die Dimension der mit Flüssig-Argon gefüllten Ionisationskammern. Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch die Konstruktion eines Stahlkastens. Die Stahlkästen bilden — bedingt durch das Gewicht des Bleis — keine selbsttragende Einheit. Erst durch Ankopplung an die hadronischen Module wird die Konstruktion stabil.

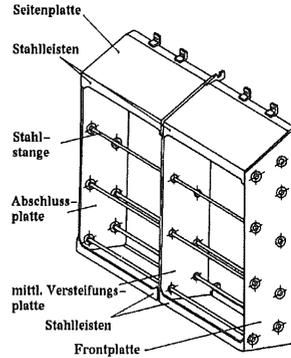


Abbildung 4.2: Stützkonstruktion des FB1E-Moduls.

Die Struktur einer Auslesezelle ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Eine Standardausleseeinheit besteht aus einer Hochspannungs- und einer Ausleseplatte, die beide einen 2,4 mm dicken Kern aus einer Blei-Antimon-Legierung aufweisen. Beidseitig auf den Kern geklebte G10-Schichten dienen der Stabilisation. Auf diese wiederum ist mit einem Spezialkleber die eigentliche Hochspannungs- bzw. Auslesestruktur angebracht.<sup>1</sup>

Die Hochspannungsschicht besteht aus einer Kupferlage, welche noch eine Kaptonfolie und eine hochohmige Schicht (HRC<sup>2</sup>), die aus einer Ruß-Epoxydharz-Mischung mit einem Oberflächenwiderstand von  $5 \text{ M}\Omega/\text{cm}^2$  besteht, trägt [And93a]. Die hochohmige Schicht führt die negative Hochspannung, so daß die im flüssigen Argon freigesetzten Elektronen zu der auf Massepotential liegenden Ausleseplatte driften und dort gesammelt werden. Die HRC-Schicht dient zudem als Schutz der Verstärker vor Spannungsüberschlägen, da die hochohmige Schicht den fließenden Strom begrenzt. Die Kaptonfolie dient als Abkopplungskapazität zur Unterdrückung von elektronischem Übersprechen [Fla87].

<sup>1</sup>Detaillierte Informationen zum Fertigungsverfahren und zur Qualitätsprüfung finden sich in [Gie90].

<sup>2</sup>High Resistive Coating.

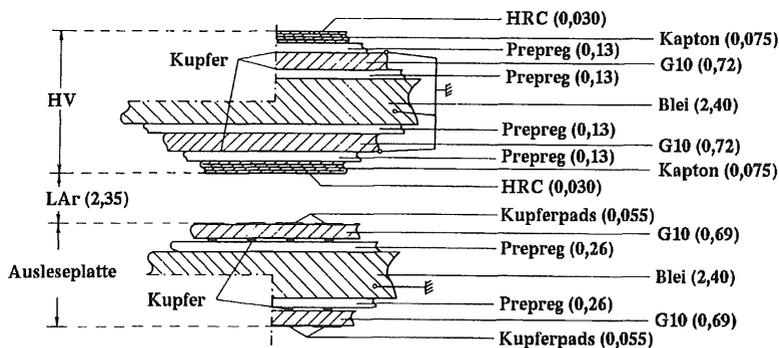


Abbildung 4.3: Schematische Struktur einer elektromagnetischen Auslesezone (Alle Maße in [mm]) [And93a].

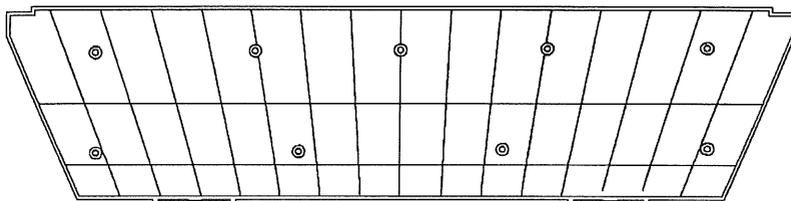


Abbildung 4.4: Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters.

Die aus Kupfer gebildete Ausleseschicht ist bei den FB1E-Platten in 48 sogenannte Pads eingeteilt — 16 in  $\Phi$ -Richtung und 3 in  $r$ -Richtung. Abbildung 4.4 zeigt die Struktur einer solchen Ausleseplatte. Für die FB1E-Module existieren drei Familien von Ausleseplatten, die durch unterschiedliche Dimensionen der Pads in der  $r$ -Projektion charakterisiert sind. Abhängig von der jeweiligen Familie bilden 4, 5 bzw. 6 Auslese-einheiten eine  $z$ -Lage, von denen es standardmäßig 12 pro Modul gibt.

Die Ausleseplatten der FB2E-Module besitzen in  $r$ -Richtung noch eine zusätzliche Reihe von Pads. Die Größe der Pads ist hier für alle Platten identisch. Insgesamt 8  $z$ -Lagen determinieren üblicherweise die longitudinale Segmentierung, wobei die ersten vier aus jeweils 7 Auslesezellen bestehen und die letzten vier mit jeweils 8 Platten aufgebaut sind.

Da die Restbestände an Platten nicht ausreichten, um alle vier Module vollständig und analog zur H1-Standardstruktur zu bestücken, wurden die Platten derart kombiniert, daß der zu untersuchende Kernbereich der FB1E-Module weitestgehend die richtige Auslesestruktur erhielt und die für die  $\Phi$ -Crack Studien notwendige Symmetrie in  $\Phi$  gegeben war. Die ersten vier  $z$ -Lagen der FB1E-Module wurden ausgespart und mit

einem Flüssig-Argon-Verdränger aus Rohacell gefüllt. Zusätzlich wurde in die Frontplatte des unteren Oktanten eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 10 cm geschnitten (vgl. Abbildung 4.1), so daß bei einer bestimmten Einschußposition durch das an dieser Stelle nicht bestückte Kalorimeter direkt in das hadronische Modul eingeschossen werden konnte. Die geringe Menge an totem Material ermöglichte dann eine unmittelbare Bestimmung der Energieskala des hadronischen Kalorimeters. Ferner wurden nur die ersten zwei  $z$ -Lagen der FB2E-Module mit Ausleseseinheiten gefüllt, was für die vorgesehenen Einschußpositionen zur vollständigen Erfassung der elektromagnetischen und hadronischen Teilchenschauer ausreichend war. Aus Tabelle 4.1 ist die standardmäßige Aufteilung der Ausleseplatten bei H1 sowie die im Test verwendete Auslesestruktur ersichtlich.

Die Hochspannungsversorgung der elektromagnetischen Module mußte gewährleisten, daß im Fall eines partiellen Ausfalls der Hochspannung die Gleichförmigkeit des Kalorimetersignals erhalten bleibt. Aus diesem Grund ist die Verkabelung optimiert worden: 8 Hochspannungsleitungen (1, ..., 8) wurden mit 8 HRC-Schichten von 4 aufeinanderfolgenden Hochspannungsplatten verbunden. Dieses Schema wiederholte sich zyklisch, so daß jede achte HRC-Schicht mit derselben Leitung

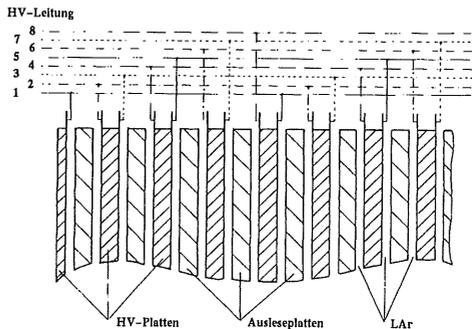


Abbildung 4.5: Hochspannungsversorgung der elektromagnetischen Module.

Bei Ausfall einer Leitung konnte somit nur ein Bruchteil eines Auslesesegementes ( $z$ -Lage) ausfallen, der von der Zahl der Hochspannungsplatten pro  $z$ -Lage und der Wiederholung der Hochspannungsleitungen abhängt. Dies ermöglichte bei der späteren Offline-Analyse entsprechende Korrekturen.

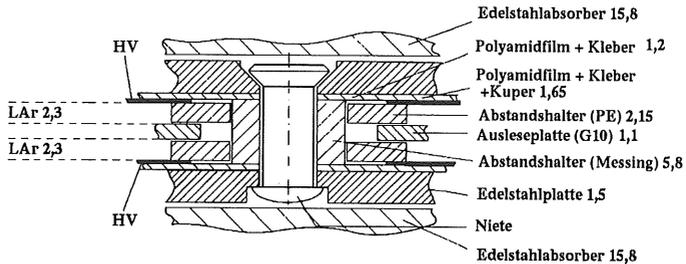
### 4.1.3 Auslesestrukturen der hadronischen Testmodule

Für die hadronischen Kalorimetermodule FB1H und FB2H wird Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Dies ermöglicht die Verwendung unabhängiger, selbsttragender Ausleseeinheiten. Insgesamt 32 Stahlplatten mit einer Dicke von 16 mm werden mit seitlich angebrachten Blechen verschweißt, so daß sie einen Abstand von jeweils 12 mm zueinander haben. In diesen Lücken befinden sich die Auslezellen, die zunächst aus zwei 1,5 mm dicken Stahlplatten, die das Flüssig-Argon-Gap unter Verwendung von Abstandshaltern definieren, bestehen. Die innenliegenden Flächen der Stahlplatten sind wie bei den elektromagnetischen Modulen mit einer Kaptonfolie beschichtet, auf der wiederum eine HRC-Schicht zur Einkopplung der Hochspannung angebracht ist. Eine in der Gap-Mitte angebrachte beidseitig kupferkaschierte G10-Platte dient als Auslesekarte und sammelt die im flüssigen Argon erzeugten Ladungsträger auf. Die Positionierung der Ausleseplatten erfolgt mit Hilfe von 2,15 mm starken Polyäthyl-

z-Lage	FB1E (H1-Kalorimeter)		FB1E (Kalibrationsmodule)		
	Familie	# Platten	Familie	# Platten	
0	1	4	—	—	
1	1	4	—	—	
2	1	4	—	—	
3	1	4	—	—	
4	2	5	1	5	
5	2	5	1	5	
6	2	5	2	5	
7	2	5	2	5	
8	3	6	3	6	
9	3	6	3	6	
10	3	6	FB2E-Platten	6	
11	3	6	FB2E-Platten	6	
		FB2E (H1-Kalorimeter)		FB2E (Kalibrationsmodule)	
0	1	7	1	7	
1	1	7	1	7	
2	1	7	—	—	
3	1	7	—	—	
4	1	8	—	—	
5	1	8	—	—	
6	1	8	—	—	
7	1	8	—	—	

**Tabelle 4.1:** Aufteilung der Ausleseplatten der elektromagnetischen Module im H1-Experiment und beim Testaufbau.

lenringen [And93a]. Die schematische Struktur einer hadronischen Auslesezelle ist in Abbildung 4.6 zu sehen.



**Abbildung 4.6:** Schematische Struktur einer hadronischen Auslesezelle (alle Maße in [mm]) [And93a].

Die Kupferplatinen sind analog zum elektromagnetischen Kalorimeter in Pads, die typischerweise viermal so groß sind, eingeteilt. Für die Testkalorimeter ergaben sich infolge der Verwendung halber Module in  $\Phi$ -Richtung nur 4 anstelle von 8 Pads pro hadronischem Kalorimeter. In  $r$ -Richtung sind die FB2H-Module 6-fach unterteilt. Für die vorderen FB1H-Module wurden hingegen OF1H-Ausleseeinheiten verwendet, die eine zusätzliche Auslesereihe in  $r$ -Richtung besitzen, so daß sich ebenfalls eine 6-fache Unterteilung ergab. Standardmäßig besitzen die FB1H-Komponenten bei der Auslese in  $z$ -Richtung 6 Einteilungen mit 3 unterschiedlichen Dicken; für diesen Test wurden die ersten 4  $z$ -Lagen zu 2  $z$ -Lagen gleicher Dicke zusammengefaßt (vgl. Tabelle 4.2).

Die Auslesestruktur der Kalibrationsmodule in  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Richtung ist in Abbildung 4.7 schematisch skizziert. Bei der Datennahme wurden alle 384 hadronischen Kanäle ausgelesen. Die Auslese der elektromagnetischen Komponenten beschränkte sich in  $\Phi$ -Richtung für die oberen Module auf die untere Hälfte und für die unteren Module auf die oberen vier Drittel. Somit ergaben sich insgesamt 680 elektromagnetische Kanäle. Die übrigen prinzipiell vorhandenen Auslesekanäle wurden zur Definition des Potentials geerdet.

## 4.2 Experimentelle Anordnung

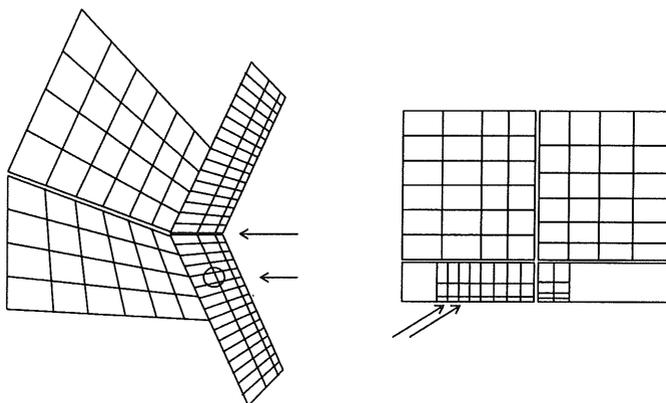
### 4.2.1 Teststrahl

Die Messungen wurden am H6-Teststrahl in der Nordhalle des SPS<sup>3</sup> durchgeführt. Protonen werden im SPS auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt und periodisch in Abständen von 14,4 s für eine Dauer von 2,4 s auf ein Berylliumtarget T1 (vgl. Abbildung 4.8) gelenkt. Dabei entsteht ein Strahl von Sekundärteilchen wie K-Mesonen,

<sup>3</sup>Super Proton Synchrotron.

z-Lage	FB1H (H1-Kalorimeter)	FB1H (Kalibrationsmodule)
	# Platten	# Platten
0	4	9 (OF1H-Platten)
1	4	
2	5	
3	5	9 (OF1H-Platten)
4	6	6 (OF1H-Platten)
5	6	6 (OF1H-Platten)
FB2H (H1-Kalorimeter)		FB2H (Kalibrationsmodule)
0	7	7
1	7	7
2	8	8
3	9	9

**Tabelle 4.2:** Aufteilung der Ausleseplatten der hadronischen Module im H1-Experiment und beim Testaufbau.



**Abbildung 4.7:** Schematische Vorderansicht und Aufsicht der Auslesestruktur der Kalibrationsmodule.

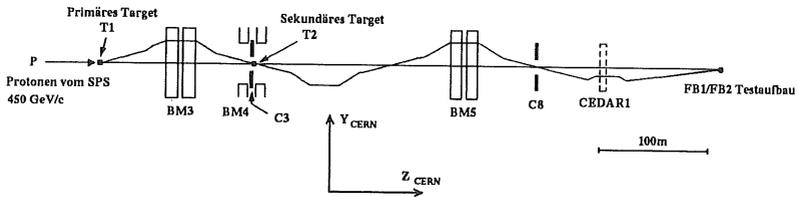


Abbildung 4.8: Teststrahl H6 am CERN, vertikale Ebene.

Pionen und Elektronen im Energiebereich 3,7 bis 280 GeV.<sup>4</sup> Für Impulse kleiner als 100 GeV/c wurden die Teilchen im sogenannten tertiären Betriebsmodus [Coe85] mittels Quadrupolen und Ablenkmagneten (BM3, BM4) auf ein sekundäres Target T2, das sich 370 m vor dem Testexperiment befand, fokussiert. Dieses Target bestand aus 6 mm Blei für einen Elektronenstrahl und aus 1 m Polyäthylen für einen mit Pionen angereicherten Strahl. Die Strahlbreite wurde über die Kollimatoren C3 reguliert. Durch weitere Magnete (BM5) und Kollimatoren (C8) erfolgte die Selektion gewünschter Impulse. Für den November-Test wurden im tertiären Modus die Energien 20, 30, 50 und 80 GeV für Elektronen und Pionen verwendet. Für Impulse größer als 100 GeV/c wurden im sekundären Betriebsmodus — ohne das Target T2 — Elektronen unter Ausnutzung der Synchrotronstrahlung mit Hilfe des Kollimators C3 von Pionen separiert, so daß für die Testmessungen ein weiterer Pionstrahl mit 120 GeV selektiert werden konnte.

Die Impulsaufösung des Teststrahls wird durch die Magnete und Kollimatoren bestimmt und betrug 0,8 % für Pionen und Elektronen mit  $p < 100$  GeV/c und 0,05 % für Pionen mit  $p > 100$  GeV/c. Die bei der Kalibration zu berücksichtigende Genauigkeit des Impulses bezüglich des absoluten Teilchenimpulses betrug [Els92]:

$$\frac{\delta\langle p \rangle}{\langle p \rangle} = \frac{150 \text{ MeV}}{\langle p \rangle} \oplus 0,5 \%. \quad (4.1)$$

Somit bewegte sich die systematische Unsicherheit des mittleren Teilchenimpulses zwischen 0,90 % bei 20 GeV und 0,32 % bei 120 GeV.

Etwa 100 m vor dem eigentlichen Testaufbau befand sich ein mit Helium gefüllter differentieller Čerenkov-Zähler (CEDAR) C1, der der Teilchenidentifizierung im Strahl diente. Dieser bestand aus acht ringförmig angebrachten Photomultipliern, die unter einem festen Winkel  $\theta$  zur optischen Achse des Strahls angeordnet waren. Der Winkel des von Teilchen abgestrahlten Čerenkovlichtes ist gemäß der Beziehung  $\cos(\theta) = (n \cdot \beta)^{-1}$  abhängig vom Brechungsindex  $n$  des durchquerten Mediums sowie von der in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit angegebenen Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$ . Durch eine Variation des He-Gasdruckes, was einer Variation des Brechungsindex  $n$  entspricht, wurde für die verschiedenen Teilchenimpulse das Čerenkovlicht auf die umliegenden

<sup>4</sup>Am Target T1 werden die Strahlen H6 und H8 erzeugt, die sich gegenseitig in Bezug auf den maximalen Teilchenimpuls limitieren. Für die vorliegenden Messungen lieferte der H6-Strahl eine Primärenergie von 120 GeV.

Photomultiplier gelenkt. Die Effizienz der Teilchentrennung nimmt mit steigenden Teilchenimpulsen jedoch leicht ab, da die für den Nachweis von Elektronen und Pionen notwendigen Druckunterschiede immer kleiner werden [Bov82].

Der Richtung des Teststrahls folgend wurde etwa 24 m vor dem Kryostaten noch ein Ablenkmagnet (B9) zur vertikalen Strahlregulierung, ein horizontaler Fingerszintillationszähler (B1) und eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC1) im Strahl installiert. Zwei vor der Kammer positionierte Flächenszintillationszähler (W1, W2) lieferten bei Koinzidenz der Signale ein Triggersignal für die Auslese der Vieldrahtproportionalkammern.

Die sich anschließenden Elemente des Strahlbereichs in der Nähe des Kryostaten sind schematisch in Abbildung 4.9 dargestellt. Auf einem höhenverstellbaren Tisch war neben einer zweiten Vieldrahtproportionalkammer (MWPC2) ein weiterer vertikaler Fingerszintillationszähler (B2) sowie ein Lochzähler (HC)<sup>5</sup> installiert. Mit Hilfe der Zähler B1 und B2 wurde die Strahlachse definiert und der Strahlquerschnitt auf die Überlappungsfläche der beiden Fingerzähler von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  begrenzt. Die beiden MWPC bestanden aus zwei Drahtebenen, die um  $90^\circ$  zueinander angeordnet waren, so daß die Strahlposition in horizontaler und vertikaler Ebene gemessen werden konnte. Jede Kammer besaß eine aktive Fläche von  $25,4 \times 25,4 \text{ cm}^2$ , gebildet aus 128 Drähten im Abstand von jeweils 2 mm. Mit Hilfe der MWPC lassen sich Ereignisse mit zwei oder mehr Strahlteilchen, deren Signale sich im Kalorimeter überlagern, verwerfen.

Der Lochzähler diente in Verbindung mit einer Vetowand (VM)<sup>6</sup> der Identifizierung von Teilchen aus dem Strahlhalo. Eine 1 cm ( $\approx 2X_0$ ) starke vor der Vetowand positionierte Bleiwand erhöhte deren Signaleffizienz in Bezug auf Photonen, die aus Bremsstrahlungsprozessen von Elektronen oder aus  $\pi^0$ -Zerfällen stammen. Vor dem Kryostaten befand sich schließlich noch eine 40 cm dicke Eisenwand, die verhinderte, daß von den Kalorimetern rückgestreute Teilchen in der Vetowand ein unerwünschtes Signal erzeugten.

Der Kryostat war fahrbar montiert, so daß die Strahleinschußposition in horizontaler ( $x_{\text{CERN}}$ ) Richtung durch Verschieben des Kryostaten erfolgte. In vertikaler ( $y_{\text{CERN}}$ ) Richtung wurde der Strahl mit Hilfe des Ablenkmagneten B9 positioniert. Der höhenverstellbare Tisch mit dem Fingerzähler B2, der MWPC2 und dem Lochzähler HC konnte synchron mitgefahren werden. Die Strahleintrittsöffnung des Kryostaten hatte einen Durchmesser von 60 cm.

Hinter dem Kryostaten befanden sich zwei sogenannte Myonwände M1 und M2. Erstere diente vorwiegend der Registrierung von Energieverlusten hinter den hadronischen Kalorimetermodulen. Die zweite Myonwand M2 befand sich hinter einem  $14 \lambda$  tiefen Eisenblock und wurde zum Nachweis von Myonen, die überwiegend aus Pionzerfällen im Strahl stammen, verwendet. Die Myonwände hatten den gleichen Aufbau wie die Vetowand VM. Zur Energiebestimmung von Pionen, die ihre Energie nicht vollständig

---

<sup>5</sup>Hierbei handelte es sich um einen Szintillationszähler mit einer Fläche von  $120 \times 20 \text{ cm}^2$ , der ein Loch mit einem Durchmesser von 5,2 cm enthielt.

<sup>6</sup>Diese bestand aus 10 nebeneinander und leicht überlappend angeordneten Szintillationszählern, die jeweils eine Fläche von  $120 \times 20 \text{ cm}^2$  hatten.

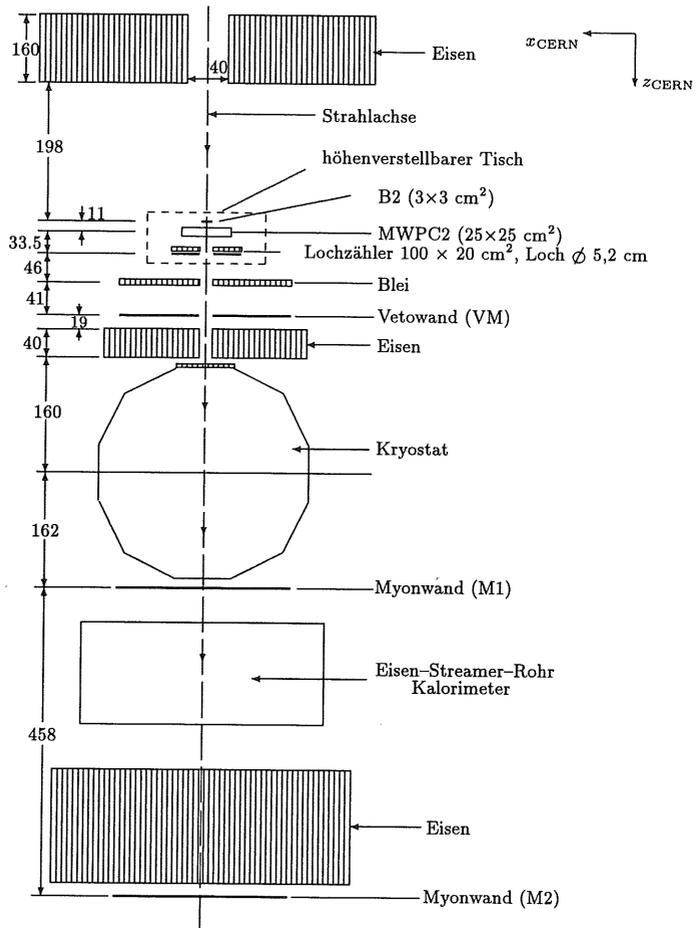


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Elemente des Strahlbereichs in der Nähe des Kryostaten nach einer Darstellung in [Zei91] (alle Maße in [cm]).

im Kalorimeter deponieren, war zwischen den Myonwänden M1 und M2 ein etwa  $4,5 \lambda$  tiefes Eisen-Streamer-Rohr Kalorimeter angeordnet. Detaillierte Informationen hierzu sind in [Ber93] und [Bra93] zu finden.

### 4.2.2 Trigger

Der Trigger hat die Funktion, unerwünschte Ereignisse von gewünschten zu separieren und entsprechende Start- und Stoppsignale für die Datennahme zu liefern. Diese Vorselektion hat einerseits aufgrund der begrenzten Speicherkapazität der Auslese zu erfolgen, andererseits wird hierdurch bereits bei der Datennahme eine Anreicherung bestimmter Ereignisse erzielt. Während der Dauer eines Strahlpulses von 2,4 s reagierte der Trigger auf drei Klassen von Ereignissen: Reale Strahlteilchen, leere Ereignisse und gepulste Ereignisse.

Zu den gewünschten *realen Strahlteilchen* zählten Elektronen, Pionen und in geringem Maß auch Myonen. Elektronen und Pionen konnten mit Hilfe des Čerenkovzählers C1 identifiziert werden. Die notwendigen Triggerbedingungen lauten somit:

$e/\pi/\mu$	$B1 \wedge B2 \wedge \neg HC$	Teilchen auf der Strahlachse
$e, \pi$	$C1 \wedge e/\pi/\mu$	Teilchen auf der Strahlachse und von C1 als Elektron bzw. Pion identifiziert
$\mu$	$VM \wedge M1 \wedge M2$	Myon aus dem Strahlhalo

Informationen über das Rauschen bzw. den Untergrund im Kalorimeter wurden durch die Aufzeichnung von *leeren Ereignissen*, bei denen sich kein reales Teilchen im Kalorimeter befindet, gewonnen. Dieser sogenannte „Random“-Trigger lieferte 10 ms, nachdem ein Teilchen die vorderen Szintillatoren passiert hat, aber noch innerhalb der Paketlänge von 2,4 s, ein Signal für die Auslese des Kalorimeters. Ferner bestand noch die Möglichkeit, das Kalorimeter durch ein vom Online-Rechner vorgegebenes Signal außerhalb eines Teilchenpakets auszulesen (Artificial Trigger).

Schließlich dienten *gepulste Ereignisse* (Kalibrationstrigger) der laufenden Überprüfung der elektronischen Kalibration, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

Die relative Häufigkeit der verschiedenen Ereignisklassen wurde über einen Prescaler reguliert, wobei der Anteil der leeren Ereignisse  $\sim 2 - 5\%$  betrug und der Anteil der gepulsten Ereignisse in der Größenordnung von  $\sim 1\%$  lag. Bei der Datennahme wurden die entsprechenden Triggersignale als Flaggen mitgeschrieben.

### 4.2.3 Elektronische Auslese

Das Design der elektronischen Auslese und des Kalibrationssystems orientiert sich am H1-System. Die Ausleseketten sind schematisch in Abbildung 4.10 dargestellt und wird im folgenden näher erläutert.

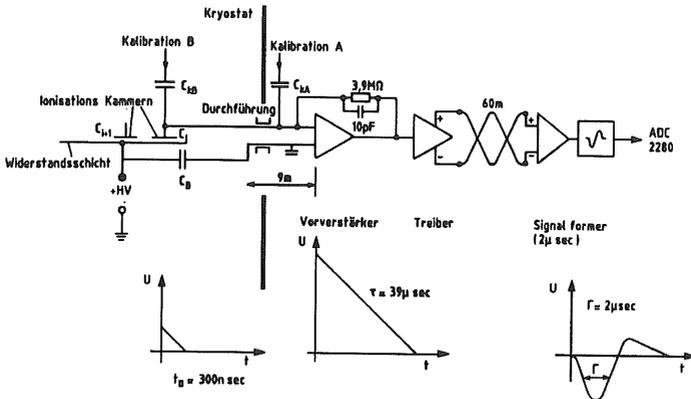


Abbildung 4.10: Schematische Anordnung der Ausleseketten [Gre90].

Ein das Kalorimeter durchquerendes geladenes Teilchen erzeugt in den Auslesezellen  $C_i$  bzw.  $C_{i+1}$ , deren Kapazität jeweils durch die zu einem Auslesekanal zusammengefaßten Ionisationsschichten bestimmt ist, freie Ladungsträger, die infolge ihrer Bewegung im angelegten elektrischen Feld ein Signal von  $\approx 300$  ns Dauer induzieren. Dieses Signal wurde über spezielle Durchföhrungen aus dem Kryostaten heraus in die erste Vorverstärkerstufe, die sich auf einer Plattform oberhalb des Kryostaten befand, eingespeist. Diese Stufe generierte ein Signal mit einer Zeitkonstanten von  $39 \mu\text{s}$ . Ein Treiber transformierte das unipolare Signal in ein bipolares, das dann mit 60 m langen Kabeln zur zweiten Verstärkerstufe in den Meßraum geföhrt wurde. Nach einem bipolaren Signalformer hatte das Signal eine Halbwertsbreite von  $2 \mu\text{s}$ . Die Signale wurden in einer Sample & Hold Einheit zwischengespeichert und anschließend seriell in die ADC (Analog-Digital-Konverter) eingeleitet. Zwei unterschiedliche Verstärkungen (Gains) dienen dazu, den dynamischen Bereich von 12 Bit auf 14 Bit für 360 der insgesamt 1064 Kanäle des Testaufbaus zu erweitern, so daß damit 1424 der 2024 ADC-Kanäle belegt waren.

Die Auslese der ADC wurde über drei untereinander vernetzte Rechner gesteuert. Ein Micro-Vax Rechner sorgte für die Steuerung des Datenflusses und die Speicherung der Daten auf Magnetbändern. Ein 68k-Prozessor regelte in Verbindung mit einem Sequenzer die zeitliche Abfolge der Signale sowie das Pulsen der elektronischen Kalibration. Die Signale wurden in einen FIFO<sup>7</sup>-Speicher geschrieben, der wiederum von einem schnellen 16 Bit Mikroprozessor (CAB) ausgelesen wurde [Bra88]. Nach Ereignissen zusammengefaßt, wurden die Signale an den Micro-Vax Rechner weitergeleitet. Bei der Online-Datennahme wurden keine Schnitte zur Rauschunterdrückung oder sonstige Korrekturen vorgenommen. Die Korrekturen der Offline-Analyse werden in Kapitel 5.2 beschrieben.

<sup>7</sup>First In First Out.

#### 4.2.4 Ladungseichung

Die für jeden Kanal  $j$  in digitalisierter Form vorliegenden Signale  $A$  müssen in die korrespondierenden Ladungen  $Q$  konvertiert werden. Die bei dieser Ladungseichung verwendete Funktion geht von einer linearen Digitalisierung aus, berücksichtigt jedoch Nichtlinearitäten bei großen Signalen. Als Ansatz wird daher ein Polynom dritten Grades verwendet [Jac89]:

$$Q_0 = p_0 + p_1 \cdot A \quad (4.2)$$

$$Q(A) = Q_0 + p_2 \cdot Q_0^2 + p_3 \cdot Q_0^3. \quad (4.3)$$

Der Parametersatz  $p_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3$ ) muß individuell für jeden Kanal bestimmt werden. Hierzu wurden zwei Verfahren der elektronischen Kalibration verwendet, die auch beim H1-Kalorimeter angewendet werden:

##### Warme elektronische Kalibration

Bei diesem Verfahren werden die einzelnen Kanäle über einen Koppelkondensator mit einer Kapazität von  $(10 \pm 0, 1)$  pF mit einer Ladung gemäß  $Q_p = U \cdot C$  gepulst. Die Ladung wird dabei außerhalb des Kryostaten vor der ersten Verstärkerstufe eingespeist (vgl. Abbildung 4.10, Kalibration A). Dabei teilt sich das Signal in einen Teil, der direkt in den Vorverstärker gelangt und einen Teil, der zunächst zum Kalorimeter gelangt, dort reflektiert wird und anschließend mit zeitlicher Verzögerung den Vorverstärker erreicht. Dieses Verfahren ermöglichte es, die Parameter  $p_i$  näherungsweise für einen Kanal  $j$  zu bestimmen, falls die nachfolgend beschriebene kalte Kalibration für diesen Kanal ausgefallen ist. Die Umrechnung der Parameter erfolgt dann nach der Beziehung [Jac92b]

$$p_{i,j}^{\text{kalt}} = \frac{p_{i,k}^{\text{kalt}}}{p_{i,k}^{\text{warm}}} \cdot p_{i,j}^{\text{warm}}.$$

Der Index  $k$  bezeichnet den Nachbarkanal des Kanals  $j$ .

##### Kalte elektronische Kalibration

Das Verfahren der kalten elektronischen Kalibration ist das Standardverfahren zur Ladungseichung. Analog zum oben beschriebenen Verfahren werden die einzelnen Kanäle in Gruppen mit einer Ladung  $Q_p$  gepulst. Die Ladung wird jedoch über Koppelkondensatoren mit einer Kapazität von  $(47 \pm 0, 1)$  pF, die sich in unmittelbarer Nähe der Kalorimeter innerhalb des Kryostaten befinden, eingespeist (vgl. Abbildung 4.10, Kalibration B). Hierdurch wird gewährleistet, daß das ausgelesene Signal  $A(Q_p)$  die gesamte Auslekette durchläuft. Die Parameter in Gleichung 4.3 können dann durch eine Anpassung der Abhängigkeit des gemessenen Signals  $A$  von der gepulsten Ladung  $Q_p$  für jeden Kanal bestimmt werden.

Die kalte elektronische Kalibration wurde typischerweise einmal pro Tag vorgenommen. Während der eigentlichen Datennahme wurden zur permanenten Überprüfung der Kalibration noch gepulste Ereignisse aufgenommen. Die hierbei simultan auf jeden Kanal gepulste Ladung betrug  $7, 25$  pC. Bei der späteren Offline-Analyse liefert die Abweichung der Ladung in den einzelnen Kanälen ein Maß für die Güte der Kalibration.

# 5. Analyse der Kalibrationsmessungen

In diesem Kapitel wird die Analyse der Kalibrationsmessungen beschrieben. Zunächst werden die Selektionskriterien für die Ereigniswahl erläutert. Im Anschluß folgt die Darstellung der notwendigen Korrekturverfahren und der jeweiligen Ergebnisse.

## 5.1 Datennahme und Ereignisselektion

Die Messungen wurden in sogenannten Runs durchgeführt. Diese unterscheiden sich voneinander durch die Teilchenart, Strahlenergie, Einschußposition und Zahl der Ereignisse. Zur Bestimmung der Energieskala des elektromagnetischen Kalorimeters wurden Daten mit Elektronen und Pionen bei Energien von 20, 30, 50 und 80 GeV und einer Ereignisstatistik von etwa 5000 pro Run genommen. Der Ermittlung der Energieskala des hadronischen Kalorimeters dienten ebenfalls mit diesen Teilchen und Energien aufgezeichnete Daten, jedoch mit anderen Einschußpositionen bei etwa 10000 Ereignissen pro Run und einer zusätzlichen Pionenergie von 120 GeV. Ferner wurden mit Elektronen bei den genannten Energien für zwei unterschiedliche Einschußpositionen in  $x_{\text{CERN}}$ -Richtung vertikale Homogenitätsstudien gemacht (vgl. Abbildungen 4.1, 4.7). Diese sind mit Pionen und den Energien 30, 50, 80 und 120 GeV wiederholt worden. Ein horizontaler Scan mit 20 GeV Elektronen innerhalb des  $\Phi$ -Crack ergänzte diese Untersuchungen. Die Statistik der Ereignisse lag zwischen 4000 und 5000 pro Run. Insgesamt vier über die Testperiode verteilte Hochspannungskurven — drei mit Elektronen und eine mit Pionen — sowie etwa alle ein bis zwei Tage durchgeführte Stabilitätsruns vervollständigten das Programm.

Bei der Analyse der Daten müssen zunächst die unerwünschten Ereignisse herausgefiltert werden. Analog zu den in Kapitel 4.2.2 genannten Triggerbedingungen lassen sich anhand der auf Band geschriebenen Triggerflaggen Strahlereignisse zunächst von leeren oder gepulsten Ereignissen trennen. Ferner müssen für reale Teilchen die Bedingungen  $B1 \wedge B2$  sowie  $\neg HC$  erfüllt sein. Ein Schnitt gegen Myonen erfolgt durch die Bedingungen  $\neg VM$ ,  $\neg M1$ ,  $\neg M2$ . Zudem werden Teilchen mit Pileup-Signalen und Doppeltreffern in den MWPC verworfen.

Infolge eines Fehlers bei der Datennahme wurde die Flagge für den Čerenkovzähler C1 nicht auf Band geschrieben. Da es zudem Probleme bei der Stabilität des Helium-Gasdruckes gab, werden im folgenden Abschnitt daher zunächst Untersuchungen zur Effizienz und Verbesserung der Trennung von Elektronen und Pionen vorgestellt.

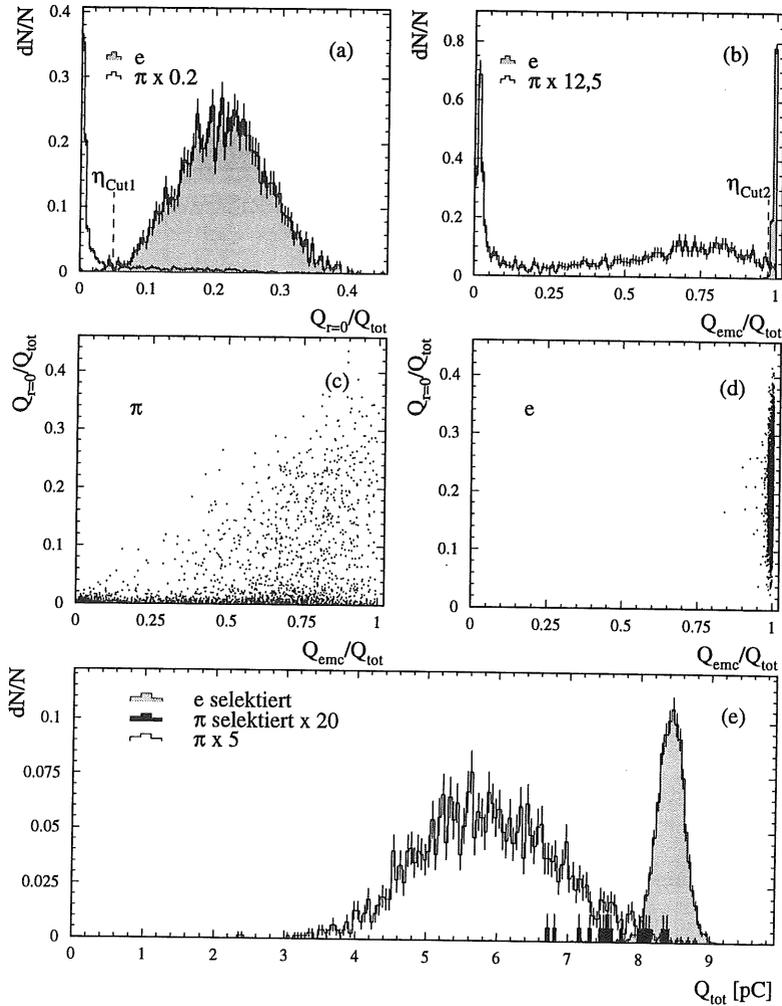
### 5.1.1 Trennung von Elektronen und Pionen

Bei der Online-Teilchenidentifizierung mit Hilfe des Čerenkovzählers C1 wurde beim Ansprechen der 8 Photomultiplier eine 6-fache Koinzidenz gefordert. Zur Abschätzung der Effizienz des Zählers zur Trennung von Elektronen und Pionen wurde in den Elektronendaten nach hadronischen Ereignissen gesucht, deren Ladungsdeposition im hadronischen Kalorimeter  $> 25\%$  ist. Diese Bedingung wird von  $75\%$  der Pionen erfüllt. Die „nicht erfolgreiche“ Suche ergibt bei  $30\text{ GeV}$  eine obere Grenze des Pionuntergrundes von  $1 : 10^{-4}$ , die sich auch für höhere Energien nicht signifikant ändert. Dies entspricht der Größenordnung der für diesen Zählertyp angegebenen Rate der als Elektronen identifizierten Pionen bei einem  $30\text{ GeV}$  Elektronstrahl [Els92]. Für den Elektronuntergrund in den Piondaten kann die gleiche Größenordnung angenommen werden [Bov82].

Somit können die Daten als sehr rein angesehen werden. Um speziell für die Kalibrationsruns den geringen Untergrund in der späteren Analyse noch stärker unterdrücken zu können, wurde ein Teil der vorliegenden Elektron- und Piondatensätze zur Festlegung von topologischen Schnitten zur Elektron-Pion-Trennung verwendet. Der — im Vergleich zu hadronischen Kaskaden — frühere Startpunkt elektromagnetischer Schauer gleicher Energie führt zu einem ausgeprägten Elektronsignal bereits in der ersten  $r$ -Lage des FB1E-Moduls. Abbildung 5.1 (a) zeigt die Verteilungen für das Verhältnis der in der ersten  $r$ -Lage zu der im gesamten Kalorimeter deponierten Ladung ( $Q_{r=0}/Q_{\text{tot}}$ ) für Elektronen und Pionen bei einer Energie von  $30\text{ GeV}$ . Für die Klassifizierung eines Ereignisses als Elektron oder Pion bietet sich hier die Festlegung eines Schnittparameters  $\eta_{\text{Cut1}} = Q_{r=0}/Q_{\text{tot}}$  an. Bei einem Wert  $> 0,05$  wird ein Ereignis als Elektron-Ereignis definiert. Die Trennung kann formuliert werden als [And94a]:

$$T_{e/\pi} = \frac{\text{relative } e\text{-Ausbeute}}{\text{Anteil der falsch identifizierten } \pi} \quad (5.1)$$

Bei einer relativen Elektron-Ausbeute bzw. Elektron-Effizienz von  $99\%$  ergibt sich bei Anwendung des obigen Schnittes ein Trennungsfaktor von  $\approx 10$ . Eine weitere charakteristische Größe mit der Möglichkeit der Elektron-Pion-Trennung ergibt sich aus den geringen longitudinalen Energieverlusten elektromagnetischer Kaskaden ins hadronische Kalorimeter. In Abbildung 5.1 (b) sind die entsprechenden Verteilungen für das Verhältnis der im elektromagnetischen Kalorimeter zu der im gesamten Kalorimeter deponierten Ladung  $Q_{\text{emc}}/Q_{\text{tot}}$  dargestellt. Die Festlegung eines Schnittparameters  $\eta_{\text{Cut2}} > 0,98$  für dieses Verhältnis führt bei einer Elektron-Effizienz von  $98\%$  zu einer Trennung  $T_{e/\pi} \approx 130$ . Die Abbildungen 5.1 (c) und (d) zeigen die entsprechenden Korrelationen für Pionen und Elektronen. Die kombinierte Anwendung beider Schnitte liefert eine weitere Verbesserung um einen Faktor zwei. Abbildung 5.1 (e) zeigt ein ursprüngliches Pionspektrum, sowie das Pionspektrum und ein Elektronspektrum nach



**Abbildung 5.1:** Trennung von Elektronen und Pionen am Beispiel von 30 GeV. In (a) sind die normierten Verteilungen in Abhängigkeit von  $Q_{r=0}/Q_{tot}$  aufgetragen. In (b) sind die Spektren als Funktion von  $Q_{emc}/Q_{tot}$  zu sehen. Die Figuren (c) und (d) zeigen die Korrelation der Schnitte für Pionen und Elektronen. Das ursprüngliche Pionspektrum, sowie die Elektron- und Pionspektren nach der Anwendung der Akzeptanzschnitte  $\eta_{Cut1} > 0,05$  und  $\eta_{Cut2} > 0,98$  sind in (e) gezeigt. Die Pionverteilungen sind in den Darstellungen mit den angegebenen Faktoren multipliziert worden.

der Teilchenselektion. Die Pionspektren sind stark überhöht dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, daß die nach Anwendung der Schnitte wenigen verbleibenden Pionen sich im höherenergetischen Teil des Spektrums befinden und daher in Verbindung mit der geringen Statistik zu keiner signifikanten Verschiebung des Ladungsmittelwertes des Elektronspektrums führen.

Die in der weiteren Analyse angewandten Schnitte zur Elektron-Pion-Trennung reduzieren den abgeschätzten Pionuntergrund von  $1 : 10^{-4}$  in den Elektronen Daten um einen weiteren Faktor  $\sim 10^2$ , so daß die Pionverunreinigung der Elektronen Daten im folgenden vernachlässigt werden kann.

## 5.2 Ladungskorrekturen

Bei den Kalibrationsmessungen wird das für jeden Kanal gemessene Signal in der Regel durch verschiedene Effekte derart verfälscht, daß es zu Abweichungen der Proportionalität zwischen beobachteter Ladung und deponierter Energie kommt. Diese Effekte sind einerseits auf die Elektronik und die Hochspannungsversorgung zurückzuführen, andererseits wirken sich Unterschiede zwischen dem Kalibrationsexperiment und dem H1-Experiment in der absoluten Ladungssammlungseffizienz im Argon und deren zeitlicher Variation aus. Im folgenden werden die einzelnen Effekte untersucht und die entsprechenden Korrekturen beschrieben.

### 5.2.1 Elektronische Korrekturen

#### Drift der Pedestal

Bei der Bestimmung der Parameter der elektronischen Kalibration läßt sich die Nullage des ADC aus der Extrapolation auf eine gepulste Ladung mit dem Wert Null ermitteln. Mit Gleichung 4.3 ergibt sich hieraus eine Bedingung, die eine unmittelbare Korrelation dieses sogenannten Pedestal  $P$  und der Parametrisierung der elektronischen Kalibration zeigt:

$$Q(P) = p_0 + p_1 \cdot P = 0 \quad \Rightarrow \quad -\frac{p_0}{p_1} = P. \quad (5.2)$$

Die Bestimmung der Parameter der elektronischen Kalibration wurde etwa einmal pro Tag außerhalb der eigentlichen Datennahme vorgenommen. Eine zwischenzeitliche Änderung des elektronischen Rauschens hat dann Verschiebungen der Pedestal von  $P$  nach  $\tilde{P}$  und damit eine Verschiebung der Signalladung um  $Q_{\text{off}}$  zur Folge. Somit müssen bei der Ermittlung der gemessenen Ladung die Pedestal und damit die Parameter der elektronischen Kalibration entsprechend modifiziert werden.

Der Verlauf der Pedestal und damit ihre Verschiebung wurde mit Hilfe von leeren Ereignissen während der Datennahme bestimmt. Für diese Pedestal  $\tilde{P}$  muß bei einer Modifikation der Kalibrationsparameter in Gleichung 4.3 die Ladung Null sein, womit

für die ersten beiden Parameter  $\tilde{p}_0$  und  $\tilde{p}_1$  gilt:

$$-\frac{\tilde{p}_0}{\tilde{p}_1} = \tilde{P}.$$

Unter der Annahme, daß die Verschiebung der Pedestal eine in 1. Näherung lineare Verschiebung der Ladung zur Folge hat, ergeben sich mit obiger Bedingung die neuen Parameter der Ladungseichung zu [Grä91]:

$$\begin{aligned}\tilde{p}_3 &= p_3 \cdot \left(\frac{p_1}{\tilde{p}_1}\right)^3, \\ \tilde{p}_2 &= (3p_3 Q_{\text{korr}} + p_2) \cdot \left(\frac{p_1}{\tilde{p}_1}\right)^2, \\ \tilde{p}_1 &= p_1 \cdot (1 + 2p_2 Q_{\text{korr}} + 3p_3 Q_{\text{korr}}^2), \\ \tilde{p}_0 &= -\tilde{p}_1 \cdot \tilde{P}.\end{aligned}$$

Hierbei gilt die folgende Notation:

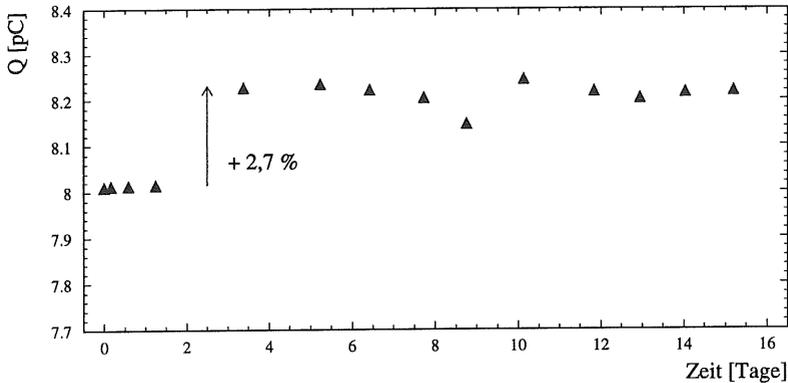
$$\begin{aligned}Q_{\text{korr}} &= Q - Q_{\text{off}} = \text{korrigierte Ladung,} \\ Q &= \text{Ladung gemäß Gleichung 4.3,} \\ Q_{\text{off}} &= p_1 \cdot (P - \tilde{P}).\end{aligned}$$

Die Korrektur hängt von den jeweiligen während der Datennahme vorherrschenden elektronischen Gegebenheiten ab, so daß der Effekt auf die Gesamtladung stark variiert. Für die verschiedenen Energiemessungen bewegt sich die Korrektur — bezogen auf die Gesamtladung — im Bereich von  $-0,2$  bis  $+0,6\%$ .

### Verschiebung des Timing

Die Analyse der Stabilitätsruns, bei denen etwa einmal pro Tag Daten mit 30 GeV Elektronen unter stets identischen Bedingungen bzgl. der Einschußposition genommen wurden, zeigte — bei Verwendung der Korrektur auf Pedestaldrift — einen sprunghaften Anstieg der rekonstruierten Ladung um  $2,7\%$  nach etwa zwei Tagen Datennahme. In Abbildung 5.2 ist zudem ein plötzlicher Signalabfall im Bereich des neunten Tages zu erkennen.

Zunächst wurde der zeitliche Verlauf der Pedestal sowohl aus der kalten elektronischen Kalibration als auch aus den Rauschereignissen untersucht. Die Schwankungen zeigen jedoch keine Auffälligkeiten. Anhand einer Studie der Zeitabhängigkeit des mittleren Signals auf dem Niveau von ADC-Werten konnte festgestellt werden, daß keine Korrelation zu einer etwaigen Schwankung der nominalen Strahlenergie besteht, da der Signalverlauf auf dieser Stufe der Ladungsrekonstruktion nahezu konstant ist. Die Studie der während der eigentlichen Datennahme mit Hilfe der Kalibrations-Trigger genommenen gepulsten Ereignisse ergibt ebenfalls auf dem Niveau der ADC-Werte einen konstanten Verlauf. Die Differenz der mit Gleichung 4.3 rekonstruierten Ladung dieser Ereignisse für die Runs 3160 (vor dem 1. Sprung) und 3206 (nach dem 1. Sprung)

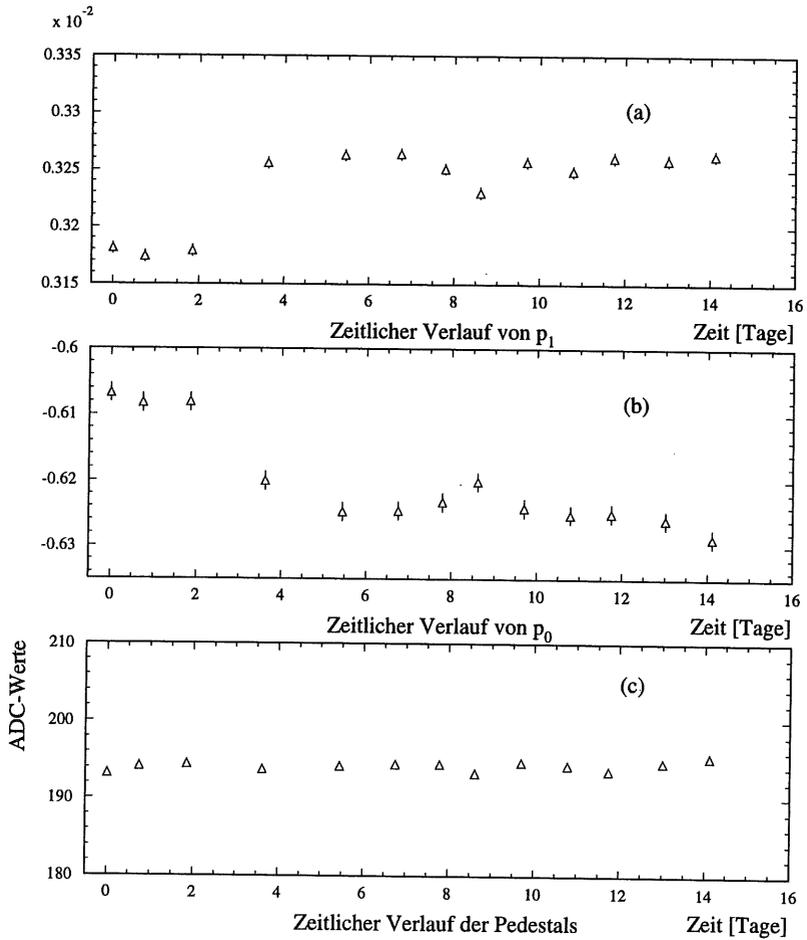


**Abbildung 5.2:** Zeitlicher Verlauf der gemessenen Ladung für die Stabilitätsruns mit 30 GeV Elektronen vor der Korrektur der Verschiebung des Timing.

zeigt hingegen die auch bei der Studie der gemessenen Ladung realer Strahlereignisse gesehene Diskrepanz von 2,7%. Wird nun der zeitliche Verlauf der aus den einzelnen kalten elektronischen Kalibrationen ermittelten Parameter  $p_0$  und  $p_1$  aus Gleichung 4.3 betrachtet, so ist deutlich das gleiche bzw. das reziproke quantitative Verhalten wie bei den Stabilitätsruns zu erkennen (vgl. Abbildung 5.3 (a) und (b)). Da gemäß Gleichung 5.2 die Pedestal durch das Verhältnis von  $p_0$  und  $p_1$  ausgedrückt werden können, kompensiert sich das entgegengesetzte Verhalten der Parameter, so daß der Verlauf der Pedestal konstant bleibt (vgl. Abbildung 5.3 (c)).

Kleinere Schwankungen insbesondere des Parameters  $p_1$ , welcher in 1. Ordnung der Verstärkung proportional ist, lassen sich mit Hilfe der mittleren gepulsten Ladung — bestimmt aus den Kalibrationsereignissen — korrigieren (vgl. Kapitel 5.2.1). Der systematische Sprung von 2,7%, der zeitlich mit der softwaremäßigen Implementation des Eisen-Streamer-Röhren-Kalorimeters zusammenfällt, deutet jedoch daraufhin, daß bei der Prozedur der kalten elektronischen Kalibration ein Fehler vorliegt. Da während der eigentlichen Datennahme sowohl für reale Ereignisse als auch für Kalibrationsereignisse das ausgelesene Signal in seiner digitalisierten Form zeitlich konstant ist, liegt die Vermutung nahe, daß sich das Timing nur für die Kalibration verschoben hat. Dies hätte zur Folge, daß das Analogsignal nicht vollständig erfaßt würde. Da bei der Bestimmung der Kalibrationsparameter die Anpassung in Bezug auf die gepulste Ladung erfolgt, würden die Parameter — insbesondere  $p_1$  — zu groß bestimmt, was den beobachteten Effekt erklären würde.

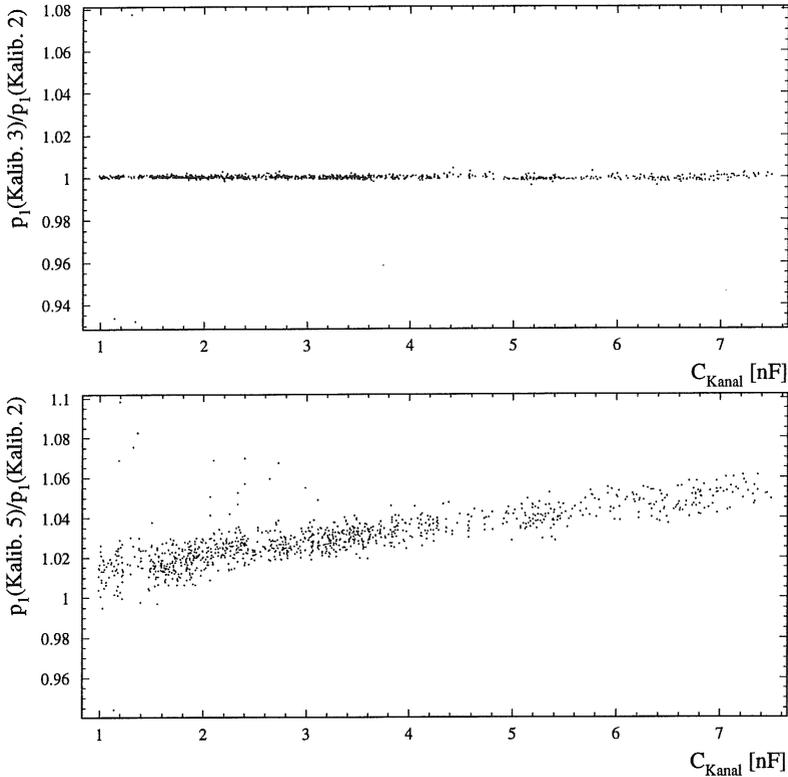
Ob die Ursache des Signalanstiegs auf eine Verschiebung des Timing zurückzuführen ist, läßt sich feststellen, wenn das Verhältnis der Parameter  $p_1$  unterschiedlicher elektronischer Kalibrationen als Funktion der Kanalkapazität aufgetragen wird. Ändert sich das Timing zwischen zwei Kalibrationen, so ist in der Regel eine lineare Abhängigkeit mit einer Steigung, die ungleich Null ist, zu erkennen. Abbildung 5.4 (a) zeigt dies für



**Abbildung 5.3:** Zeitlicher Verlauf der Parameter  $p_1$  (a) und  $p_0$  (b) der elektronischen kalten Kalibration sowie deren Verhältnis  $-p_0/p_1 = \text{Pedestal}$  (c).

## 5. Analyse der Kalibrationsmessungen

die Kalibrationen 2 und 3, welche beide vor dem Signalanstieg stattfanden. Es ist keine Abhängigkeit von der Kanalkapazität zu erkennen. In Abbildung 5.4 (b) hingegen, wo das Verhältnis für die Kalibrationen 2 und 5 — hier ist letztere nach der Verschiebung gemacht worden — aufgetragen wurde, ist eine Korrelation mit der Kanalkapazität zu sehen. Somit deutet dies auf eine Verschiebung des Timing für die elektronische kalte Kalibration hin. Da bei jeder Kalibration die Timing-Parameter ebenfalls auf Band geschrieben wurden, konnte die Verschiebung von 85 ns nachträglich verifiziert werden.



**Abbildung 5.4:** Verhältnis der Parameter  $p_1$  zweier unterschiedlicher elektronischer Kalibrationen als Funktion der Kanalkapazität. Abbildung (a) gilt für die Kalibrationen 2 und 3 (beide vor dem Signalsprung) und (b) für die Kalibrationen 2 und 5 (nach dem Signalsprung).

Mit Kenntnis der Verschiebung des Timing und der Timing-Kurven für jeden Auslesekanal lassen sich die Runs nach dem Sprung korrigieren. Hierzu wurden individuell für alle Kanäle Korrekturfaktoren errechnet, mit denen die Ladung pro Kanal multipliziert wird.

### Drift der Verstärkung

Der in Abbildung 5.3 (a) gezeigte Verlauf des Parameters  $p_1$  zeigt neben dem systematischen, durch die Verschiebung des Timing bedingten Sprung, weitere Unregelmäßigkeiten, die auf einen Drift der Verstärkungsfaktoren zurückzuführen sind. Auch hier erfolgt die Korrektur kanalweise. Zunächst wurde für jeden Kanal  $j$  die aus gepulsten Ereignissen rekonstruierte Ladung  $Q_{p,j}$  für alle Runs ermittelt. Die Abweichung dieser Ladung von der über die gesamte Testperiode gemittelten gepulsten Kanalladung  $\overline{Q}_{p,j}$  liefert einen Korrekturfaktor

$$f_{\text{Gain},j} = 1 + \frac{\overline{Q}_{p,j} - Q_{p,j}}{Q_{p,j}}, \quad (5.3)$$

mit dem die Ladung pro Kanal multiplikativ korrigiert wird.

### Elektronisches Übersprechen

Elektronisches Übersprechen (Crosstalk) entsteht durch kapazitive Kopplung zwischen verschiedenen Auslesekanälen oder Kalibrationsleitungen. Prinzipiell wird hier zwischen mehreren Möglichkeiten unterschieden [Jac92a]:

- **Direkter Crosstalk:** Hier handelt es sich um die kapazitive Kopplung zwischen einer Signalleitung und einer Kalibrationsleitung. Diese Kapazität arbeitet parallel zum Kalibrationskondensator und erzeugt ein zusätzliches Signal, dessen Höhe proportional zum normalen Kalibrationssignal ist. Dieses läßt sich jedoch messen, wenn der entsprechende Pulsgenerator nicht aktiv ist.
- **Derivativer Crosstalk:** Dieser bezeichnet die kapazitive Kopplung zwischen zwei Signalleitungen. Das hierdurch erzeugte Signal hat die gleiche Form wie die Zeitableitung eines normalen Signals.
- **Autodirekter Crosstalk:** Eine Form des direkten Crosstalk, bei der die Kalibrationsleitung zusätzlich die Kopplungskapazität des betroffenen Kanals pulst. Dieser Effekt kann nicht gemessen werden, beeinflusst jedoch die Kalibration direkt.
- **Autoderivativer Crosstalk:** Eine Art des derivativen Crosstalk, wobei jedoch die betroffenen Kanäle durch die gleiche Kalibrationsleitung gepulst werden. Der Effekt kann ebenfalls nicht direkt gemessen werden.

Bei der normalen elektronischen Kalibration werden alle Kanäle eines Pulsgenerators simultan mit der Ladung  $Q_p$  gepulst, so daß aufgrund der in diesen Kanälen gleichen Signalhöhen kein Effekt des Übersprechens auftritt. Für reale Ereignisse bedeutet dies jedoch, daß das in einzelnen Kanälen gemessene Signal infolge der Ladungsverluste durch Übersprechen auf andere Auslesekanäle kleiner als die im Argon freigesetzte Ladungsmenge ist. Da zudem das Übersprechsignal zeitlich verzögert ist, wird es nicht

vollständig digitalisiert. Hierdurch wird auch bei einer globalen Betrachtung die gemessene Ladung zu klein ausfallen.

Da das elektronische Übersprechen im obigen Sinne<sup>1</sup> vom Teilchendurchgang unabhängig ist und nur von der Geometrie der Leitungen und deren Abschirmung abhängt, ist eine kanalbezogene, globale, also für die gesamte Testperiode gültige Korrektur ausreichend.

Eine Korrektur des positiven elektronischen Übersprechens ist möglich, wenn das Übersprechensignal durch Pulsen einzelner Kanäle gemessen wird. Daher wurden gegen Ende der Testperiode die Kalibrationsparameter für einzeln gepulste Kanäle bestimmt und die für ein bestimmtes Signal  $A$  berechnete Ladung  $Q_s(A)$  mit derjenigen Ladung  $Q_a(A)$  verglichen, die sich bei der Verwendung der normalen Parameter ergibt. Das über den gesamten ADC-Wertebereich ( $0 \leq A \leq 4095$ ) bestimmte, zeitunabhängige Verhältnis  $f_x(A)$  kann für jeden Kanal  $j$  wie folgt parametrisiert werden [Loc92]:

$$f_x(A) = \frac{Q_s(A)}{Q_a(A)} = c_0 + c_1 \cdot A + c_2 \cdot A^2 + c_3 \cdot A^3. \quad (5.4)$$

Mit obiger Funktion wird dann die Ladung eines Kanals korrigiert:

$$Q_{\text{korr}}(A) = f_x(A) \cdot Q(A). \quad (5.5)$$

Für das FB1E-Modul ergibt die Anwendung der Korrektur eine mittlere Vergrößerung der gemessenen Ladung von 2,4 %.

Die Verschiebung des Timing sollte sich für die Zeit vor dem Sprung auch auf die Korrektur des elektronischen Übersprechens auswirken, da die Bestimmung der Kalibrationsparameter für einzeln gepulste Kanäle erst am Ende der Testperiode vorgenommen wurde. Daher wurde versucht, anhand von theoretisch ermittelten Faktoren, welche den derivativen Anteil berücksichtigen, eine Korrektur für Runs vor der Verschiebung des Timing vorzunehmen. Um auch den nicht-derivativen Anteil zu berücksichtigen, wurde zusätzlich eine Parametrisierung, welche die Abhängigkeit von der Kanalkapazität beschreibt, vorgenommen. Die Analyse der Stabilitätsruns ergab daraufhin jedoch eine deutliche Überkorrektur und die Ergebnisse in Kapitel 5.2.3 zeigen, daß die Auswirkungen der Verschiebung des Timing auf die Crosstalk-Korrektur vernachlässigbar sind. Aus diesem Grund wurde auf die Anwendung der Korrektur verzichtet.

### 5.2.2 Fehler in der Hochspannungsversorgung

Die Ladungssammlung in den Flüssig-Argon-Gaps wird durch Fehler in der Hochspannungsversorgung direkt beeinflusst. Trotz sorgfältiger Überprüfung der Funktionsfähigkeit der gesamten Verkabelung vor der Montage der Module im Kryostaten, kann es

---

<sup>1</sup>Das elektronische Übersprechen wird auch als positives Übersprechen bezeichnet. Der Effekt ist in seiner Wirkung dem sogenannten physikalischen oder negativen Übersprechen, bei dem es infolge des Durchgangs ionisierender Teilchen durch das Argon zu kurzzeitigen Feldvariationen kommt, die letztendlich zu einer Signalreduktion auf den Auslesepedas führen, entgegengesetzt. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß dieser Effekt zu vernachlässigen ist [Fla87].

vorkommen, daß Beschädigungen oder Verunreinigungen während der Montage bzw. beim Abkühlen auf die Temperatur des Flüssig-Argons auftreten. Diese können die Ursache für tote Kanäle oder Defekte bei der Hochspannungsversorgung sein und sind in der Regel während des Tests nicht mehr reparabel. Tote Kanäle werden jedoch bei der elektronischen Kalibration identifiziert und der von etwaigen Hochspannungsproblemen betroffene Bereich ist mit Kenntnis des Verkabelungsschemas zu lokalisieren.

Von den 8 Hochspannungsleitungen der FB1E-Module konnte eine Leitung von Beginn der Kalibrationsmessungen an nur mit 1,7 kV anstatt nominal 2,5 kV betrieben werden. Daher war bei der Datenanalyse eine entsprechende Korrektur zur Bestimmung der Gesamtladung notwendig. Hierzu wurde zunächst für die betroffenen z-Lagen von FB1E der jeweilige Anteil  $1/i$  an der gesamten Hochspannungsversorgung ermittelt. Die Korrektur erfolgte dann unter der Annahme, daß der in diesen Gaps auftretende Ladungsverlust direkt proportional zum Verhältnis der sichtbaren Ladung bei 1,7 kV zu der bei 2,5 kV ist. Dieses Verhältnis  $Q(1,7 \text{ kV})/Q(2,5 \text{ kV})$  wurde iterativ für die einzelnen z-Lagen aus den Hochspannungskurven ermittelt (vgl. Kapitel 5.2.3). Die Korrektur erfolgte dann z-lagenweise multiplikativ:

$$Q_{\text{kor},z} = f_{\text{HV},z} \cdot Q_z \quad \text{mit} \quad f_{\text{HV},z} = \frac{1}{1 - \frac{1}{i} \left(1 - \frac{Q(1,7 \text{ kV})}{Q(2,5 \text{ kV})}\right)}. \quad (5.6)$$

Hierbei ist  $Q(1,7 \text{ kV})/Q(2,5 \text{ kV}) = 0,9551 \pm 0,0004$ .

Tabelle 5.1 zeigt die für die einzelnen z-Lagen ermittelten Korrekturfaktoren.

z-Lage	$\frac{1}{i}$	$f_{\text{HV},z}$
4	1/10	1,0045 ± 0,0001
5	1/10	1,0045 ± 0,0001
6	1/5	1,0091 ± 0,0001
7	1/10	1,0045 ± 0,0001
8	1/12	1,0038 ± 0,0001
9	1/6	1,0075 ± 0,0001
10	1/12	1,0038 ± 0,0001
11	1/6	1,0075 ± 0,0001

**Tabelle 5.1:** Faktoren  $f_{\text{HV},z}$  zur Korrektur der Ladung einzelner z-Lagen in Abhängigkeit des von der defekten Hochspannungsleitung versorgten Bruchteils  $1/i$ .

Bezogen auf das Gesamtsignal erwirkt die Korrektur eine Erhöhung der beobachteten Ladung um durchschnittlich 0,57 %.

### 5.2.3 Effizienz der Ladungssammlung

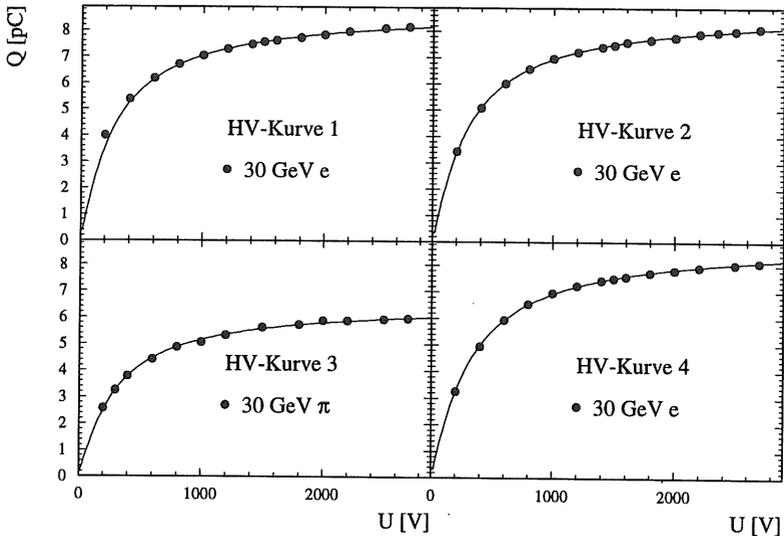
Damit die Übertragung der Kalibration auf das H1-Experiment möglich ist, müssen Einflüsse infolge unterschiedlicher Argonreinheiten eliminiert werden. So sind zunächst Unterschiede in der absoluten Kontamination des flüssigen Argons mit elektronegativen Stoffen — vorwiegend Sauerstoff — zwischen dem Testexperiment und dem eigentlichen Experiment zu beobachten. Diese werden durch die Bestimmung der absoluten Effizienz beseitigt. Ferner ist in der Regel eine zeitliche Abnahme der Ladungssammlungseffizienz aufgrund einer Zunahme der Verunreinigung zu verzeichnen, die durch eine zeitvariable Korrektur berücksichtigt werden kann.

#### Die absolute Effizienz der Ladungssammlung

Die Bestimmung der absoluten Effizienz der Ladungssammlung ist unter Ausnutzung der Tatsache möglich, daß Ladungsverluste infolge von Verunreinigungen im Argon abhängig sind von der Feldstärke. Unter der Annahme, daß es sich bei den Verunreinigungen in erster Näherung um Sauerstoff handelt, kann die Variation des mittleren Signals von Elektronen oder Pionen einer festen Strahlenergie als Funktion der angelegten Hochspannung mit Gleichung 3.4 beschrieben werden. Zu diesem Zweck wurde die Hochspannung im Bereich von 0,2 bis 2,7 kV variiert und das jeweilige mittlere Signal von Elektronen bzw. Pionen einer Energie von 30 GeV bestimmt. Es wurden zu Beginn und am Ende der Testperiode eine Hochspannungskurve mit Elektronen aufgenommen. Zudem wurde in der Mitte der Periode eine dritte Kurve mit Elektronen und eine mit Pionen gemacht.

Die Analyse erfolgte mit der Korrektur der Ladung auf Pedestal- und Verstärkungsdrift, Verschiebung des Timing und elektronisches Übersprechen. Bei der Selektion der Kanäle, deren Signal zum Gesamtsignal summiert wird, wurde kein Schnitt zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens vorgenommen. Hierdurch wird gewährleistet, daß auch bei kleinen Feldstärken das gesamte Signal berücksichtigt wird und die funktionale Abhängigkeit des Signals von der Stärke des angelegten Feldes nicht verfälscht wird. Um dennoch den Anteil des Rauschens am Gesamtsignal möglichst gering zu halten, wurde anhand der mit der jeweiligen Ladung gewichteten Verteilungen der  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Lagen ein kleiner Bereich definiert, innerhalb dessen die Kanalladungen aufsummiert wurden.

Die in Kapitel 5.2.2 beschriebene Korrektur der Ladung infolge des Problems der Hochspannungsversorgung wurde iterativ vorgenommen. Hierzu wurden zunächst aus den Online-Kurven Korrekturfaktoren nach Gleichung 5.6 bestimmt. Bei der nachfolgenden Bestimmung des jeweiligen Gesamtsignals wurden die Punkte ab 1,8 kV individuell korrigiert, da der Korrekturfaktor von der angelegten Spannung abhängt. Aus den so ermittelten Hochspannungskurven wurden erneut Korrekturfaktoren extrahiert, mit denen die Gesamtladungen wiederum bestimmt wurden. Die so ermittelten Hochspannungskurven sind in Abbildung 5.5 gezeigt. An die Punkte wurde die Funktion gemäß Gleichung 3.4 angepaßt. Bei der Anpassung wurde die mittlere gemessene Breite des Argongaps von 2,30 mm [Kor93] und der von Miller et al. [Mil68] für Sauerstoff angege-



**Abbildung 5.5:** Hochspannungskurven in ihrer zeitlichen Reihenfolge für 30 GeV Elektronen bzw. Pionen in FB1E. Bei der Funktionsanpassung der Hochspannungskurve 1 wurde der Punkt bei 0,2 kV nicht berücksichtigt.

ene Wert von  $\alpha$  benutzt. Die Verwendung des von Hofmann et al. [Hof76] angeführten Wertes wirkt sich nur statistisch bei der Bestimmung der Verunreinigung  $p$  aus und ist für die Effizienzkorrektur nicht relevant, da hier nur die Sättigungsladung  $Q_0$  eingeht. Die in Kapitel 5.2.2 vorgestellten Faktoren zur  $z$ -lagenabhängigen Korrektur des Fehlers in der Hochspannungsversorgung ergeben sich aus dem Mittelwert des aus der Anpassung bestimmten Verhältnis des Funktionswertes bei 1,7 kV zu dem bei 2,5 kV. Die Ergebnisse der Funktionsanpassung sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Die Effizienz  $\epsilon$  folgt aus dem Quotienten des Funktionswertes bei einer Spannung von 2,5 kV und der Sättigungsladung  $Q_0$ .

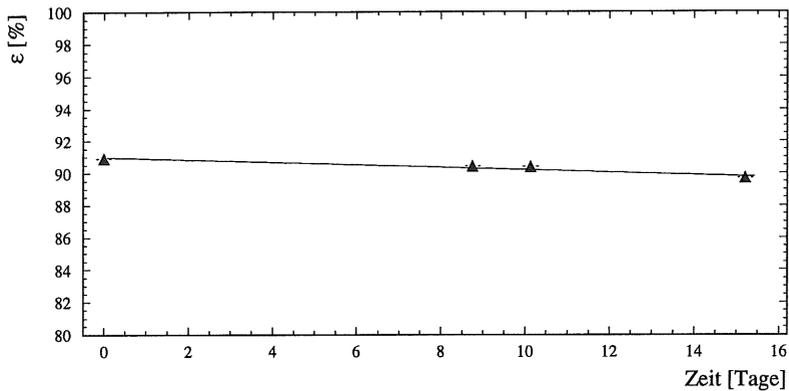
Aus einer linearen Regression der Effizienzen aller Hochspannungskurven (vgl. Abbildung 5.6) ergibt sich für die absolute Effizienz ein Wert von

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{Q_{2,5\text{kV}}}{Q_0} = 0,9087 \pm \underbrace{0,0019}_{\text{stat.}} \pm \underbrace{0,0015}_{\text{syst.}}$$

Der systematische Fehler folgt aus der größten Abweichung bei der Verwendung unterschiedlicher Schnitte zur Unterdrückung von Signalbeiträgen des elektronischen Rauschens.

	Effizienz [%]	Verunreinigung [ppm]
HV-Kurve 1 (e)	$90,92 \pm 0,12$	$1,635 \pm 0,023$
HV-Kurve 2 (e)	$90,42 \pm 0,11$	$1,759 \pm 0,021$
HV-Kurve 3 ( $\pi$ )	$90,38 \pm 0,29$	$1,766 \pm 0,023$
HV-Kurve 4 (e)	$89,71 \pm 0,11$	$1,900 \pm 0,022$

**Tabelle 5.2:** Effizienz der Ladungssammlung und Werte der Sauerstoffverunreinigung als Ergebnis der Funktionsanpassung gemäß Gleichung 3.4.

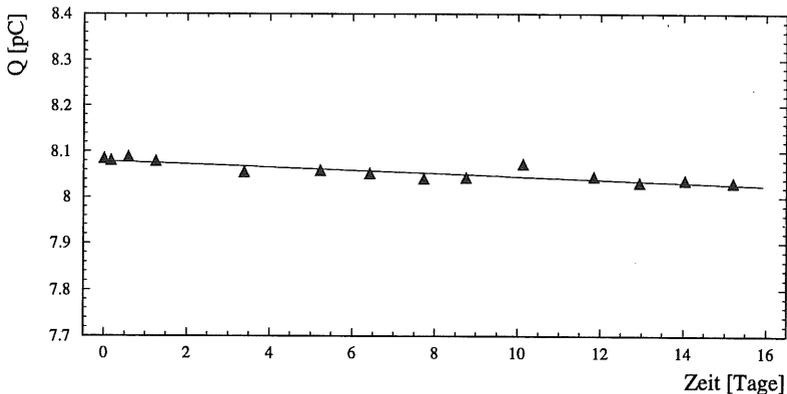


**Abbildung 5.6:** Bestimmung der absoluten Effizienz und deren zeitlicher Abnahme aus den Hochspannungskurven.

### Der zeitliche Effizienzverlust

Bei der Bestimmung der Effizienzkorrektur muß neben der absoluten Effizienz deren zeitliche Abnahme im Verlauf der gesamten Periode der Datennahme berücksichtigt werden. Die Zunahme der Verunreinigung des Argons durch elektronegative Substanzen wird durch Sauerstoff dominiert. In der Regel erwies sich bei den bisherigen Kalibrationsmessungen die Dichtung des Kryostatdeckels als minimal gasdurchlässig, so daß selbst bei sorgfältigster Reinigung der Module und des Kryostatinneren eine zunehmende Argonverunreinigung zu messen war. Aus diesem Grund wurden in regelmäßigen Zeitintervallen die bereits erwähnten Stabilitätsruns gemacht. Bei der Analyse der Daten wurden die in Kapitel 5.2.1 genannten Korrekturen und die in Kapitel 5.2.2 beschriebene finale Korrektur auf Hochspannungsfehler verwendet. Abbildung 5.7 zeigt die zeitliche Reduktion des Signals. Aus der linearen Anpassung ergibt sich die zeitliche Abnahme der Effizienz zu

$$\Delta\epsilon = (0,042 \pm 0,019) \% \quad \text{pro Tag.}$$



**Abbildung 5.7:** Bestimmung der zeitlichen Abnahme der Effizienz anhand einer linearen Anpassung der Reduktion des Signals von 30 GeV Elektronen.

Die Korrektur auf Effizienzverluste bei der Ladungssammlung erfolgt multiplikativ und ergibt sich aus der Normierung des Signals auf die absolute Effizienz unter Berücksichtigung des zeitlichen Effizienzverlustes:

$$Q_{\text{korr}} = f_{\text{eff}} \cdot Q \quad \text{mit} \quad f_{\text{eff}} = \frac{1}{\epsilon_{\text{abs}} - \Delta\epsilon \cdot \Delta t}. \quad (5.7)$$

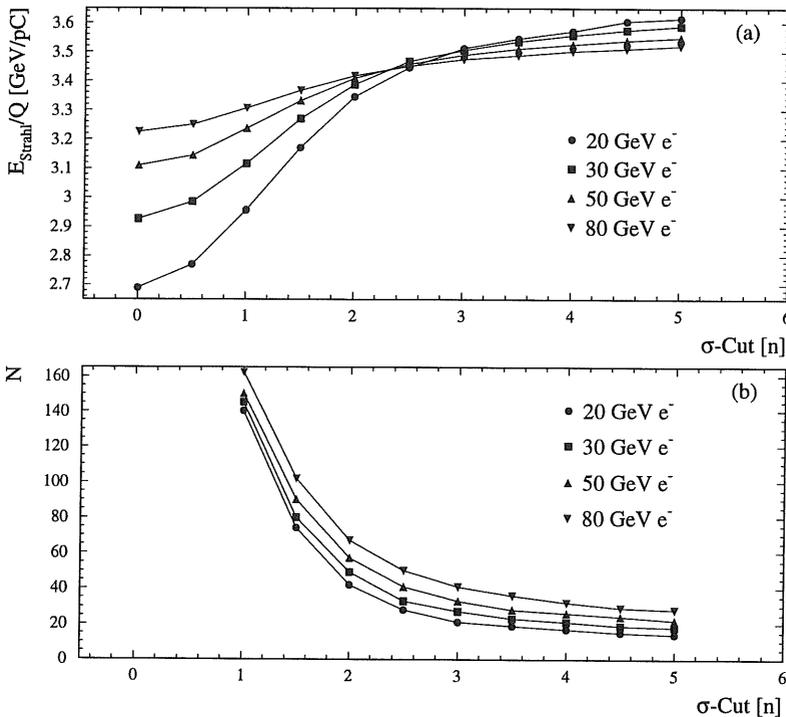
Nach der Korrektur beträgt die Konstanz des Signals  $\pm 0,3\%$ .

### 5.3 Rauschunterdrückung und ihr Einfluß auf das Signal

Für die Analysen wurde, soweit nicht anders angegeben, ein asymmetrischer Schnitt zur Rauschunterdrückung angewandt. Bei diesem werden zur Summation des Gesamtsignals nur Kanäle berücksichtigt, deren Signal größer als das  $n$ -fache der Standardabweichung der Gaußverteilung des Rauschsignals  $\sigma_r$  für den betreffenden Kanal  $j$  ist. Auf dem Ladungsniveau lautet die Bedingung dann:

$$Q_j > n \cdot Q(\sigma_{r,j}). \tag{5.8}$$

Die Abhängigkeit der auf die jeweilige Strahlenergie normierten Gesamtladung von der Höhe  $n$  dieses Schnittes ist in Abbildung 5.8 (a) für verschiedene Teilchenenergien gezeigt.



**Abbildung 5.8:** Abhängigkeit des auf die Strahlenergie normierten gemessenen Signals (a) und der Anzahl der zum Signal beitragenden Kanäle (b) von der Höhe  $n$  des Schnittes zur Rauschunterdrückung.

Da die Höhe des Rauschens nicht von der Strahlenergie abhängt, ist der Einfluß auf das physikalische Signal bei kleinen Energien erwartungsgemäß am größten. Während

sich die gemessene Ladung bei 20 GeV relativ zur Strahlenergie um etwa 34 % ändert, beträgt der Einfluß bei 80 GeV nur etwa 9 %. Untersuchungen von Borras [Bor92] haben gezeigt, daß es einen schmalen Bereich der Schnitthöhe  $n$  gibt, in dem die Abweichungen der Proportionalitätskonstanten  $E_{\text{Strahl}}/Q$  für alle Strahlenergien minimal sind. Bei diesem optimalen Wert kompensieren die nach dem Schnitt noch zum Gesamtsignal beitragenden Rauschsignale die fehlenden physikalischen Signale für alle Teilchenenergien gleichermaßen. Der Wert liegt hier zwischen 2,5 und 3. In Abbildung 5.8 (b) ist zu sehen, daß ab diesem Wert die Zahl der zum Signal beitragenden Kanäle allmählich nur noch langsam abnimmt. Es sind demnach die Kanäle, die nur einen Rauschbeitrag liefern, fast vollständig unterdrückt, und es bleiben nur noch Kanäle mit großem physikalischen Signal übrig.

Die Untersuchungen machen somit deutlich, daß die Proportionalität zwischen Ladung und Energie in hohem Maße von der Wahl der Höhe des Schnitts zur Rauschunterdrückung abhängt. Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, ist die finale ideale Energieskala jedoch unabhängig von der Methode der Rauschunterdrückung.

## 5.4 Linearität des Signals

Mit den oben beschriebenen Ladungskorrekturen läßt sich nun die mittlere gemessene Ladung für jede Teilchenenergie bestimmen. Normiert auf die Strahlenergie ergibt sich die jeweilige lokale Kalibrationskonstante  $c_{\text{exp,lokal}} = E_{\text{Strahl}}/Q$ . Ein asymmetrischer Schnitt von  $3\sigma_r$  diente der Unterdrückung von Signalbeiträgen durch Rauschen.

Die Linearität des Signals ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Sowohl für das elektromagnetische Modul (a) als auch für das hadronische Modul (b) ist das mittlere Signal normiert auf die Strahlenergie innerhalb des gewünschten  $\pm 1\%$  Bereichs konstant. Der deutlich sichtbare systematische Anstieg der lokalen Kalibrationskonstante bei kleinen Teilchenenergien ist auf den Einfluß des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter zurückzuführen. Teilchen mit kleineren Energien deponieren — verglichen mit Teilchen höherer Primärenergie — relativ mehr Energie auf den ersten Strahlungslängen, so daß infolge der Normierung auf die Strahlenergie anstelle auf die tatsächlich deponierte Energie Abweichungen von der Linearität auftreten. Verstärkt wird dieser Effekt durch den Schnitt zur Rauschunterdrückung.

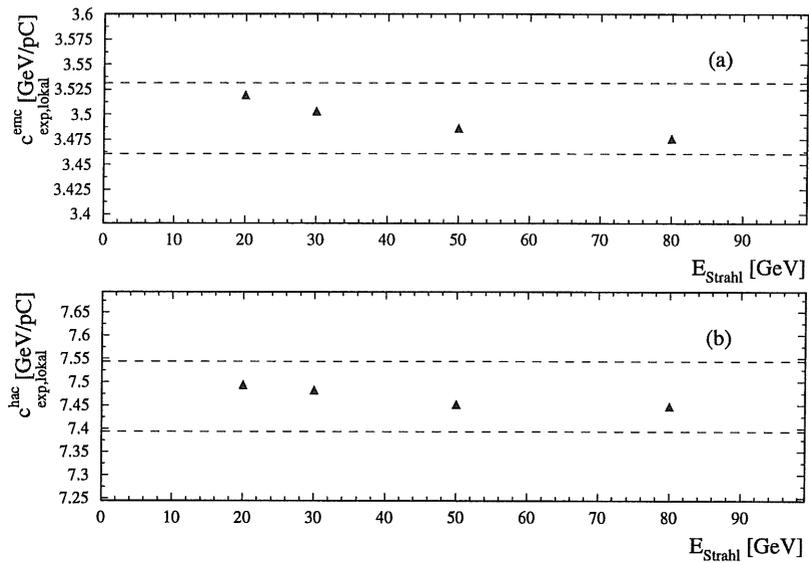
Die lokale experimentelle Kalibrationskonstante ergibt sich mit den angewandten Ladungskorrekturen und einem asymmetrischen  $3\sigma_r$ -Schnitt zur Rauschunterdrückung als Mittelwert im FB1E-Modul zu:

$$c_{\text{exp,lokal}}^{\text{emc}} = (3,496 \pm 0,001) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

Entsprechend folgt aus der Mittelwertbildung für das FB1H-Modul ein Wert von:

$$c_{\text{exp,lokal}}^{\text{had}} = (7,469 \pm 0,004) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.



**Abbildung 5.9:** Lokale experimentelle Kalibrationskonstante für Elektronen in FB1E (a) und FB1H (b) in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich.

# 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala

Die Übertragung der aus den Testmessungen erhaltenen Kalibration auf das H1-Experiment setzt voraus, daß die gewonnene Energieskala unabhängig von den Bedingungen des CERN-Testexperimentes ist. Neben den bereits im vorherigen Kapitel beschriebenen Korrekturen zählt hierzu ferner, daß die im inaktiven Material deponierte Energie berücksichtigt wird und daß die Art und Höhe der Rauschunterdrückung keinen Einfluß hat. Sowohl die Verwendung der deponierten Energie anstelle der Strahlenergie, als auch die Minimierung der Effekte der Rauschunterdrückung setzt den Einsatz eines Monte Carlo Programms voraus, welches in der Lage ist, den Testaufbau hinreichend genau zu beschreiben.

In diesem Kapitel wird ein Verfahren vorgestellt, das ausgehend von der lokalen Kalibrationskonstante die ideale elektromagnetische Energieskala liefert.

## 6.1 Kalibrationsverfahren

Zur Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala muß die Gleichheit der rekonstruierten Energien  $E_{rec}$  für simulierte und reale Ereignisse erfüllt sein. Dies gilt unter der Annahme, daß die Beschreibung der Energiedeposition für Elektronen in der Simulation hinreichend genau ist, da daß sichtbare Signal auf die deponierte Energie normiert wird. Diese ist jedoch nur über die Simulation zugänglich. Die Bedingung

$$\langle E_{rec,MC} \rangle = \langle E_{rec,exp} \rangle \quad (6.1)$$

setzt eine identische Art der Analyse für simulierte und reale Ereignisse voraus. Dies bedeutet insbesondere eine gleichartige Behandlung des elektronischen Rauschens. Im Fall der Simulation wird durch Überlagerung des mittels leerer Ereignisse aus den Daten gewonnenen Rauschens auf Ereignisbasis sichergestellt, daß etwaige Abweichungen vom Gaußschen Verhalten berücksichtigt werden. Somit gilt für die rekonstruierte Energie im Fall der Monte Carlo Simulation:

$$E_{rec,MC} = \sum_j^{\text{Kanäle}} (c_{MC} \cdot E_{vis,j} + c_{exp,ideal} \cdot Q(\sigma_{r,j})). \quad (6.2)$$

Dabei beschreibt  $Q(\sigma_{r,j})$  die Rausladung im Kanal  $j$  und  $c_{MC}$  stellt die dimensionslose Kalibrationskonstante für simulierte Ereignisse dar. Diese ideale Monte Carlo Skala beschreibt die Konversion der sichtbaren Energie in die deponierte Energie, bildet somit die inverse Sampling-Fraction nach Gleichung 2.8. Sie ergibt sich aus der Mittelung des Verhältnisses der im Kalorimeter deponierten Energie zur sichtbaren Energie über viele simulierte Ereignisse:

$$c_{MC} = \left\langle \frac{E_{dep}}{E_{vis}} \right\rangle. \quad (6.3)$$

Für die rekonstruierte Energie der realen Ereignisse gilt:

$$E_{rec,exp} = c_{exp,ideal} \cdot \sum_j^{Kanäle} Q_j. \quad (6.4)$$

Die Größe  $Q_j$  ist die unter Anwendung sämtlicher in Kapitel 5 vorgestellten Korrekturen erhaltene Ladung pro Kanal. Die Unterdrückung von Signalbeiträgen durch elektronisches Rauschen erfolgt analog zu der in Kapitel 5.3 geschilderten Vorgehensweise für jeden Kanal einzeln, jedoch wird anstelle der Kanalladung das entsprechende Energieäquivalent betrachtet:

$$E_{rec,exp,j} > n \cdot c_{exp,ideal} \cdot Q(\sigma_{r,j}). \quad (6.5)$$

Für simulierte Ereignisse gilt dann die Bedingung:

$$E_{rec,MC,j} > n \cdot c_{exp,ideal} \cdot Q(\sigma_{r,j}). \quad (6.6)$$

Die Überlagerung simulierter Ereignisse mit Rauschereignissen führt infolge der Multiplikation mit der zu bestimmenden idealen experimentellen Kalibrationskonstanten zu einer schwachen Abhängigkeit der rekonstruierten Energie in Gleichung 6.2 von  $c_{exp,ideal}$ . Daher wird die ideale Kalibrationskonstante  $c_{exp,ideal}$  mit Hilfe eines iterativen Verfahrens unter Berücksichtigung von Gleichung 6.1 abgeleitet. Dabei liefert die lokale Energieskala  $c_{exp,lokal}$  einen ersten Anhaltspunkt. Im folgenden wird zuerst die dimensionslose Kalibrationskonstante  $c_{MC}$  ermittelt.

## 6.2 Simulation des Kalibrationsexperimentes

### 6.2.1 Die Parameter des Monte Carlo Programms

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Monte Carlo Programm ARCET ist Teil der Software der H1-Kollaboration. Das Programm basiert auf dem Programmpaket GEANT3 [Bru87] in der Version 3.15/00 mit dem Programm GEISHA 8 [Fes85] für die Simulation hadronischer Schauer. Im Unterschied zum Simulationsprogramm H1SIM, in dem der gesamte H1-Detektor implementiert ist, wird im Programm ARCET der Aufbau des Teststrahl und des Kryostaten mit den speziellen Kalibrationsmodulen detailliert beschrieben. Zur Reduktion der Rechenzeit wurden jedoch die einzelnen Schichten

der Absorberplatten (vgl. Abbildungen 4.3, 4.6) durch eine mittlere Materialmischung ersetzt. Die Dicke der Auslese- und Absorberplatten für FBE entspricht der im Mittel jeweils gemessenen Dicken. Auch für die Dicke der Flüssig-Argon-Schichten wurde in der Geometriebeschreibung des Simulationsprogramms mit  $d = 2,380$  mm der für FB1E im Mittel gemessene Wert eingesetzt. Da für die hadronischen Module zunächst keine Meßwerte zur Verfügung standen, wurde für die Absorberplatten der für H1 über die OFH- und FBH-Platten gemittelte Meßwert eingesetzt. Der daraus resultierende Wert für die Schichtdicke des flüssigen Argons beträgt  $d = 2,450$  mm.

Die Genauigkeit der Simulation elektromagnetischer und hadronischer Kaskaden hängt stark von der Wahl der Abschneideenergien ab: Bei Erreichen dieser unteren Energieschwelle wird die restliche kinetische Energie eines Teilchens lokal deponiert und das Teilchen nicht weiter verfolgt.<sup>1</sup> Die Abschneideenergie betrug für alle Teilchen außer Photonen 1 MeV. Für Photonen wurde ein Parameter von  $0,2 \text{ MeV}$  gewählt. Somit wird gewährleistet, daß der für niederenergetische Photonen auftretende Transitionseffekt richtig beschrieben wird.

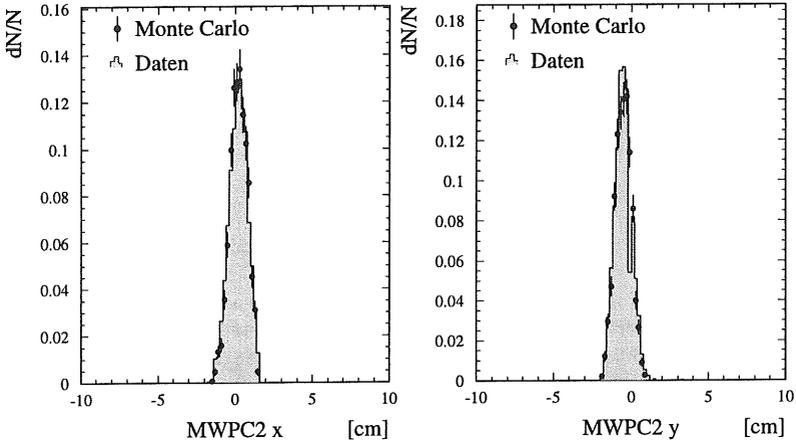
Bei der Berechnung der sichtbaren Energie  $E_{\text{vis}}$  in der Simulation wurden die Rekombinationseffekte nach der Jaffé-Kramers-Theorie (vgl. Kapitel 3.1.3) berücksichtigt. Der Parameter  $k_b$  im Birksschen Gesetz (vgl. Gleichung 3.3) hatte einen Wert von  $4,5 \text{ g/GeV cm}^2$ .

## 6.2.2 Die Güte der Monte Carlo Simulation

Eine möglichst realistische Simulation setzt neben der sorgfältig programmierten Geometrie des Testaufbaus — und hierzu zählt insbesondere das vor dem Kalorimeter befindliche inaktive Material — eine gute Beschreibung des Strahlprofils voraus. Da es während der Datennahme nicht immer möglich war, die Strahlbedingungen so zu wählen, daß beide Fingerzähler zentral getroffen wurden, sind Abweichungen in der Symmetrie des Profils möglich. Infolge des nominalen Strahlauffreffwinkels auf die Kalorimetermodule von  $\theta = 33,73^\circ$  wird das Strahlprofil in der  $z$ -Projektion noch um einen Faktor  $1/\sin \theta \approx 1,8$  verbreitert, so daß eine hohe Sensitivität bzgl. des Einschufpunktes entsteht. Wie in Kapitel 6.3.1 näher beschrieben wird, ist die genaue Reproduktion des Einschufpunktes wesentlich für die Reliabilität der inversen Sampling-Fraction. Daher wurden für jede simulierte Energie die Run-spezifischen Verteilungen des Strahlprofils bei der Simulation berücksichtigt. Der Vergleich simulierter und realer Ereignisse am Beispiel von Elektronen, die mit einer Energie von 30 GeV in FB1E eingeschossen wurden, macht deutlich, daß die Strahlprofile bzgl. ihres Mittelwertes, der Breite und Asymmetrie qualitativ sehr gut beschrieben werden (vgl. Abbildung 6.1).

Für die Beurteilung der Übereinstimmung simulierter und realer Ereignisse sind die Verteilungen der relativen Energieinhalte der einzelnen  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Lagen von großer Bedeutung. Durch die Betrachtung relativer Größen, wie beispielsweise das Verhältnis des Energieinhaltes einer  $z$ -Lage in FB1H zur gesamten Energie in diesem Modul, wird

<sup>1</sup>Die Wahl der Parameter für die untere Energieschwelle stellt stets einen Kompromiß zwischen detailliert simulierten Teilchenkaskaden und der hierfür erforderlichen Rechenzeit dar.



**Abbildung 6.1:** Strahlprofile der MWPC2 in x und y für simulierte und reale Elektronen einer Energie von 30 GeV.

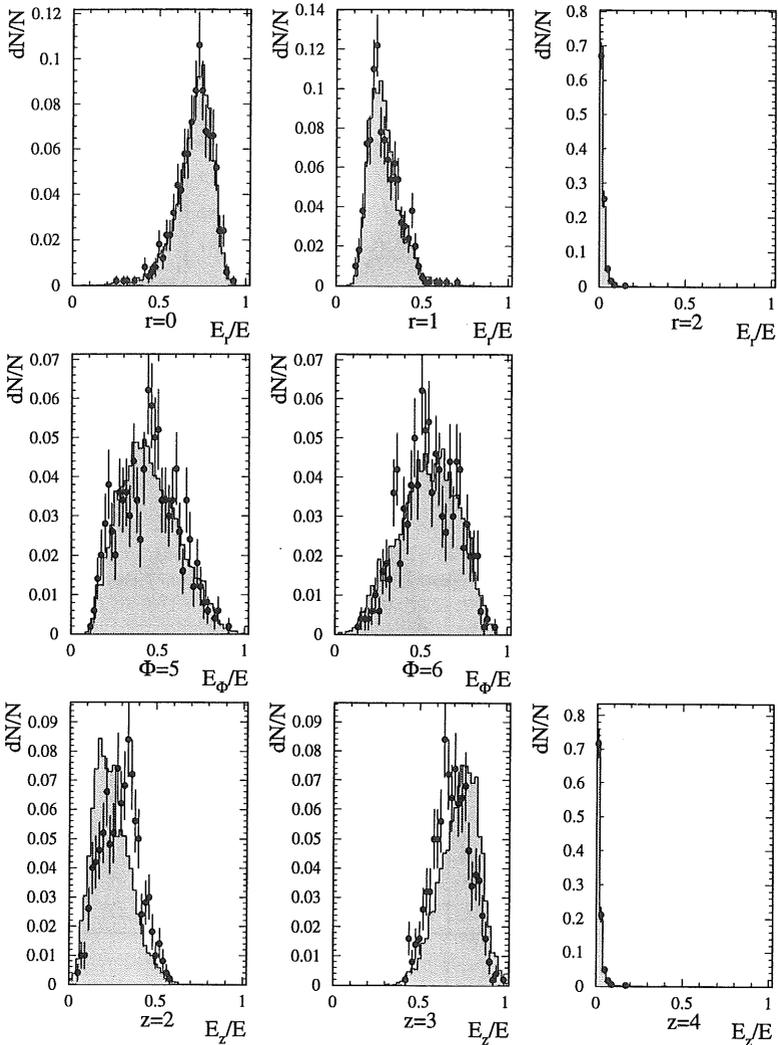
sichergestellt, daß die Optimierung unabhängig von der zu bestimmenden Energieskala ist.

Exemplarisch sind in Abbildung 6.2 die Verteilungen der relativen Energieinhalte einzelner Lagen für Elektronen in FB1H vor der Optimierung zu sehen. Die Darstellung erfolgte für eine Nominalenergie von 20 GeV, da die Sensitivität der Schauerentwicklung auf inaktives Material für Elektronen niedriger Energie am höchsten ist. Die Vergleiche zwischen Monte Carlo und Daten zeigen insbesondere Abweichungen der z-Lagen, was auf einen Fehler des Eintreffpunktes im Kalorimeter parallel zur  $x_{\text{CERN}}$ -Richtung<sup>2</sup> hindeutet. Die Verteilungen der r- und  $\Phi$ -Lagen sind, da sie die laterale Ausdehnung des Schauers beschreiben, besonders auf den Startpunkt einer Teilchenkaskade sensitiv, der durch das inaktive Material vor dem Kalorimeter bestimmt wird. Die bereits gute Übereinstimmung der r- und  $\Phi$ -Lagen läßt darauf schließen, daß dieses in der Simulation richtig beschrieben wird<sup>3</sup>.

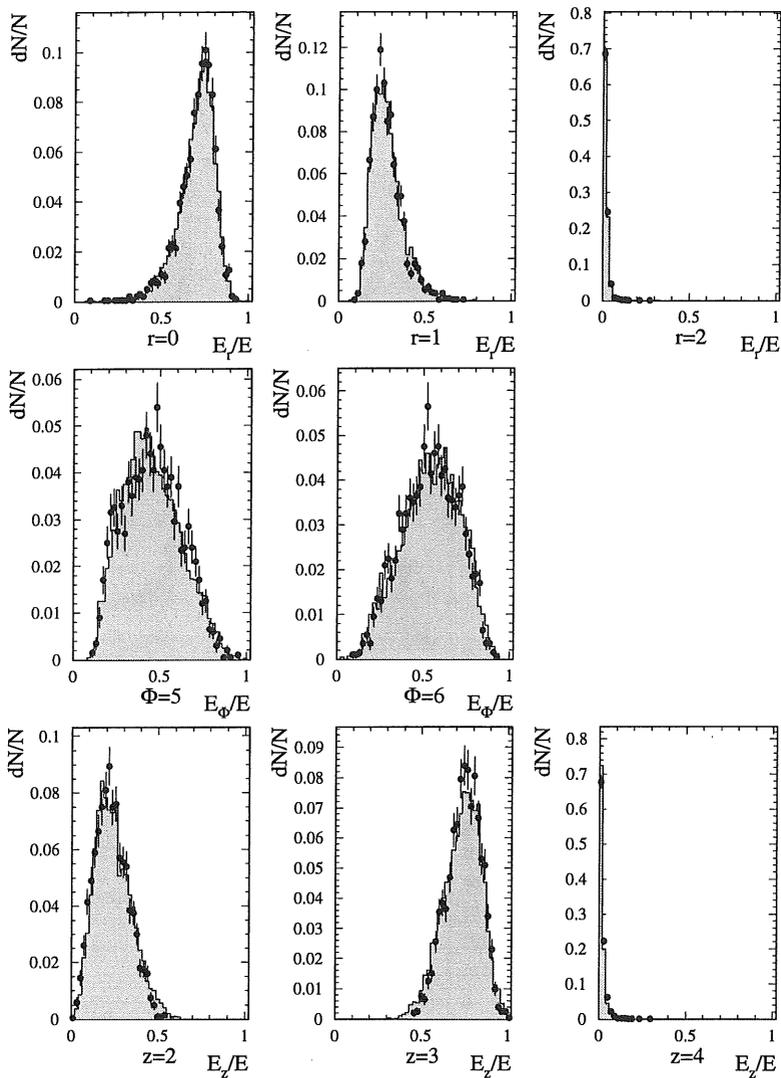
Somit reichte eine Optimierung der Einschußposition in  $x_{\text{CERN}}$ -Richtung und der damit schwach korrelierten  $y_{\text{CERN}}$ -Richtung aus, um eine gute Übereinstimmung von Monte Carlo und Daten zu erreichen (vgl. Abbildung 6.3). Diese Optimierung wurde für jede Strahlenergie individuell vorgenommen.

<sup>2</sup>Gleichbedeutend mit der Bewegungsrichtung des Kryostaten.

<sup>3</sup>Die Erfahrung früherer Testruns hat gezeigt, daß Unsicherheiten bei der Dimensionierung des inaktiven Materials nachträglich nur schwer zu optimieren sind, so daß eine sorgfältige Vermessung der Materialtiefe vorgenommen wurde.



**Abbildung 6.2:** Vergleich simulierter (Punkte) und realer (Histogramm) Ereignisse vor der Optimierung: Gezeigt sind die Verteilungen der relativen Energieinhalte der  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Lagen in FB1H am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 20 GeV.



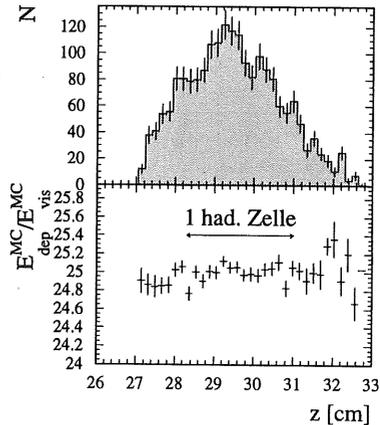
**Abbildung 6.3:** Vergleich simulierter (Punkte) und realer (Histogramm) Ereignisse nach der Optimierung: Gezeigt sind die Verteilungen der relativen Energieinhalte der  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Lagen in FB1H am Beispiel von Elektronen mit einer Energie von 20 GeV.

## 6.3 Ermittlung der idealen Kalibrationskonstante

### 6.3.1 Die ideale Monte Carlo Skala

Zur Bestimmung der idealen Monte Carlo Skala  $c_{MC}$  wurden für die einzelnen Strahlenergien unter den bei der Datennahme gültigen Bedingungen Ereignisse simuliert, welche ohne die Überlagerung von elektronischem Rauschen rekonstruiert wurden.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß sich das Verhältnis von deponierter zu sichtbarer Energie nicht ändert, wenn das vor dem Kalorimeter befindliche inaktive Material von den Elektronen durchquert wird. Für das hadronische Kalorimetermodul zeigt sich jedoch eine Variation der inversen Sampling-Fraction in Abhängigkeit von der Einschußposition. Dies ist besonders bei niedrigen Strahlenergien aufgrund der größeren Breite des Strahlprofils von Bedeutung. Abbildung 6.4 verdeutlicht das Verhalten für einen 20 GeV Elektronenstrahl: Im oberen Histogramm ist das auf die  $z$ -Richtung projizierte Strahlprofil dargestellt und die untere Figur zeigt das korrespondierende, in Abhängigkeit von der Einschußposition ermittelte Verhältnis  $E_{dep}/E_{vis}$ . Die deutlich sichtbaren Schwankungen reflektieren die Sampling Struktur der hadronischen Auslezellen. Da jedoch die Strahlprofile und Einschußpositionen für Daten und Monte Carlo jeweils so aufeinander abgestimmt wurden, daß sie qualitativ übereinstimmen, folgt für jede Strahlenergie die korrekte inverse Sampling-Fraction.



**Abbildung 6.4:** Strahlprofil und inverse Sampling-Fraction als Funktion des Einschußortes für 20 GeV Elektronen in FB1H.

Der in Kapitel 2.1.3 diskutierte Transitioneffekt führt zu einer Variation des Verhältnisses  $E_{dep}/E_{vis}$  mit zunehmender Schauertiefe. Der in der Simulation zu beobachtende Effekt hat jedoch keinen Einfluß auf die Kalibration, da zur Bestimmung der idealen Energieskala stets das integrierte Gesamtsignal verwendet wird.

Die ideale Monte Carlo Skala ergibt sich nach Gleichung 6.3 aus der Mittelung des Verhältnisses  $E_{dep}/E_{vis}$  aller Ereignisse einer Strahlenergie. Abbildung 6.5 zeigt für eine Strahlenergie von 20 GeV die Verteilung für Elektronen in FB1E und FB1H.

Die Abhängigkeit der dimensionslosen Kalibrationskonstante von der Strahlenergie (vgl. Abbildung 6.6) ist ein Maß für die aufgrund der Bauart zu erwartende Energielinearität des Kalorimeters. Die Variationen sind für Elektronen sowohl in FB1E als auch in FB1H kleiner als 0,3 %.

Die für alle simulierten Strahlenergien ermittelten Werte sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Der Mittelwert für das FB1E-Modul liefert eine dimensionslose Kalibra-

6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala

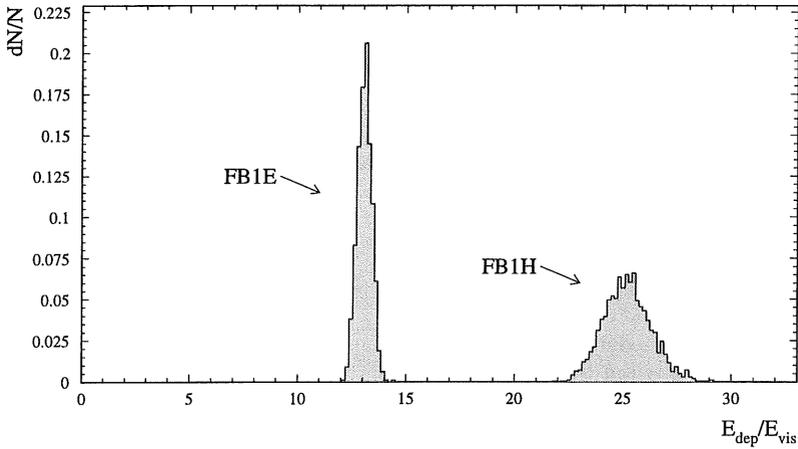


Abbildung 6.5: Das Verhältnis von deponierter zu sichtbarer Energie am Beispiel simulierter Elektronen einer Energie von 20 GeV in FB1E und FB1H.

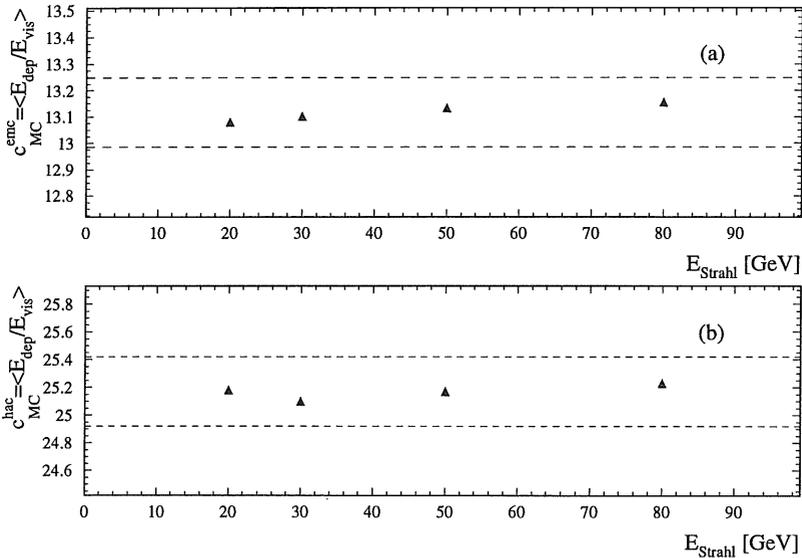


Abbildung 6.6: Dimensionslose Kalibrationskonstante für simulierte Elektronen in FB1E (a) und FB1H (b) in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich.

$E_{\text{Strahl}}$ [GeV]	FB1E	FB1H
	$c_{\text{MC}}^{\text{emc}}$	$c_{\text{MC}}^{\text{had}}$
20	$13,080 \pm 0,010$	$25,18 \pm 0,02$
30	$13,101 \pm 0,008$	$25,10 \pm 0,02$
50	$13,132 \pm 0,007$	$25,17 \pm 0,02$
80	$13,154 \pm 0,005$	$25,23 \pm 0,02$

**Tabelle 6.1:** Dimensionslose Kalibrationskonstanten für simulierte Elektronen in FB1E und FB1H bei verschiedenen Strahlenergien.

tionskonstante von:

$$c_{\text{MC}}^{\text{emc}} = 13,117 \pm \underbrace{0,004}_{\text{stat.}} \pm \underbrace{0,037}_{\text{syst.}}$$

und für die ideale Monte Carlo Skala des FB1H-Moduls folgt:

$$c_{\text{MC}}^{\text{had}} = 25,170 \pm \underbrace{0,013}_{\text{stat.}} \pm \underbrace{0,06 - 0,07}_{\text{syst.}}$$

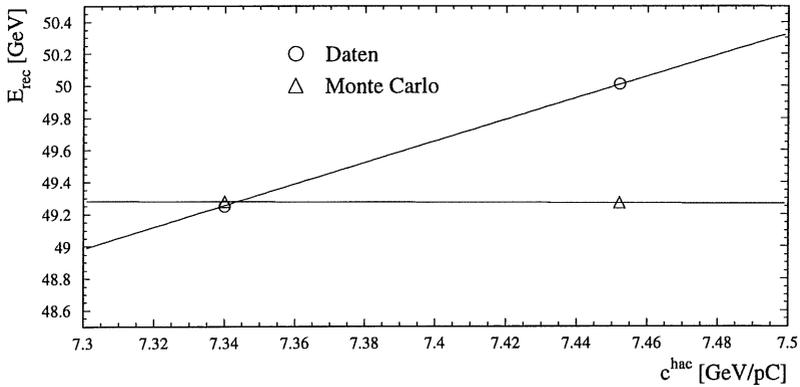
Die systematischen Fehler ergeben sich aus der jeweils größten Abweichung der Einzelwerte vom Mittelwert.

Der Anteil der sichtbaren Energie an der von Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie beträgt somit 7,6%. Für das hadronische Kalorimeter beträgt der sichtbare Anteil 4,0%.

### 6.3.2 Die Energieskala realer Elektronen

Die Abhängigkeit der rekonstruierten Energie simulierter Ereignisse von  $c_{\text{exp,ideal}}$  infolge der Überlagerung des Rauschens macht eine iterative Vorgehensweise bei der Bestimmung der idealen Kalibrationskonstante notwendig. Daher wurden zunächst die jeweiligen rekonstruierten Energien unter Verwendung der lokalen Konstante  $c_{\text{exp,lokal}}$  ermittelt. Ein asymmetrischer Schnitt von  $3\sigma_{\text{r}}$  diente der Unterdrückung des Rauschens. Aus der Differenz der rekonstruierten Energien kann die zu ermittelnde ideale Konstante in 1. Näherung abgeschätzt werden. Eine erneute Bestimmung der rekonstruierten Energien liefert zwei weitere Punkte, die bereits sehr nahe beieinander liegen. Wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist, lassen sich die Punkte linear approximieren, wobei die Steigung der Geraden im Fall realer Daten durch die im Kalorimetermodul aufsummierte mittlere Ladung  $\langle Q \rangle$  und im Fall simulierter Ereignisse durch die mittlere Rauschladung im Modul  $\langle Q_{\text{r}} \rangle$  gegeben ist. Der Schnittpunkt der Geraden liefert für jede Strahlenergie die ideale Kalibrationskonstante.

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala



**Abbildung 6.7:** Rekonstruierte Energien für reale und simulierte Ereignisse in Abhängigkeit von der Kalibrationskonstante am Beispiel von 50 GeV Elektronen in FB1H.

$E_{\text{Strahl}}$ [GeV]	FB1E	FB1H
	$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc}}$ [GeV/pC]	$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}}$ [GeV/pC]
20	$3,330 \pm 0,004$	$7,311 \pm 0,009$
30	$3,348 \pm 0,002$	$7,353 \pm 0,007$
50	$3,357 \pm 0,002$	$7,344 \pm 0,007$
80	$3,362 \pm 0,002$	$7,354 \pm 0,005$

**Tabelle 6.2:** Ideale elektromagnetische Kalibrationskonstanten für Elektronen in FB1E und FB1H bei verschiedenen Strahlenergien.

Tabelle 6.2 faßt die Ergebnisse für FB1E und FB1H zusammen. Da für die betreffenden Module bei H1 keine der Strahlenergien besonders charakteristisch ist, wird für die Bestimmung der Kalibrationskonstante der Mittelwert herangezogen. Somit ergibt sich für die ideale elektromagnetische Skala im FB1E-Modul

$$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc}} = (3,349 \pm 0,001) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

Die direkte Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala im Fall des hadronischen FB1H-Moduls liefert einen Wert von

$$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}} = (7,341 \pm 0,004) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

Die angegebenen Fehler sind rein statistisch.

Zur Übertragung dieser Skalen auf das H1-Experiment müssen Differenzen in der Dicke von Absorber- bzw. Argonschichten zwischen den CERN-Kalibrationsmodulen und den im H1-Kalorimeter implementierten Modulen berücksichtigt werden, da sich hierdurch Unterschiede in der Sampling-Fraction ergeben (vgl. Gleichung 3.2.1). Wie bereits erwähnt, betrug die für das elektromagnetische Testmodul gemessene Gapdicke 2,30 mm. Bedingt durch die zu 2,35 mm bestimmte größere Argonschichtdicke bei H1 muß obiger Wert für  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc,H1}}$  mit dem Verhältnis der Gapdicken multipliziert werden, so daß mit

$$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{emc,H1}} = (3,278 \pm 0,001) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}$$

für H1 ein kleinerer Wert folgt. Für die Verwendung dieses Wertes bei H1 ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Messung der Gapdicken für die elektromagnetischen Testmodule mit einer Unsicherheit behaftet ist, da die Messungen vor dem Transport der Komponenten zum CERN stattfanden. Die Mechanik der Module erwies sich — verstärkt durch den nur mit Rohacell gefüllten vorderen Teil — als anfällig gegenüber transportbedingten Vibrationen, was zu wesentlich größeren Toleranzen in der Gapdicke führte, als nach der Fertigung erlaubt war.

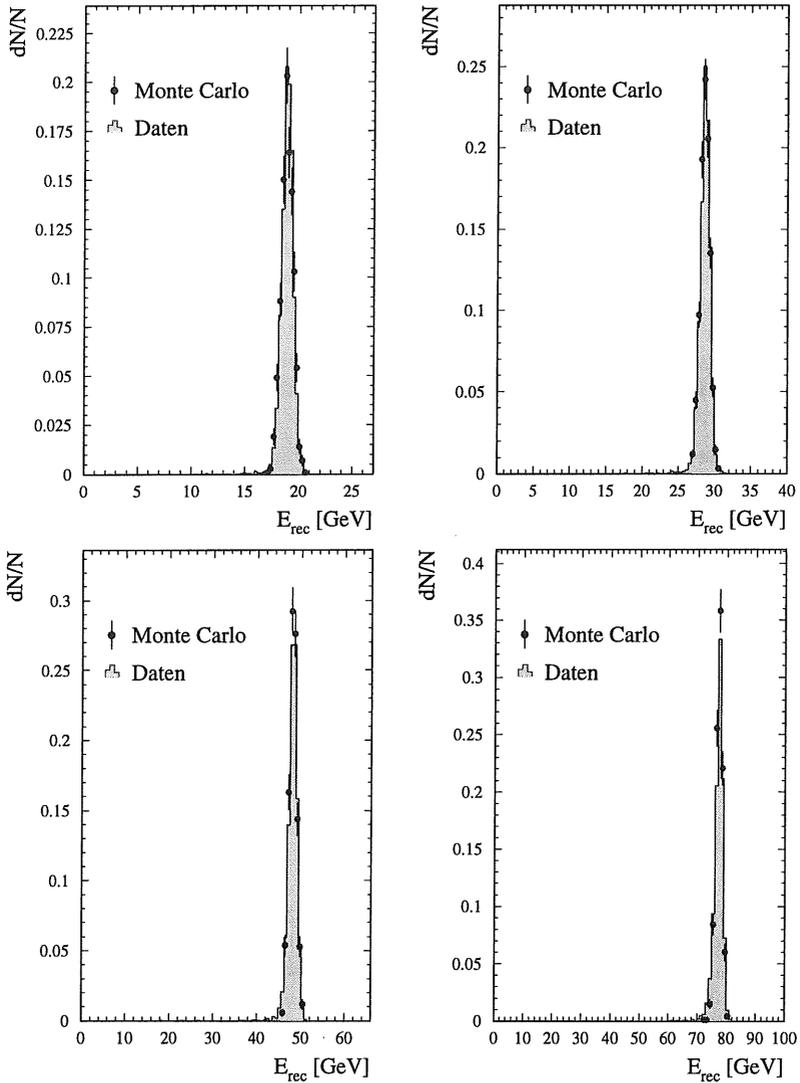
Für das hadronische Testmodul hat die spätere Messung der Plattendicken einen Wert von 16,02 mm [Sch93] im Unterschied zu 15,82 mm bei H1 ergeben. Die Multiplikation von  $c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac}}$  mit dem Verhältnis der Plattendicken führt zu einem Wert von

$$c_{\text{exp,ideal}}^{\text{hac,H1}} = (7,249 \pm 0,004) \frac{\text{GeV}}{\text{pC}}.$$

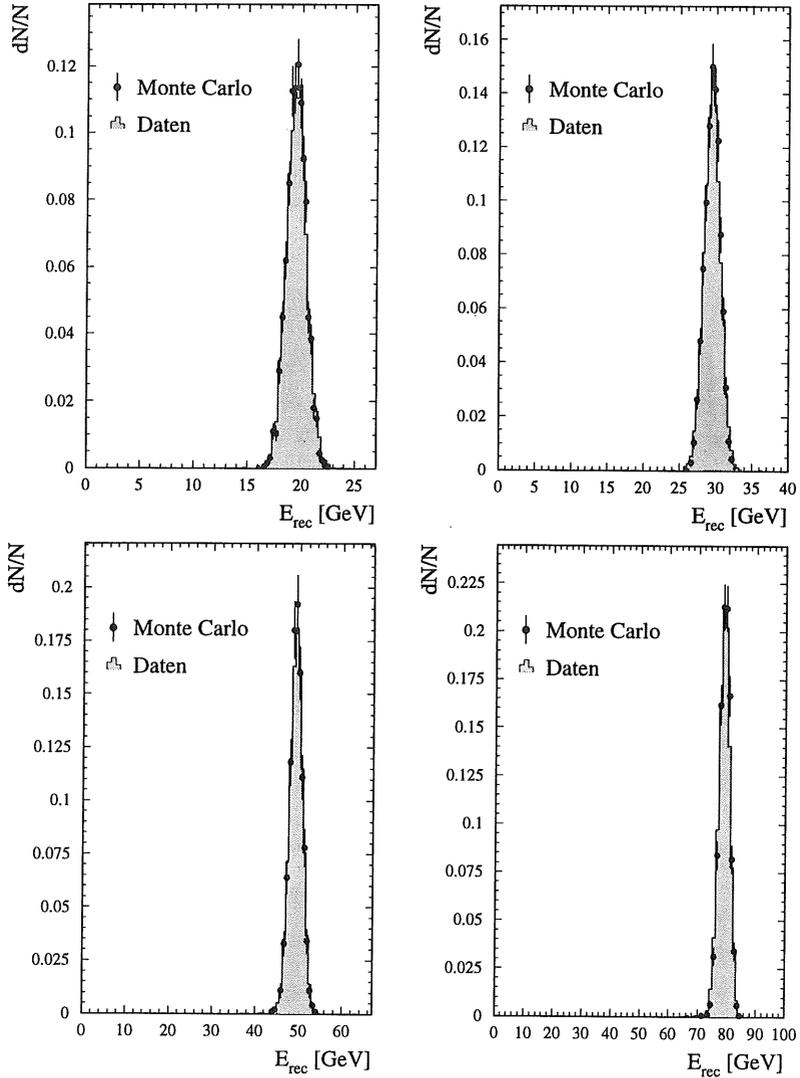
Verglichen mit dem in Kapitel 3.2.2 genannten und mit Simulationen skalierten Wert von 6,704 GeV/pC für FBH und OFH ist das direkte Meßergebnis um  $\approx 8,1\%$  höher. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Überprüfungen der Kalibration bei H1, die auf eine systematisch zu kleine hadronische Energiebestimmung für die Module FBH und OFH mit der bisherigen CERN-Skala hindeuten.

## 6.4 Systematische Unsicherheiten der Kalibration

Voraussetzung für die Anwendbarkeit des beschriebenen Kalibrationsverfahrens ist, daß die elektromagnetische Skala unabhängig von der Strahlenergie und von der Höhe  $n$  des Schnittes zur Rauschunterdrückung ist. Zunächst ergibt ein Vergleich der mit der gewonnenen Energieskala rekonstruierten Energien für simulierte und reale Daten ein qualitatives Bild von der Güte der Kalibration. Die Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigen die entsprechenden Verteilungen für Elektronen in FB1E bzw. FB1H. Für alle Strahlenergien ist die Übereinstimmung sehr gut. Das Gaußsche Verhalten der Energieverteilungen ist zudem, wie anfangs erläutert, Voraussetzung für einen vernachlässigbaren Einfluß der relativen Energieauflösung auf die Genauigkeit bei der Bestimmung der Akzeptanzfunktion  $A(x, Q^2)$  und damit auf den Fehler bei der Messung der Protonstrukturfunktion  $\mathcal{F}_2$ .



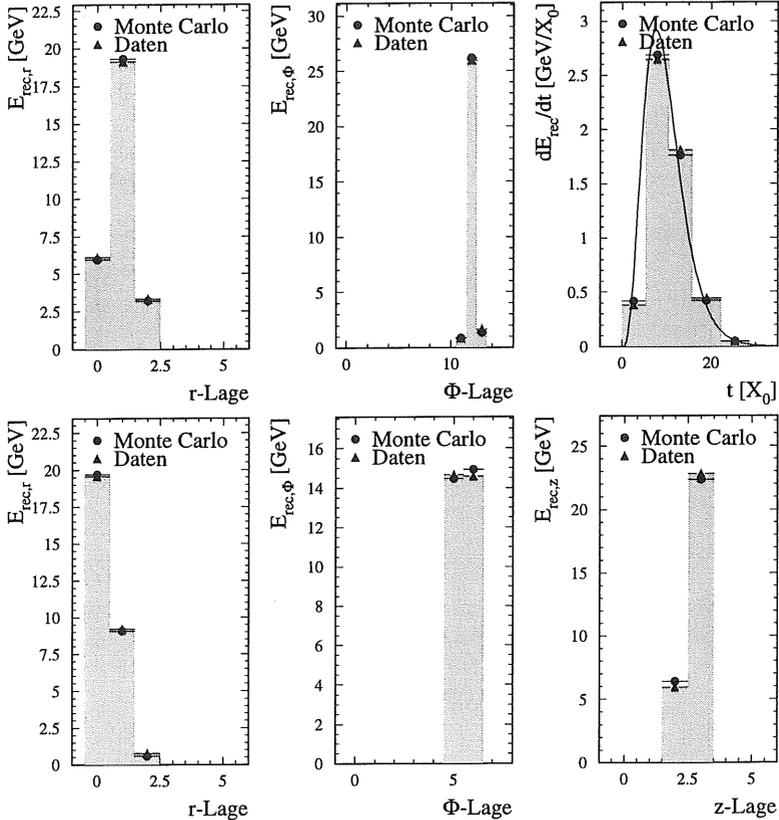
**Abbildung 6.8:** Verteilungen der rekonstruierten Energien in FB1E für simulierte und reale Elektronereignisse bei Strahlenergien von 20, 30, 50 und 80 GeV.



**Abbildung 6.9:** Verteilungen der rekonstruierten Energien in FB1H für simulierte und reale Elektronereignisse bei Strahlenergien von 20, 30, 50 und 80 GeV.

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala

Auch der Vergleich der rekonstruierten Schauerprofile in der  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Projektion zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo. In Abbildung 6.10 sind die Mittelwerte der Energieinhalte in der jeweiligen Projektion für das FB1E- und das FB1H-Modul am Beispiel von 30 GeV Elektronen dargestellt.



**Abbildung 6.10:** Mittelwerte der rekonstruierten Energieinhalte der  $r$ -,  $\Phi$ - und  $z$ -Lagen exemplarisch für 30 GeV Elektronen in FB1E (oben) und FB1H (unten). Das longitudinale Profil für FB1E ist in Einheiten von  $X_0$  aufgetragen. An die Daten wurde die Funktion nach Gleichung 2.6 angepaßt.

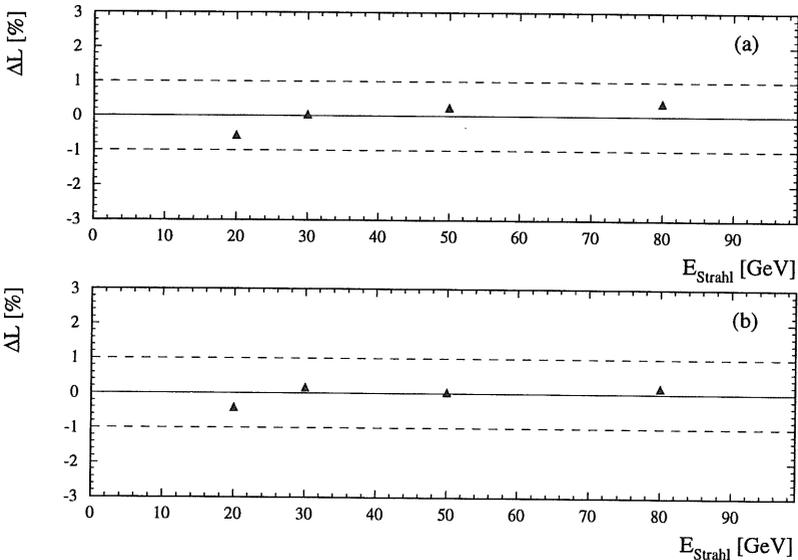
Im Fall des elektromagnetischen Kalorimeters ist für die  $z$ -Projektion der relative Energieverlust pro Strahlungslänge in Abhängigkeit von der Schauertiefe zu sehen. An die Daten wurde die Funktion nach Gleichung 2.6 angepaßt. Die sehr gute Übereinstimmung realer und simulierter Elektronen in der ersten longitudinalen Lage zeigt wiederum die korrekte Beschreibung des inaktiven Materials. Es wird jedoch auch deutlich,

daß eine Anpassung der in Kapitel 2.1.2 eingeführten Parametrisierung transversaler Profile (vgl. Gleichung 2.7) an die Daten in  $\Phi$ -Richtung nicht möglich ist, denn die geringe Zahl getroffener Bins ist in der Regel kleiner als die Zahl der zu bestimmenden Parameter. Dies ist für mögliche Korrekturen von Energieverlusten in  $\Phi$ -Cracks von spezieller Bedeutung (vgl. Kapitel 6.6).

Ein quantitativer Vergleich von rekonstruierten realen und simulierten Ereignissen ergibt sich durch Definition der Größe

$$\Delta L = \frac{E_{\text{rec,MC}} - E_{\text{rec,exp}}}{E_{\text{rec,exp}}}, \quad (6.7)$$

welche die relative Abweichung zwischen simulierten und realen Daten angibt. Die Abweichung von der Linearität ist als Variation von  $\Delta L$  mit der Strahlenergie in Abbildung 6.11 dargestellt. Dabei wurde ein konstanter Schnitt  $n = 3$  zur Rauschunterdrückung angewandt. Für das elektromagnetische Kalorimeter sind die Abweichungen kleiner als 0,6%. Das hadronische Modul ist innerhalb von 0,4% linear.



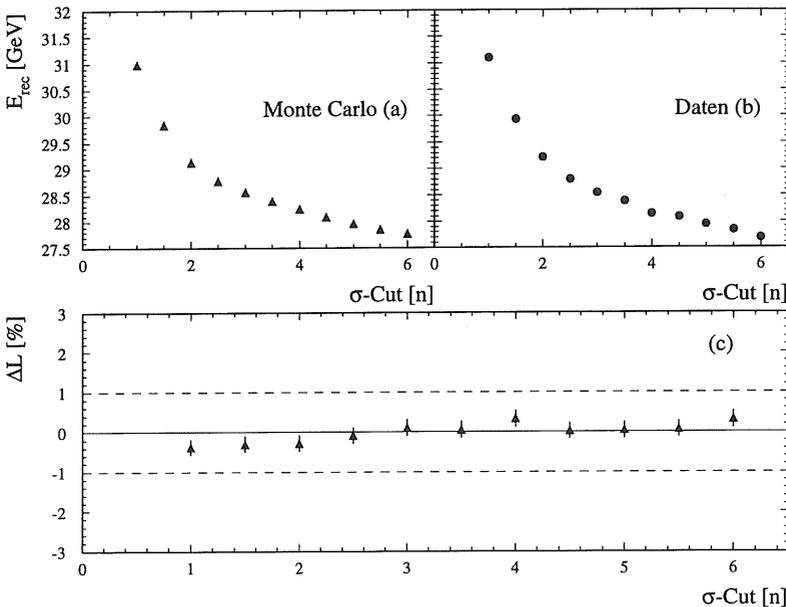
**Abbildung 6.11:** Energielinearität für rekonstruierte Elektronen in FB1E (a) und FB1H (b). Dargestellt ist die Größe  $\Delta L$  in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich.

Die bauartbedingten Abweichungen von der Linearität werden durch den Vergleich mit der Simulation herausgefaltet und durch den entsprechenden systematischen Fehler in der Simulation berücksichtigt. Somit sind die hier dargestellten Variationen der Linearität im wesentlichen auf die Unsicherheiten bezüglich des absoluten Strahlimpulses

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala

zurückzuführen. Unter der Annahme eines ideal linearen Kalorimeters ergibt sich mit Gleichung 4.1 eine mittlere systematische Unsicherheit von 0,35 %, was von der gleichen Größenordnung wie die dargestellten Schwankungsbreiten ist.

Eine weitere systematische Überprüfung des Kalibrationsverfahrens folgt aus dem Verhalten der aufsummierten Ladung in Abhängigkeit von einer Variation des Schnittes  $n$  zur Rauschunterdrückung nach Gleichung 5.8. Abbildung 6.12 zeigt den Abfall der rekonstruierten Energie mit zunehmender Schnitthöhe  $n$  sowohl für simulierte Ereignisse (a) als auch für reale Daten (b). Beide lassen das gleiche qualitative Verhalten erkennen. Die Größe  $\Delta L$  als Funktion von  $n$  ist — am Beispiel von 30 GeV Elektronen in FB1E — in (c) dargestellt. Die Abweichungen für den untersuchten relevanten Bereich sind kleiner als 0,4 %.



**Abbildung 6.12:** Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Höhe  $n$  des Schnittes zur Rauschunterdrückung für simulierte (a) und reale (b) Ereignisse am Beispiel von 30 GeV Elektronen in FB1E. In (c) ist die Größe  $\Delta L$  als Funktion von  $n$  zu sehen.

Tabelle 6.3 faßt die systematischen Unsicherheiten der Kalibration zusammen. Die einzelnen Beiträge sind nicht korreliert und können daher quadratisch summiert werden. Der mit insgesamt 1,3 % im Vergleich zu den Ergebnissen früherer Testexperimente sehr kleine systematische Fehler für das elektromagnetische Kalorimeter ist in erster Linie auf den stark reduzierten Beitrag der Ladungssammlungseffizienz zurückzuführen.

Quellen systematischer Fehler	Fehlerbeitrag	
	FB1E	FB1H
Elektronische Kalibration	0,4 %	0,4 %
Effizienzkorrekturen	0,2 %	0,2 %
Zeitliche Signalstabilität	0,3 %	0,3 %
Räumliche Homogenität	0,9 %	1,1 %
Simulationen	0,3 %	0,3 %
Impulsunsicherheit des Strahls und Energielinearität	0,6 %	0,4 %
Rauschunterdrückung	0,4 %	0,4 %
insgesamt	1,31 %	1,38 %

**Tabelle 6.3:** Abschätzung der systematischen Unsicherheiten in der Elektronkalibration

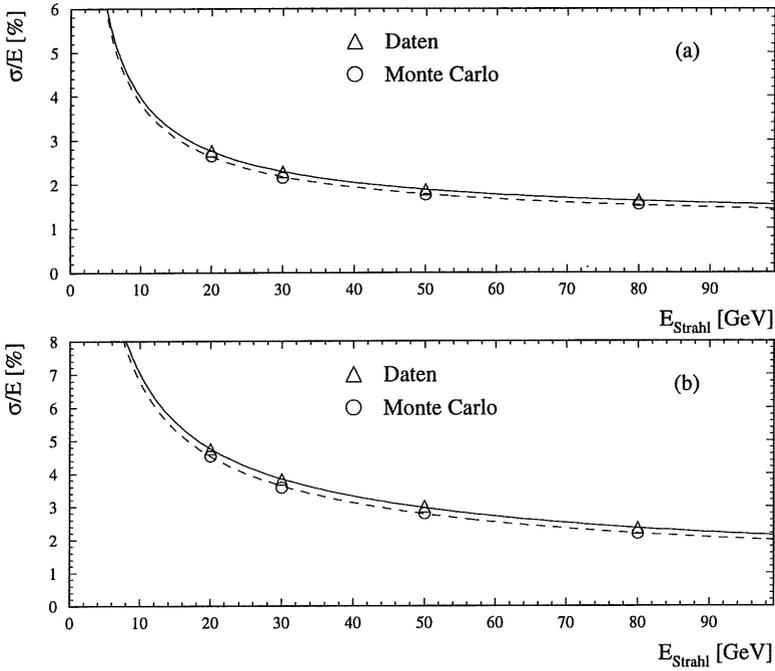
Ferner ist durch die genaue Vermessung des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter ein weiterer systematischer Faktor vernachlässigbar. Die Impulsunsicherheit des Teststrahls und die räumliche Homogenität, die in Kapitel 6.6 diskutiert wird, bilden demnach den größten Beitrag.

Insgesamt konnte eine Verbesserung der Genauigkeit der absoluten Energiebestimmung im elektromagnetischen Kalorimeter um mehr als einen Faktor Zwei erreicht werden. Somit ist der Designwert von 1 % fast erreicht worden. Werden jedoch die mechanischen Unsicherheiten der Kalorimetermodule berücksichtigt, so ist eine Rekalibration der CERN-Energieskala mit den in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Methoden beim H1-Experiment unbedingt erforderlich. Für die hadronische Energierekonstruktion wurde mit der Messung der elektromagnetischen Skala auf dem Niveau von 1,4 % eine Genauigkeit erreicht, die unter Berücksichtigung des Fehlers bei der Ermittlung von Wichtungsfaktoren [Loc92], voraussichtlich die erforderliche Güte von 2 % für die hadronische Energieskala ermöglichen wird.

## 6.5 Energieauflösung für Elektronen

Zur Bestimmung der Energieauflösung für Elektronen wurde an die rekonstruierten Energieverteilungen (vgl. Abbildungen 6.8, 6.9) sowohl für reale als auch für simulierte Ereignisse eine Gaußfunktion angepaßt. Die Abhängigkeit des Verhältnisses von Mittelwert und Standardabweichung von der Strahlenergie läßt sich mit Gleichung 2.9 beschreiben. Abbildung 6.13 zeigt die Anpassung dieser Funktion sowohl an simulierte wie auch an reale Elektronereignisse in FB1E und FB1H. Die Ergebnisse der Funktionsanpassung sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt.

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala



**Abbildung 6.13:** Energieauflösung für simulierte und reale Elektronen als Funktion der nominalen Strahlenergie in FB1E (a) und FB1H (b).

Parameter	FB1E		FB1H	
	Daten	Monte Carlo	Daten	Monte Carlo
$a$ [% GeV $^{\frac{1}{2}}$ ]	$10,47 \pm 0,26$	$10,11 \pm 0,30$	$19,53 \pm 0,29$	$18,61 \pm 0,31$
$b$ [% GeV]	$18,68 \pm 2,1$	$19,95 \pm 1,9$	$35,00 \pm 1,5$	$34,90 \pm 2,1$
$c$ [%]	$1,10 \pm 0,19$	$1,09 \pm 0,37$	$0,79 \pm 0,12$	$0,60 \pm 0,23$

**Tabelle 6.4:** Ergebnisse der Funktionsanpassung für die elektromagnetische Energieauflösung simulierter und realer Ereignisse in FB1E und FB1H.

Für das elektromagnetische Kalorimeter stimmen die einzelnen Parameter für Simulation und Daten gut überein. Im Fall des hadronischen Kalorimeters ist der Sampling-Term  $a$  der simulierten Ereignisse etwas kleiner als der realer Daten. Dies ist auf die im Monte Carlo Programm implementierte größere Gapdicke von 2,45 mm im Unterschied zur tatsächlichen Breite von 2,32 mm zurückzuführen. Durch den bei der Simulation größeren Bereich des aktiven Mediums wird der Sampling-Term der Energieauflösung kleiner. Die Kalibration hingegen wird davon nicht beeinflusst, da bei der Bestimmung der idealen Energieskala nur auf die tatsächlich deponierte Energie normiert wird.

Der Parameter  $b$  enthält die Einflüsse des Rauschens. Er ist im Fall der elektromagnetischen Komponente in guter Übereinstimmung mit dem aus der Analyse von leeren Ereignissen erhaltenen Wert von  $\approx 195$  MeV verträglich. Ebenso ist der für das FB1H-Kalorimeter bestimmte Wert gut verträglich mit dem für dieses Modul ermittelten mittleren Rauschen von  $\approx 320$  MeV.

Der konstante Term  $c$  der Energieauflösung wird hauptsächlich durch die Breite der Impulsverteilung des Teststrahls von 0,8 % (vgl. Kapitel 4.2.1) bestimmt, zudem gehen noch die Interkalibration der Kanäle untereinander sowie Energieverluste mit ein.

Mit einer relativen Energieauflösung von  $\simeq 10,5\%/\sqrt{E}$  für das FB1E-Modul ist der Designwert von  $\sigma(E)/E \sim 10\%/\sqrt{E}$  nahezu erreicht.

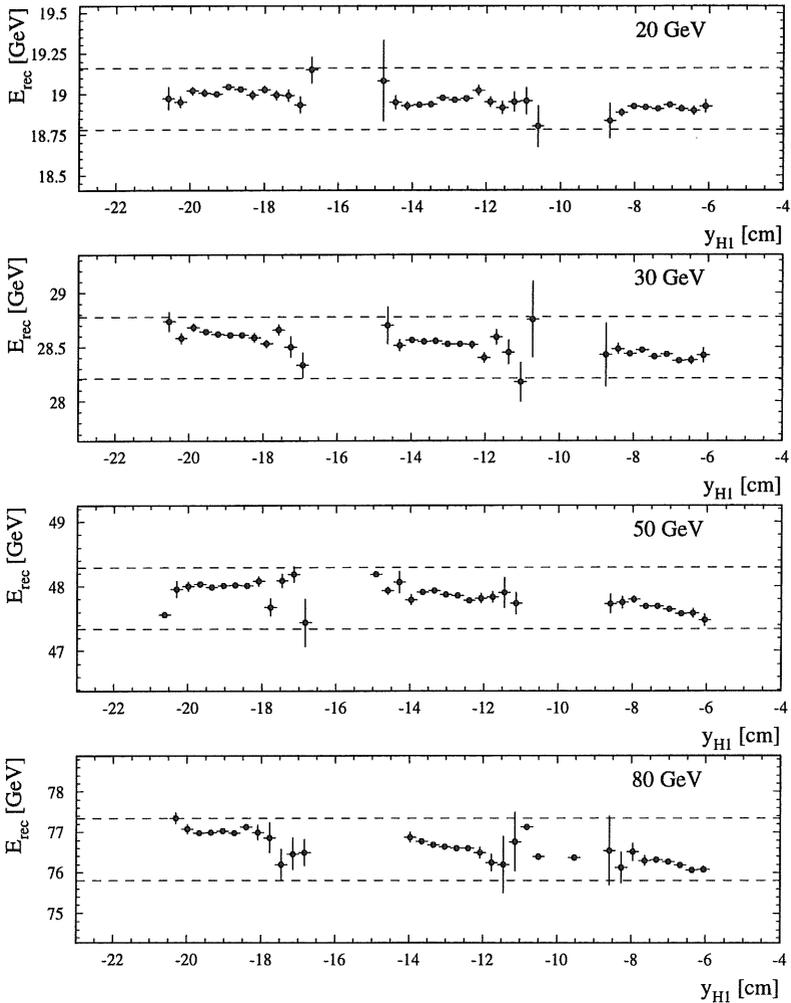
## 6.6 Homogenität

Die Übertragung der Ergebnisse der Kalibration auf das H1-Kalorimeter setzt die räumliche Homogenität des Signals und damit der rekonstruierten Energie innerhalb der erforderlichen Genauigkeit voraus. Im folgenden werden die Ergebnisse aus der Analyse von Meßreihen mit unterschiedlichen Eintrittsorten des Teststrahls vorgestellt. Zunächst wird die Homogenität innerhalb des FB1E-Moduls anhand der Variation der rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der vertikalen Einschußposition untersucht. Anschließend wird der Einfluß der  $\Phi$ -Cracks auf die Energiebestimmung anhand von Testdaten bestimmt und die Möglichkeiten der Korrektur diskutiert.

### 6.6.1 Homogenität innerhalb des Kalorimeters

Zur Bestimmung der räumlichen Homogenität innerhalb des elektromagnetischen Moduls dienten Meßreihen, die mit Elektronenergien von 20, 30, 50 und 80 GeV bei jeweils drei verschiedenen Eintrittspunkten in vertikaler Richtung aufgenommen wurden. Abbildung 6.14 zeigt die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit von der Position  $y_{H1}$ , die hier den Abstand vom horizontal ausgerichteten  $\Phi$ -Crack zwischen den FBE-Komponenten — bezogen auf das H1-Koordinatensystem — beschreibt (vgl. auch Abbildung 3.2). Innerhalb eines Runs wurden die tatsächlichen Einschußorte der einzelnen Teilchen mit den Informationen der MWPC errechnet. Die jeweils an den Rändern zu beobachtenden größeren Schwankungen sind durch die geringere Ereignisstatistik in den Ausläufern des jeweiligen Strahlprofils bedingt.

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala



**Abbildung 6.14:** Variation der rekonstruierten Energie für 20, 30, 50 und 80 GeV Elektronen innerhalb des FB1E-Moduls in Abhängigkeit von der tatsächlichen Einschussposition in  $y_{\text{HI}}$ . Die Eintrittsorte wurden mit den Informationen der MWPC errechnet. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich bzgl. des Mittelwertes.

Aus der graphischen Darstellung ist zu sehen, daß sich die Abweichungen der rekonstruierten Energien für die untersuchte Energieregion von 20 bis 80 GeV innerhalb des  $\pm 1\%$  Bereichs bewegen. Der in Tabelle 6.3 angegebene systematische Fehler entspricht der Schwankung der jeweiligen Mittelwerte (0,9%). Für das hadronische Modul existieren keine Daten, die eine analoge Untersuchung ermöglichen. Daher wurde zur Abschätzung des systematischen Fehlers der räumlichen Homogenität die lokale Variation der Sampling-Fraction anhand von Monte Carlo Untersuchungen zugrundegelegt, womit sich ein Wert von 1,1% ergibt.

Die in Abbildung 6.14 dargestellten Variationen der rekonstruierten Energien deuten auf einen systematischen Abfall in Richtung auf den  $\Phi$ -Crack hin. Hier machen sich vermutlich erste laterale Energieverluste infolge des nicht sensitiven Randbereichs des Kalorimeters bemerkbar.

### 6.6.2 Energieverluste in $\Phi$ -Cracks

Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben wurde, sind die einzelnen Ringsegmente des H1-Kalorimeters durch nicht sensitive Sektoren in azimuthaler Richtung getrennt. Für die FBE-Module setzt sich der radial angeordnete  $\Phi$ -Crack aus dem 8 mm großen, mit Flüssig-Argon gefüllten Zwischenraum, den 3 mm dicken Stahlplatten und den Randbereichen der Absorberplatten zusammen. Letztere besitzen einen 4 mm breiten Rand ohne Bleikern, der im wesentlichen aus G10 besteht. Bei den Ausleseplatten fehlt in diesem Bereich die Kupferschicht und die Hochspannungsplatten sind dort nicht mit HRC beschichtet (vgl. Abbildung 6.15). Somit decken die  $\Phi$ -Cracks jeweils einen Winkelbereich von  $0,8^\circ$  ab, so daß insgesamt für 1,7% der azimuthalen Ebene keine direkte Signalauslese möglich ist.

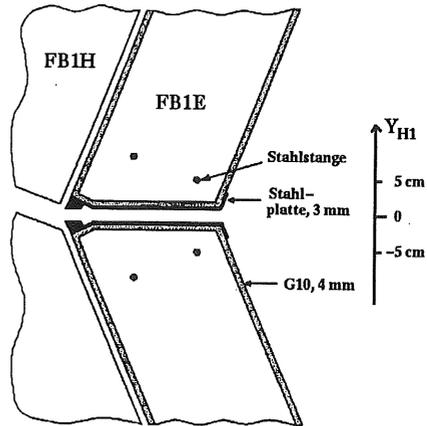
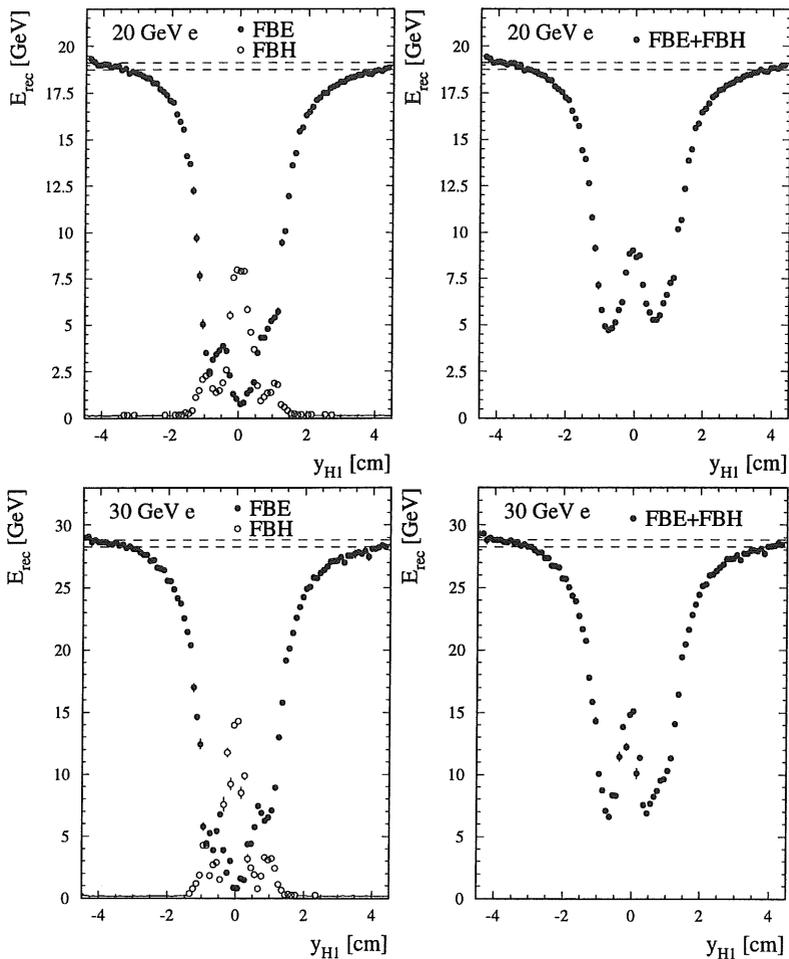
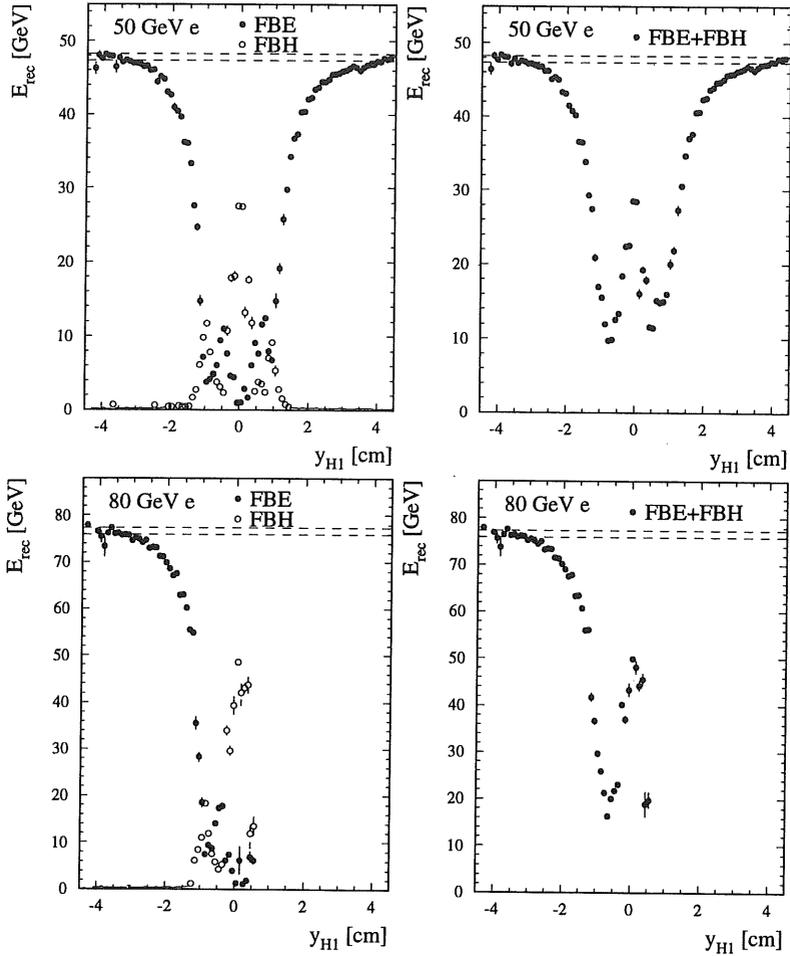


Abbildung 6.15: Schnitt durch den  $\Phi$ -Crack.

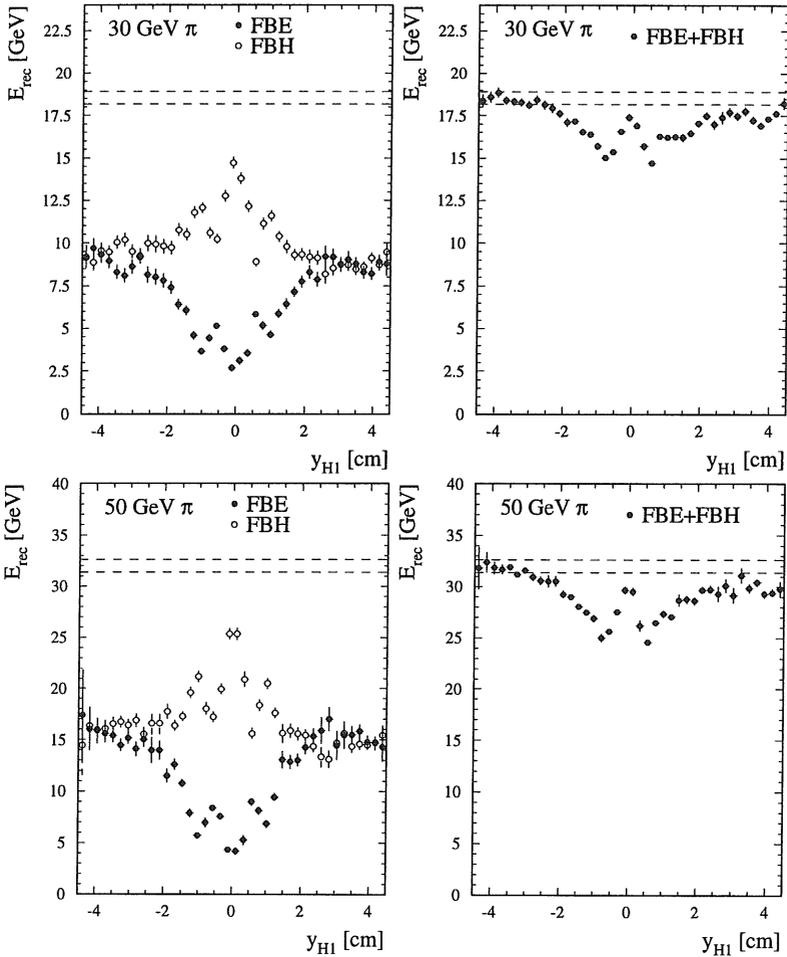
Die Untersuchung der Testdaten zeigt, daß der von Energieverlusten betroffene Bereich wesentlich größer ist, als aus der Abschätzung der rein geometrischen Breite der Cracks resultiert. In den Abbildungen 6.16 und 6.17 ist die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit von der tatsächlichen Einschußposition in  $y_{H1}$  (vgl. auch Abbildung 6.15) für Elektronenergien von 20, 30, 50 und 80 GeV dargestellt. Bei der Strahlenergie 80 GeV konnte der  $\Phi$ -Crack nur in der unteren Hälfte ausgemessen werden, da die Leistung des Ablenkmagneten B9 nicht mehr ausreichte, den Strahl entsprechend zu positionieren.



**Abbildung 6.16:** Rekonstruierte Energie für 20 und 30 GeV Elektronen in Abhängigkeit von der Einschußposition in  $y_{\text{H1}}$  im Bereich des  $\Phi$ -Crack. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich.



**Abbildung 6.17:** Rekonstruierte Energie für 50 und 80 GeV Elektronen in Abhängigkeit von der Einschussposition in  $y_{\text{H1}}$  im Bereich des  $\Phi$ -Crack. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich.



**Abbildung 6.18:** Rekonstruierte Energie für 30 und 50 GeV Pionen (ungewichtet) in Abhängigkeit von der Einschußposition in  $y_{\text{H1}}$  im Bereich des  $\Phi$ -Crack. Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 2\%$ -Bereich.

Der Verlauf des Energieverlustes macht zunächst deutlich, daß innerhalb eines Bereichs von  $\approx 7$  cm die Genauigkeit der Energierekonstruktion von  $\pm 1\%$  nicht mehr gegeben ist. Diese „effektive“ Breite ist nahezu energieunabhängig. Auf die insgesamt acht  $\Phi$ -Cracks des FB1E-Kalorimeterrings bezogen, beträgt der azimuthale Winkelbereich  $\approx 20^\circ$ . Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit Hilfe der Elektron-Methode (vgl. Kapitel 1.2.2) bedeutet dies den Verlust von etwa 6 % aller tief-inelastischen ep-Ereignisse. Bei Betrachtung allein der elektromagnetischen Energie, fällt auf, daß die Energieverluste in der Mitte des Spaltes bis zu 98 % ausmachen. Wie erwartet, ist jedoch auch eine deutliche Zunahme der im hadronischen Kalorimeter deponierten Energie zu verzeichnen, so daß der Nettoenergieverlust der totalen Energie etwa 75 – 80 % erreicht. Der Anstieg der hadronischen Energie ist besonders im Bereich des mit Flüssig-Argon gefüllten Spaltes zu beobachten. Es lassen sich zudem seitlich gelegene Substrukturen in der Energieverteilung erkennen. In den Bereichen der Stahlplatten sinkt der Energieanteil im hadronischen Kalorimeter, während in dem seitlich liegenden Gemisch aus G10 und Flüssig-Argon die Migration von Teilchen in das hadronische Modul wieder zunimmt. Diese Substrukturen sind nur unzureichend mit Simulationsrechnungen reproduzierbar, da sich hier modulspezifische Fertigungstoleranzen verstärkt auswirken. Dies bedeutet auch, daß die Energieverluste in diesem Bereich nicht mit einer für alle Ringsegmente gültigen Funktion korrigiert werden können.

Der Einfluß des  $\Phi$ -Crack auf die Energiedeposition hadronischer Teilchen ist in Abbildung 6.18 am Beispiel von Pionen mit einer Energie von 30 und 50 GeV dargestellt. Die Energien wurden auf der elektromagnetischen Skala, also ohne Wichtung, rekonstruiert. In den Regionen, wo der  $\Phi$ -Crack noch keine signifikanten Auswirkungen auf die Kaskadenbildung zeigt, werden etwa 50 % der gesamten Energie im elektromagnetischen Teil deponiert. Im Zentrum des Spaltes ist der Abfall der elektromagnetischen und der Anstieg der im hadronischen Kalorimeter deponierten Energie am größten. Der Nettoenergieverlust ist durch den hohen Anteil hadronisch deponierter Energie mit etwa 20 – 25 % wesentlich geringer als bei Elektronen. Die effektiv sichtbare Breite des  $\Phi$ -Crack ist vergleichbar mit der für Elektronen ermittelten, allerdings sind die Fluktuationen stärker ausgeprägt. Zudem ist sowohl bei 30 GeV als auch bei 50 GeV eine Asymmetrie bezüglich des Zentrums des elektromagnetischen  $\Phi$ -Crack zu erkennen. Hier macht sich der Einfluß des hadronischen Crack bemerkbar, der für  $y_{H1} > 0$  cm in einem Winkel von  $22,5^\circ$  zur radialen Richtung verläuft.

### 6.6.3 Möglichkeiten der Korrektur

Die oben diskutierten Ergebnisse machen deutlich, daß es notwendig ist, die Möglichkeiten einer Kompensation der Signalverluste anhand von geeigneten Korrekturfunktionen zu studieren. Zunächst bietet sich die direkte funktionale Beschreibung des Energieverlustes in Abhängigkeit von der Einschußposition mit der Ermittlung entsprechender Korrekturfaktoren an. Entsprechende Simulationsstudien, bei denen die Auftrefforte unter Anwendung der Schwerpunktmethod ermittelt wurden, brachten nicht den gewünschten Erfolg, da bereits geringste Abweichungen in der Rekonstruktion des Einschußortes einen großen Einfluß auf die korrigierte Energieverteilung ha-

ben [Ell91]. Die Möglichkeit einer Korrektur auf Basis transversaler Schauerprofile wurde von Robers [Rob93] ebenfalls mit Simulationsrechnungen für Elektronen untersucht. Bei dieser Methode werden die lateralen Energieverluste anhand der Parametrisierung des transversalen Schauerprofils nach Gleichung 2.7 für jedes Ereignis Bin-weise ausgerechnet. Dieses Verfahren läßt sich jedoch nicht auf die Testdaten anwenden, da aufgrund des fehlenden Magnetfeldes die Teilchenschauer zu schmal für eine Anpassung sind (vgl. Abbildung 6.10). Zudem erscheint die Methode infolge des hohen Rechenaufwandes insbesondere im Hinblick auf die Online-Rekonstruktion der Ereignisse ungeeignet.

Im folgenden wird ein Verfahren untersucht, welches zunächst nur die Symmetrie des  $\Phi$ -Crack bezüglich seines Zentrums voraussetzt. Ziel ist eine Korrektur des Energieverlustes für isolierte Elektronen oder Pionen, sobald sie in den Bereich des Crack gelangen. Die relative Position eines Einzelteilchens zum Zentrum des Crack kann nur mit Kenntnis der Zellenergien des Kalorimeters durch den Parameter

$$\kappa = \frac{E_{em,u} - E_{em,o}}{E_{tot}} \quad \text{mit} \quad E_{tot} = E_{em,u} + E_{em,o} + E_{had}$$

beschrieben werden. Dabei sind  $E_{em,u}$ ,  $E_{em,o}$  die im unteren bzw. oberen elektromagnetischen Modul deponierten Energien und  $E_{had}$  bildet die in den hadronischen Komponenten rekonstruierte Energie. Für Elektronen variieren die Werte von etwa -1 bis +1. Bei  $\kappa = -1$  befindet sich das Teilchen oberhalb des Crack ohne signifikanten Energieverlust und bei  $\kappa = +1$  unterhalb. Für Pionen liegt der Bereich im Mittel zwischen -0,5 und +0,5, bedingt durch den hohen hadronischen Energieanteil. Abbildung 6.19 zeigt für Elektronenergien von 20, 30, 50 und 80 GeV und Pionenergien von 30 und 50 GeV die Abhängigkeit des Parameters  $\kappa$  vom tatsächlichen Einschufort. In beiden Fällen ist das Verhalten im wesentlichen unabhängig von der ursprünglichen Teilchenenergie.

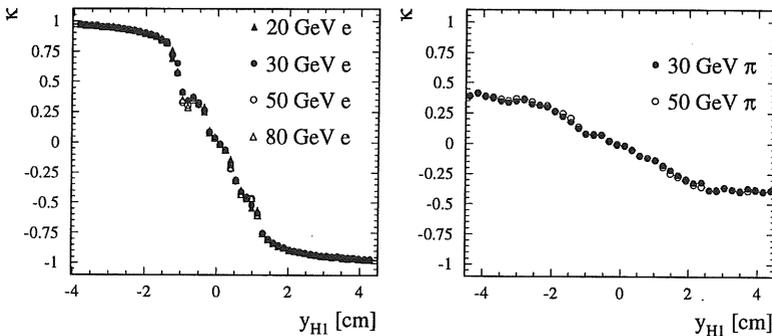


Abbildung 6.19: Abhängigkeit des Parameters  $\kappa$  vom tatsächlichen Einschufort  $y_{HI}$  für Elektronen und Pionen.

Der Energieverlust  $E_{\text{loss}}$  kann nun mit Hilfe einer von  $\kappa$  abhängigen Korrekturfunktion und der gesamten beobachteten Energie  $E_{\text{tot}}$  formuliert werden:

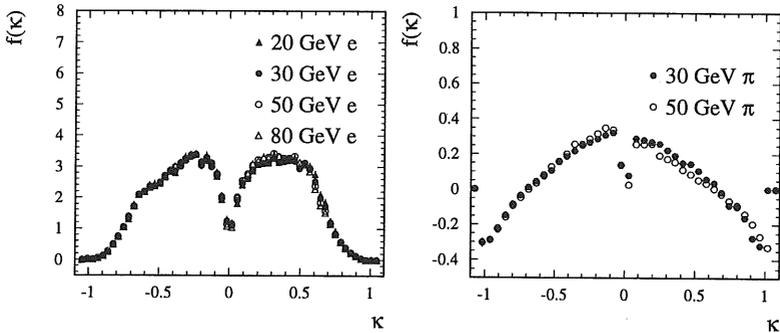
$$E_{\text{loss}} = f(\kappa) \cdot E_{\text{tot}}. \quad (6.8)$$

Damit ergibt sich die korrigierte rekonstruierte Energie  $E_{\text{korr}}$  zu

$$E_{\text{korr}} = E_{\text{loss}} + E_{\text{tot}} = (1 + f(\kappa)) \cdot E_{\text{tot}}. \quad (6.9)$$

Die Funktion  $f(\kappa) = E_{\text{loss}}/E_{\text{tot}}$  ist mit den Testdaten zu bestimmen.

Abbildung 6.20 zeigt  $f(\kappa)$  in Abhängigkeit von  $\kappa$  für die untersuchten Elektron- und Pionenenergien. Auch hier ist die Unabhängigkeit von der ursprünglichen Teilchenenergie nahezu gegeben. Erwartungsgemäß sind die Korrekturfaktoren für Elektronen wesentlich größer als für Pionen. Die Bestimmung der Funktion  $f(\kappa)$  erfolgte mit einer für  $\kappa < 0$  und  $\kappa > 0$  getrennten Anpassung von Polynomen in  $\kappa$  (vgl. Tabelle 6.5).



**Abbildung 6.20:** Korrekturfunktion  $f(\kappa) = E_{\text{loss}}/E_{\text{tot}}$  als Funktion des Parameters  $\kappa$  für Elektronen und Pionen unterschiedlicher Energien.

	a0	a1	a2	a3	a4	a5
Elektronen ( $-1 < \kappa < 0$ )	1,110	-17,384	-39,018	-20,535	—	—
Elektronen ( $0 < \kappa < 1$ )	2,297	-1,079	51,524	-162,11	162,26	-52,899
Pionen ( $-1 < \kappa < 0$ )	0,140	0,201	0,599	—	—	—
Pionen ( $0 < \kappa < 1$ )	0,214	-0,084	-0,780	—	—	—

**Tabelle 6.5:** Ergebnisse der Funktionsanpassung für  $f(\kappa)$ .

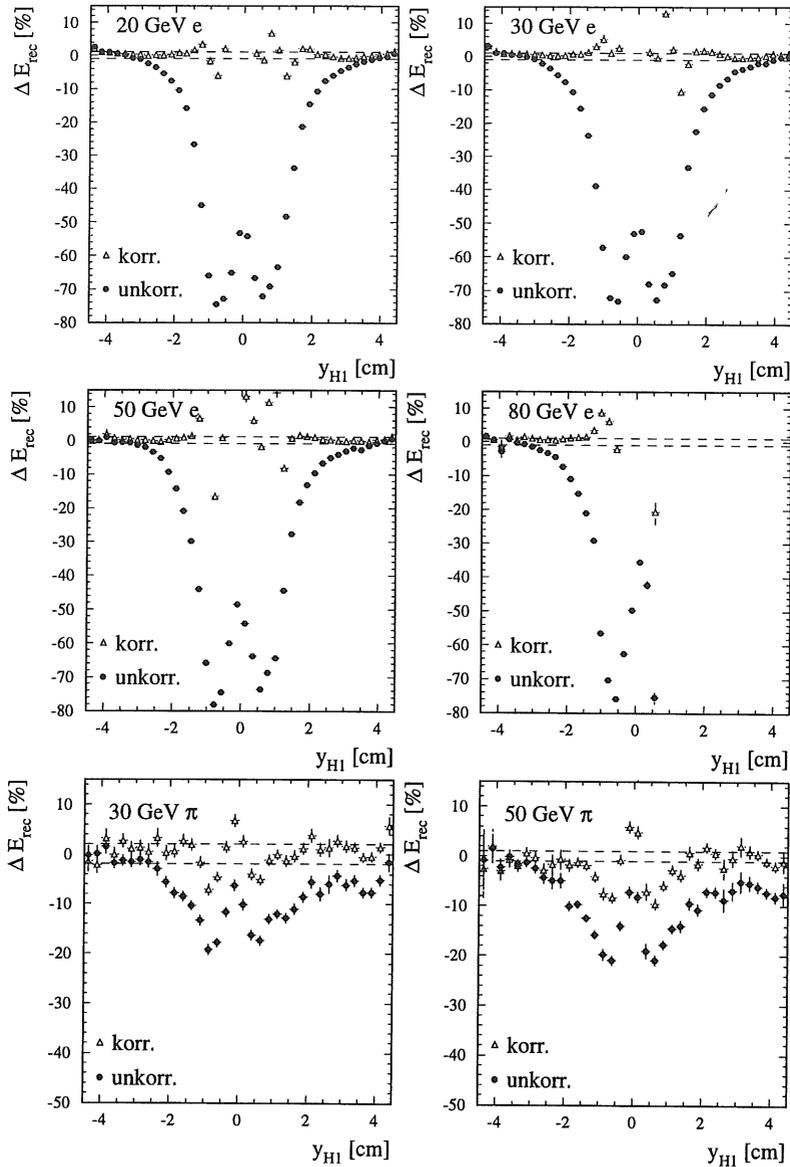
Die mit Gleichung 6.9 schließlich korrigierten rekonstruierten Energien sind in Abbildung 6.21 für Elektronen und Pionen wiedergegeben. Zum Vergleich wurden die unkorrigierten Energien ebenfalls eingezeichnet. Dargestellt ist der prozentuale Energieverlust in Abhängigkeit vom Eintrittsort  $y_{H1}$ .

Für Elektronen kann das Signal über einen großen Bereich innerhalb von  $\pm 1\%$  rekonstruiert werden. Für die untersuchte Energieregion ergibt sich eine Reduzierung der effektiven Breite des  $\Phi$ -Crack von  $\approx 7$  cm auf etwa 2,8 cm. Somit kann mit Hilfe der Korrektur der azimutale Winkelbereich des Kalorimeters, in dem die Signalverluste größer als 1% sind, auf insgesamt  $8^\circ$  bzw. 2,3% beschränkt werden. Dies bedeutet für den Vorwärtsbereich des H1-Kalorimeters eine Verringerung der Verluste von Ereignissen der tief-inelastischen ep-Streuung um einen Faktor 2,5.

Für den Kernbereich des  $\Phi$ -Crack reduzieren sich zwar die Energieverluste durch Anwendung der Korrektur auf maximal 10 – 20%, jedoch sind die Fluktuationen der Signale zu hoch, um mit der erforderlichen Präzision korrigiert werden zu können. Zudem ist zu erwarten, daß die Energieverteilungen in dieser Region von Modul zu Modul stark variieren werden.

Für Pionen kann mit dem beschriebenen Verfahren ebenfalls die effektive Breite des Crack stark verringert werden. Jedoch sind hier die Fluktuationen des Signals stärker.

Das untersuchte Verfahren wird bereits erfolgreich von der DØ-Kollaboration bei einem Uran/Flüssig-Argon-Kalorimeter verwendet [Dha92]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse mit Testdaten zeigen, daß es prinzipiell auf das H1-Kalorimeter übertragbar sein sollte. Da die Informationen bezüglich des Einschußortes lediglich Energieinformationen des Kalorimeters benötigen und keine Spurrekonstruktion mit Hilfe der Spurkammern erforderlich ist, bietet es den Vorteil, auch für neutrale Teilchen geeignet zu sein.



**Abbildung 6.21:** Prozentualer Energieverlust von Elektronen und Pionen vor und nach Anwendung der Korrekturfunktion  $f(\kappa)$ . Die gestrichelten Linien markieren den  $\pm 1\%$ -Bereich für Elektronen bzw. den  $\pm 2\%$ -Bereich für Hadronen.

## 6. Bestimmung der idealen elektromagnetischen Skala

---

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters beschrieben. Aus der Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen der HERA-Physik ergeben sich insbesondere im Hinblick auf die Messung der Protonstrukturfunktion  $\mathcal{F}_2$  die physikalischen Anforderungen in Bezug auf Energieauflösung und absolute Energiekalibration des Energiemeßsystems. Mit Beginn des H1-Experimentes wurden erste Überprüfungen der zum Teil aus früheren Testexperimenten, teilweise aus Simulationsrechnungen ermittelten Kalibration des Kalorimeters möglich. Vor dem Hintergrund der systematischen und absoluten Unsicherheiten der Energieskala wurde ein Testaufbau konzipiert, der sowohl die direkte Messung der Energieskala des elektromagnetischen und hadronischen Vorwärtskalorimeters ermöglichte, als auch das Verständnis für die Energieverluste in den nicht sensitiven  $\Phi$ -Cracks erweitert hat.

Die Ergebnisse der im Herbst 1992 durchgeführten Kalibrationsmessungen am CERN und der entsprechenden Monte Carlo Rechnungen ergeben für das hier untersuchte Vorwärtskalorimeter eine Energieeichung mit einer systematischen Unsicherheit von 1,3% für das elektromagnetische und 1,4% für das hadronische Modul. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar. Die Abweichungen von der Linearität im untersuchten Energiebereich von 20 bis 80 GeV liegen bei 0,6% für die elektromagnetische und 0,4% für die hadronische Komponente und sind im wesentlichen auf die Unsicherheit bezüglich des absoluten Strahlimpulses zurückzuführen. Mit nahezu 1% bildet der systematische Fehler der räumlichen Homogenität des Signals innerhalb des Kalorimeters den dominanten Fehlerbeitrag. Die Kalibrationskonstante des hadronischen Kalorimeters ist 8% größer als der bisherige, nur über Simulationen bestimmte Wert. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den bisherigen Überprüfungen der Kalibration beim H1-Experiment, die auf eine zu kleine hadronische Energiebestimmung im Vorwärtsbereich hindeuten.

Für die Bestimmung der idealen elektromagnetischen Energieskala wurde ein Verfahren angewandt, daß durch den Vergleich der rekonstruierten Energien von Daten und Simulation unter Berücksichtigung der relevanten Korrekturen die erfolgreiche Entkopplung nahezu aller spezifischer Einflüsse des Testexperimentes ermöglichte, so daß die Eichung prinzipiell auf das H1-Kalorimeter übertragbar ist.

Die relative Energieauflösung beträgt für das elektromagnetische Kalorimeter für Elektronen  $\sigma/E = 0,105 \sqrt{\text{GeV}}/\sqrt{E} \oplus 0,19 \text{ GeV}/E \oplus 0,011$ . Die Werte stimmen sehr gut mit

den Ergebnissen der Simulation überein. Der Sampling-Term erreicht damit nahezu den Designwert von  $\sigma/E \sim 10\%/\sqrt{E}$ . Der zweite Term wird durch das Rauschen bestimmt, und der letzte Parameter ist kompatibel mit der Impulsauflösung des Teststrahls.

Die Studien der Energieverluste von Elektronen und Pionen im Bereich der nicht sensitiven  $\Phi$ -Cracks ergeben für Elektronen einen maximalen Abfall von 98%, der selbst in Kombination mit dem Anstieg der Energie im hadronischen Kalorimeter noch 75 – 80% beträgt. Für Pionen ist ein Abfall der gesamten rekonstruierten Energie von etwa 20 – 25% zu verzeichnen. Der Winkelbereich in der azimuthalen Ebene, in dem die Genauigkeit der Homogenität des Signals schlechter als 1% ist, beträgt  $\approx 20^\circ$ . Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus dem leptonen System hat dies den Verlust von etwa 6% aller tief-inelastischen ep-Ereignisse zur Folge. Mit Hilfe einer Korrektur auf Ereignisbasis, die lediglich die Energieinformationen des Kalorimeters benötigt, kann der betroffene Bereich der azimuthalen Ebene auf  $8^\circ$  bzw. 2,3% beschränkt werden. Dies bedeutet eine Verbesserung der Akzeptanzverluste um einen Faktor 2,5. Das Verfahren ist unabhängig von der Primärenergie und der Ladung des einfallenden Teilchens. Für den verbleibenden Kernbereich können die Energieverluste zwar stark reduziert werden, jedoch sollten hier die Ereignisse mittels geometrischer Schnitte verworfen werden.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, daß die Kalibration des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters prinzipiell mit der erforderlichen Genauigkeit möglich ist. Inwieweit jedoch alle Einflüsse hinreichend berücksichtigt worden sind, muß die Verifizierung der Energieskala bei H1 zeigen. Insbesondere geringste Verformungen in der Mechanik wirken sich durch die Veränderung der Sampling-Fraction direkt proportional auf die Eichung aus. Die jahrelangen Kalibrationsstudien der DØ-Kollaboration, die das gleiche Verfahren bei einem Uran/Flüssig-Argon-Kalorimeter angewandt haben, ermöglichten letztendlich die Übertragung der Energieskala nur auf dem 4%-Niveau. Somit ist zu erwarten, daß die Genauigkeit der idealen Energieskala auf dem 1%-Niveau erst durch eine Rekalibration mittels geeigneter HERA-Ereignisse möglich sein wird.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Ansicht der Speicherringanlage HERA . . . . .	10
1.2	Der H1-Detektor . . . . .	11
1.3	Diagramm der Elektron-Proton-Streuung . . . . .	13
1.4	Meßbarer $(x, Q^2)$ -Bereich in Abhängigkeit von der Güte der Energiekalibration für Elektronen . . . . .	16
1.5	Mit der Jacquet-Blondel-Methode meßbarer $(x, Q^2)$ -Bereich in Abhängigkeit von der Güte der Energiekalibration für Hadronen . . . . .	17
1.6	Meßbare Bereiche, in denen der systematische Fehler von $d\sigma(x, Q^2)/dx dQ^2$ kleiner als $\pm 10\%$ ist . . . . .	19
2.1	Relative Beiträge der Prozesse zum Energieverlust für Elektronen und Positronen . . . . .	22
2.2	Relative Beiträge der Photon-Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt . . . . .	25
2.3	Longitudinale Energiedeposition für Elektronen mit einer Energie von 10 GeV in verschiedenen Materialien . . . . .	27
2.4	Beispiele für transversale Profile elektromagnetischer Schauer . . . . .	28
2.5	Abhängigkeit des $e/mip$ -Verhältnisses von der Schauertiefe für verschiedene Materialien . . . . .	30
2.6	Darstellung einer inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkung nach dem Spallationsmodell . . . . .	32
2.7	Longitudinale und laterale Energiedeposition für Hadronen in verschiedenen Materialien . . . . .	34
2.8	Signalspektren für 30 GeV Elektronen und Pionen . . . . .	35
2.9	Elektron-Hadron-Verhältnis in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für verschiedene Materialkombinationen . . . . .	36
3.1	Schematische Ansicht der Rad- und Zellstruktur des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters . . . . .	40

3.2	Querschnitt des H1-Kalorimeters . . . . .	41
3.3	Materialtiefe des H1-Kalorimeters in der r-z Projektion . . . . .	42
3.4	Ladungssammlung in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter . . . . .	43
3.5	Rekonstruiertes NC-Ereignis mit hohem $Q^2$ . . . . .	48
4.1	Anordnung der Kalibrationsmodule im Kryostaten . . . . .	50
4.2	Stützkonstruktion des FB1E-Moduls . . . . .	51
4.3	Struktur einer elektromagnetischen Auslesezone . . . . .	52
4.4	Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters . . . . .	52
4.5	Hochspannungsversorgung der elektromagnetischen Module . . . . .	53
4.6	Schematische Struktur einer hadronischen Auslesezone . . . . .	55
4.7	Schematische Vorderansicht und Aufsicht der Auslesestruktur der Kalibrationsmodule . . . . .	56
4.8	Teststrahl H6 am CERN . . . . .	57
4.9	Schematische Darstellung der Elemente des Strahlbereichs in der Nähe des Kryostaten. . . . .	59
4.10	Schematische Anordnung der Auslekette . . . . .	61
5.1	Trennung von Elektronen und Pionen am Beispiel von 30 GeV . . . . .	65
5.2	Zeitlicher Verlauf der gemessenen Ladung für die Stabilitätsruns mit 30 GeV Elektronen vor der Korrektur der Verschiebung des Timing . . . . .	68
5.3	Zeitlicher Verlauf der Parameter der elektronischen kalten Kalibration und des Pedestal . . . . .	69
5.4	Verhältnis der Parameter $p_1$ zweier unterschiedlicher elektronischer Kalibrationen als Funktion der Kanalkapazität . . . . .	70
5.5	Hochspannungskurven für 30 GeV Elektronen bzw. Pionen in FB1E . . . . .	75
5.6	Bestimmung der absoluten Effizienz und deren zeitlicher Abnahme aus den Hochspannungskurven . . . . .	76
5.7	Bestimmung der zeitlichen Abnahme der Effizienz . . . . .	77
5.8	Einfluß der Rauschunterdrückung auf die lokale experimentelle Kalibrationskonstante und die Kanalanzahl . . . . .	78
5.9	Lokale experimentelle Kalibrationskonstante für Elektronen in FB1E und FB1H in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	80
6.1	Strahlprofile der MWPC2 in x und y für simulierte und reale Elektronen . . . . .	84
6.2	Vergleich simulierter und realer Ereignisse vor der Optimierung . . . . .	85
6.3	Vergleich simulierter und realer Ereignisse nach der Optimierung . . . . .	86

---

6.4	Strahlprofil und inverse Sampling-Fraction als Funktion des Einschufortes	87
6.5	Das Verhältnis von deponierter zu sichtbarer Energie am Beispiel simulierter Elektronen in FB1E und FB1H	88
6.6	Dimensionslose Kalibrationskonstante für simulierte Elektronen in FB1E und FB1H in Abhängigkeit von der Strahlenergie	88
6.7	Rekonstruierte Energien für reale und simulierte Elektronen in Abhängigkeit von der Kalibrationskonstante	90
6.8	Rekonstruierte Energien in FB1E für alle Strahlenergien	92
6.9	Rekonstruierte Energien in FB1H für alle Strahlenergien	93
6.10	Mittelwerte der rekonstruierten Energieinhalte der r-, $\Phi$ - und z-Lagen in FB1E und FB1H	94
6.11	Energielinearität für rekonstruierte Elektronen	95
6.12	Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Höhe $n$ des Schnittes zur Rauschunterdrückung für simulierte und reale Ereignisse in FB1E	96
6.13	Energieauflösung für simulierte und reale Elektronen	98
6.14	Variation der rekonstruierten Energie in Abhängigkeit von der Einschufposition	100
6.15	Schnitt durch den $\Phi$ -Crack	101
6.16	Energieverlust für 20 und 30 GeV Elektronen im Bereich des $\Phi$ -Crack	102
6.17	Energieverlust für 50 und 80 GeV Elektronen im Bereich des $\Phi$ -Crack	103
6.18	Energieverlust für 30 und 50 GeV Pionen im Bereich des $\Phi$ -Crack	104
6.19	Beschreibung des Einschufortes mittels des Parameters $\kappa$	106
6.20	Korrekturfunktion in Abhängigkeit vom Parameter $\kappa$	107
6.21	Energieverlust von Elektronen und Pionen im Bereich des $\Phi$ -Crack vor und nach der Korrektur	109

# Tabellenverzeichnis

2.1	Charakteristische Kenngrößen der longitudinalen Entwicklung elektromagnetischer Schauer im Rossi-Modell . . . . .	26
4.1	Aufteilung der Ausleseplatten der elektromagnetischen Module . . . . .	54
4.2	Aufteilung der Ausleseplatten der hadronischen Module . . . . .	56
5.1	Faktoren zur Korrektur der Ladung einzelner $z$ -Lagen in Abhängigkeit des von der defekten Hochspannungsleitung versorgten Bruchteils . . . . .	73
5.2	Effizienz der Ladungssammlung und Werte der Sauerstoffverunreinigung	76
6.1	Dimensionslose Kalibrationskonstanten für simulierte Elektronen in FB1E und FB1H bei verschiedenen Strahlenergien . . . . .	89
6.2	Ideale elektromagnetische Kalibrationskonstanten für Elektronen in FB1E und FB1H bei verschiedenen Strahlenergien . . . . .	90
6.3	Systematische Unsicherheiten in der Elektronkalibration . . . . .	97
6.4	Ergebnisse der Funktionsanpassung für die elektromagnetische Energieauflösung simulierter und realer Ereignisse in FB1E und FB1H . . . . .	98
6.5	Ergebnisse der Funktionsanpassung für $f(\kappa)$ . . . . .	107

# Literaturverzeichnis

- [Abr81] Abramowicz, H. et al.,  
*The response and resolution of an iron-scintillator calorimeter for hadronic and electromagnetic showers between 10 GeV and 140 GeV*,  
Nucl. Instr. and Meth. 180, 1981, S. 429 – 439.
- [Abt93] Abt, I. et al., H1 Collaboration,  
*The H1 detector at HERA*,  
DESY 93-103, Hamburg, 1993.
- [Ako77] Akopdjanov, G. A. et al.,  
*Determination of photon coordinates in a hodoscope Čerenkov spectrometer*,  
Nucl. Instr. and Meth. 140, 1977, S. 441 – 445.
- [Ama81] Amaldi, U.,  
*Fluctuations in calorimetry measurements*,  
Physica Scripta, Bd. 23, 1981, S. 409 – 424.
- [And93a] Andrieu, B. et al., H1 Calorimeter Group,  
*The H1 liquid argon calorimeter system*,  
Nucl. Instr. and Meth. A336, 1993, S. 460 – 498.
- [And93b] Andrieu, B. et al., H1 Calorimeter Group,  
*Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations*,  
Nucl. Instr. and Meth. A336, 1993, S. 499 – 509.
- [And94a] Andrieu, B. et al., H1 Calorimeter Group,  
*Electron/pion separation with the H1 LAr calorimeters*,  
Nucl. Instr. and Meth. A344, 1994, S. 492 – 506.
- [And94b] Andrieu, B. et al., H1 Calorimeter Group,  
*Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*,  
Nucl. Instr. and Meth. A350, 1994, S. 57 – 72.
- [Bat70] Bathow, G. et al.,  
*Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6 GeV*,  
Nucl. Physics B, Bd. 20, 1970, S. 592 – 602.

- [Ber93] Bergstein, H.,  
*Gesamteichung des H1-Eisenjoch-Kalorimeters*,  
Dissertation, RWTH Aachen, 1993.
- [Ber92] Bernardi, G. und Hildesheim, W.,  
*A detailed simulation of F2 measurability at HERA*,  
in: Buchmüller, W. und Ingelman, G. (Hrsg.),  
*Physics at HERA*,  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1992, S. 79 – 99.
- [Bet30] Bethe, H.,  
*Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*,  
Annalen der Physik, Bd. 5, 1930, S. 325 – 400.
- [Bir51] Birks, J. B.,  
*Scintillations from organic crystals: specific fluorescence and relative response to different radiations*,  
Proc. Phys. Soc. 64, 1951, S. 874.
- [Blo32] Bloch, F.,  
*Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen*,  
Zeitschrift für Physik, Bd. 81, 1933, S. 363 – 376.
- [Blü88] Blümlein, J. et al.,  
*Structure functions, quark distributions and  $\Lambda_{QCD}$  at HERA*,  
in: Peccei, R. D. (Hrsg.),  
*Proceedings of the HERA workshop*,  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1988, S. 67 – 105.
- [Blü92] Blümlein, J. und Klein, M.,  
*On the cross calibration of calorimeters at ep colliders*,  
DESY 92-148, Hamburg, 1992.
- [Bor92] Borrás, K.,  
*Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1-Detektor*,  
Dissertation, Universität Dortmund, 1992.
- [Bov82] Bovet, C. et al.,  
*The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beams*,  
CERN yellow report 82-13, Geneva, 1982.
- [Bra88] Braunschweig, W. et al., H1 Muon Group,  
*Results from a test of a Pb-Cu liquid argon calorimeter*,  
Nucl. Instr. and Meth. A265, 1988, S. 419 – 434.
- [Bra93] Braunschweig, W. et al., H1 Muon Group,  
*The tail catcher test stack at CERN 1992 — Detector setup and software analysis tools*,  
H1-01/93-261, DESY, Hamburg, 1993.

- [Brü87] Brückmann, H. et al.,  
*On the theoretical understanding and calculation of sampling calorimeters*,  
DESY 87-064, Hamburg, 1987.
- [Bru87] Brun, R. et al.,  
*GEANT3 Manual*,  
CERN DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
- [Coe85] Coet, P.,  
*H6-Tertiary test beam*,  
CERN EBS note 85-14, Geneva, 1985.
- [Dha92] Dharmaratna, W. G. D., DØ Collaboration,  
*Effect of dead materials on calorimeter response and Monte Carlo simulation*,  
FERMILAB-Conf-92/309, Batavia, 1992.
- [Ell91] Ellers, M.,  
*Untersuchungen zum Teilchennachweis im Randbereich eines elektromagnetischen Kalorimeters*,  
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1991.
- [Els92] Elsener, C., private Mitteilung.
- [Eng84] Engler, J.,  
*Status and perspectives of liquid argon calorimeters*,  
Nucl. Instr. and Meth. A225, 1984, S. 525 – 529.
- [Fab85] Fabjan, C. W.,  
*Calorimetry in High-Energy Physics*,  
CERN EP/85-54, Geneva, 1985.
- [Fab89] Fabjan, C. W. und Wigmans, R.,  
*Energy measurement of elementary particles*,  
Rep. Prog. Phys. 52, 1989, S. 1519 – 1580.
- [Fel88] Feltesse, J.,  
*Measurement of inclusive differential cross sections*,  
in: Peccei, R. D. (Hrsg.),  
*Proceedings of the HERA workshop*,  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1988, S. 33 – 58.
- [Fes85] Fesefeldt, H. C.,  
*Simulations of hadronic showers*,  
PITHA-Report 85-02, RWTH Aachen, 1985.
- [Fla87] Flauger, W.,  
*Some electronic properties of High Resistive Coating (HRC)*,  
H1-01/87-56, DESY, Hamburg, 1987.

- [Gay91] Gayler, J., Küster, H. und Loch, P.,  
*Determination of the electromagnetic scale for the IF calorimeter,*  
H1-04/91-171, DESY, Hamburg, 1991.
- [Gie90] Giesgen, I.,  
*Messung der Bauparameter eines elektromagnetischen Kalorimeters im H1-Detektor,*  
Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1990.
- [Grä91] Gräßler, R.,  
*Kalibration eines elektromagnetischen Kalorimetermoduls für den H1-Detektor,*  
Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1991.
- [Gre90] Greif, H.,  
*Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten,*  
Dissertation, Technische Universität München, 1990.
- [Hof76] Hofmann, W. et al.,  
*Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber,*  
Nucl. Instr. and Meth. 135, 1976, S. 151 – 156.
- [Ing88] Ingelman, G. et al.,  
*Separation of deep inelastic charged and neutral current events,*  
in: Peccei, R. D. (Hrsg.),  
*Proceedings of the HERA workshop,*  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1988, S. 19 – 32.
- [Jac89] Jacholkowska, A.,  
*Calibration results for LAr electronics, Vortrag im Meeting for calibrating the calorimeter, DESY, 5.-6.10.1989,*  
ed. Oberlack, H., H1-MPI-116B, 1989.
- [Jac92a] Jacholkowska, A. und Pascaud, C.,  
*Timing in the LAr calorimeter acquisition branch,*  
H1-06/92-229, DESY, Hamburg, 1992.
- [Jac92b] Jacholkowska, A., private Mitteilung.
- [Jac79] Jacquet, F. und Blondel, A.,  
*Detectors for charge current events,*  
in: Amaldi, U. (Hrsg.),  
*Proceedings of the study of an ep facility for Europe,*  
Hamburg, 1979, S. 393.
- [Jaf13] Jaffé, G.,  
*Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen,*  
Annalen der Physik, Bd. 42, 1913, S. 303 – 344.

- [Kle92] Klein, M.,  
*On the  $Q^2, x$  range at HERA*,  
in: Buchmüller, W. und Ingelman, G. (Hrsg.),  
*Physics at HERA*,  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1992, S. 71 – 78.
- [Kle84] Kleinknecht, K.,  
*Detektoren für Teilchenstrahlung*,  
Stuttgart, 1984.
- [Kor93] Korn, M., private Mitteilung.
- [Kra52] Kramers, H. A.,  
*On a modification of Jaffé's theory of column-ionization*,  
*Physica*, Bd. 18 Nr. 10, 1952, S. 665 – 675.
- [Loc92] Loch, P.,  
*Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*,  
Dissertation, Universität Hamburg, 1992.
- [Lon75] Longo, E. und Sestili, I.,  
*Monte Carlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass*,  
*Nucl. Instr. and Meth.* 128, 1975, S. 283 – 307.
- [Mil68] Miller, L. S. et al.,  
*Charge transport in solid and liquid Ar, Kr and Xe*,  
*Physical Review*, Bd. 166 Nr. 3, 1968, S. 871 – 878.
- [Miy74] Miyajima, M. et al.,  
*Average energy expended per ion pair in liquid argon*,  
*Phys. Rev. A*, Bd. 9 Nr. 3, 1974, S. 1438 – 1443.
- [Nel85] Nelson, W. R. et al.,  
*The EGS4 code system*,  
SLAC Report 265, Stanford, 1985.
- [Ons38] Onsager, L.,  
*Initial recombination of ions*,  
*Physical Review*, Bd. 54, 1938, S. 554 – 557.
- [Par88] Particle Data Group,  
*Review of particle properties*,  
*Physics Letters B*, Bd. 204, 1988.
- [Par92] Particle Data Group,  
*Review of particle properties*,  
*Physical Review D*, Bd. 45 Nr. 11, 1992.

- [Pes90] del Peso, J. und Ros, E.,  
*Monte Carlo investigation of the transition effect*,  
Nucl. Instr. and Meth. A295, 1990, S. 330 – 336.
- [Pin65] Pinkau, K.,  
*Errors in electromagnetic cascade measurements due to the transition effect*,  
Phys. Review B, Bd. 139 Nr. 6, 1965, S. 1548 – 1555.
- [Rob93] Robers, G.,  
*Studien zur Energierekonstruktion in nicht-sensitiven Bereichen des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters*,  
Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1993.
- [Ros52] Rossi, B.,  
*High Energy Physics*,  
Prentice Hall, 1952.
- [Rud89] Rudowicz, M.,  
*Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1-Detektors*,  
MPI-PAE/Exp. El. 200, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989.
- [Sch93] Schacht, P., private Mitteilung.
- [Sti92] Stier, J.,  
*Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters mit kosmischen Myonen*,  
DESY FH1K-92-04, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992.
- [Wig87] Wigmans, R.,  
*On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters*,  
Nucl. Instr. and Meth. A259, 1987, S. 389 – 429.
- [Wii92] Wiik, B. H.,  
*HERA status*,  
in: Buchmüller, W. und Ingelman, G. (Hrsg.),  
*Physics at HERA*,  
Bd. 1, DESY, Hamburg, 1992, S. 1 – 16.
- [Wil74] Willis, W. J. und Radeka, V.,  
*Liquid argon ionization chambers as total-absorption detectors*,  
Nucl. Instr. and Meth. 120, 1974, S. 221 – 236.
- [Zei91] Zeitnitz, C.,  
*Entwicklung und Test eines mit Siliziumdetektoren instrumentierten Presamplers für den H1-Detektor*,  
Dissertation, Universität Hamburg 1991.

## Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Flügge, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit an seinem Institut anfertigen zu können.

Herrn Priv. Doz. Dr. W. Struczinski danke ich für die Übernahme des Korreferats und das damit verbundene Interesse an dieser Arbeit.

Ganz herzlich danke ich auch Herrn G. Robers, der nicht nur durch seine Analysen und die bereitwillige Übernahme manch lästiger Aufgabe einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet hat, sondern auch stets ein kommunikativer Büropartner war.

Herrn E. Bock, Herrn K. Boffin und den übrigen Mitarbeitern unserer mechanischen Werkstatt danke ich für den Einsatz beim Bau und der Montage der Kalorimetermodule.

Darüber hinaus danke ich allen Institutsangehörigen für die angenehme Arbeitsatmosphäre und bereitwillige Hilfe bei Problemen.

Danken möchte ich auch Herrn M. Korn und den übrigen Dortmunder Mitstreitern für die zahlreichen Diskussionen sowie die konstruktive und in der Regel auch effiziente Zusammenarbeit.

Ferner möchte ich allen Mitgliedern der H1 Kalorimetergruppe, die an den Testexperimenten im CERN teilgenommen haben, für ihre Unterstützung danken.

Meinen Eltern und meiner Freundin Anja Krüger danke ich nicht nur für das Korrekturlesen des Manuskriptes, sondern insbesondere für die langjährige Unterstützung, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Diese Arbeit wurde durch ein Graduiertenstipendium der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

## Lebenslauf

1. Dez. 1965

Geboren in Aachen als Sohn der Eheleute  
Dr. Herbert Gräßler und Ursula Gräßler, geb. Haamann

### Schulbesuch

1972 — 1976

Gemeinschaftsgrundschule Am Höfling in Aachen

Aug. 1976 — Mai 1985

Rhein-Maas-Gymnasium in Aachen;  
Abschluß: Allgemeine Hochschulreife

### Studium

Okt. 1985 — Okt. 1991

Studium der Physik an der RWTH Aachen;  
Abschluß: Diplom-Physiker

Okt. 1991 — Sep. 1994

Wirtschaftswissenschaftliches Zusatzstudium  
an der RWTH Aachen;  
Abschluß: Diplom-Wirtschaftsphysiker

seit Nov. 1991

Stipendiat und Doktorand im  
III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen  
bei Herrn Prof. Dr. G. Flügge

Druck: Lönies & Schmitz, Warmweiherstr. 22, 52066 Aachen, Tel. 53 69 10

Einband: F Heuerz, Stephanstr. 44, 52064 Aachen, Tel. 3 31 29