Nachweis von π–Mesonen in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten

29. März 1994

Diplomarbeit

vorgelegt von
Jürgen Spiekermann

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen untereinander. Das bisherige Wissen wird im allgemein akzeptierten Standardmodell der Elementarteilchenphysik zusammengefaßt. Man nimmt an, daß die gesamte Materie aus Fermionen mit Spin 1/2, den Leptonen und Quarks, zusammengesetzt ist. Innerhalb der bisher erreichten räumlichen Auflösung von 10^{-18} m sind diese punktförmig und können somit als elementar angesehen werden. Die vier bisher bekannten Wechselwirkungen zwischen ihnen sind

- die Gravitationswechselwirkung,
- die schwache Wechselwirkung,
- die elektromagnetische Wechselwirkung,
- die starke Wechselwirkung.

Die Gravitationswechselwirkung spielt bei den in der Elementarteilchenphysik betrachteten Prozessen keine Rolle und kann nicht wie die anderen drei Wechselwirkungen durch eine Quantenfeldtheorie beschrieben werden. Die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung werden hierbei durch den Austausch von Teilchen mit Spin 1, den Eichbosonen, vermittelt. Während die Leptonen nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken, nehmen Quarks zusätzlich an der starken Wechselwirkung teil.

Seit Rutherford [Rut11] durch Streuung von α-Teilchen an einer Goldfolie entdeckte, daß Atome aus Kern und Hülle bestehen, beruhen viele Erkenntnisse der Elementarteilchenphysik auf Streuexperimenten. Man lenkt dabei hochenergetische Teilchenstrahlen auf ruhende Ziele oder bringt sie mit einem zweiten Teilchenstrahl zur Kollision. Identifiziert man die bei der Kollision entstehenden Reaktionsprodukte und bestimmt ihre Impulse und Energien, so kann man Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Wechselwirkungen ziehen. Die räumliche Auflösung, die man in

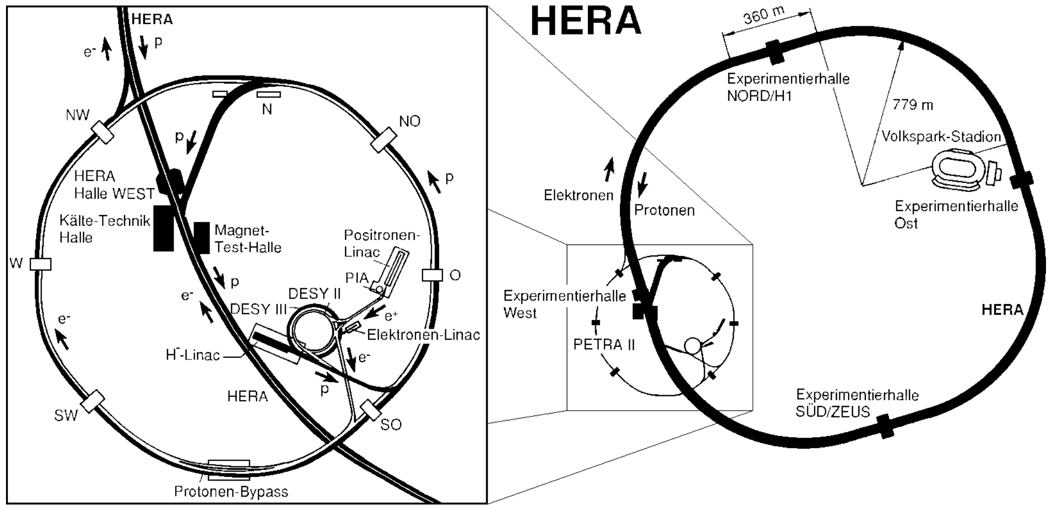

Abbildung 1.1: Skizze des Speicherrings HERA

solchen Experimenten erreichen kann, ist durch die Heisenbergsche Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

begrenzt. Die Erforschung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen mit hoher räumlicher Auflösung erfordert daher große Impulsüberträge Δp. In den modernen Beschleunigern wird dies durch möglichst hohe Energien der kollidierenden Teilchenstrahlen angestrebt.

1.1 Der Speicherring HERA

Zu Beginn des Jahres 1992 wurde am DESY[1] in Hamburg der Speicherring HERA[2] in Betrieb genommen. In dieser Anlage wird ein Protonenstrahl mit einem Elektronenstrahl zur Kollision gebracht. Wie die Abbildung 1.1 zeigt, durchlaufen die Teilchen zunächst eine Reihe von Vorbeschleunigern und werden dann im HERA-Speicherring auf ihre endgültige Energie beschleunigt. Die beiden Strahlen werden an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht, an denen sich die Detektoren H1 bzw. ZEUS befinden. Die Energie von 26.7 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen ermöglicht einen maximalen Impulsübertrag Q^2 von nahezu 10^5 GeV^2/c^2, womit Strukturen von bis zu 10^{-18} m aufgelöst werden können. Zu den wichtigsten physikalischen Fragestellungen, die man bei HERA untersucht, gehören [Pro87, Pro91]:

[1] DESY=**D**eutsches **E**lektronen-**Sy**nchrotron
[2] HERA=**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

- die Messung der Strukturfunktionen des Protons bei hohem Q^2 und kleinen Werten der Bjørkenvariablen x_B,
- die Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen,
- die Bestimmung der Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$ vom Impulsübertrag Q^2,
- die Untersuchung der Struktur von geladenen und neutralen Strömen der schwachen Wechselwirkung,
- die Messung des hadronischen Charakters des Photons und
- die Suche nach neuen, exotischen Teilchen, wie Bindungszuständen aus Leptonen und Quarks, und schweren Eichbosonen.

Die hieraus resultierenden Anforderungen an den Detektor sind bei der Planung des H1-Experiments weitestgehend berücksichtigt worden. Dazu gehört z. B., daß der Detektor einen möglichst großen Raumwinkel abdeckt, Elektronen identifiziert und die Energien und Impulse der Reaktionsprodukte vermessen werden können. Eine detaillierte Darstellung findet man in den Berichten der Workshops, die vor dem Beginn des Experiments stattgefunden haben [Pro87, Pro91]. Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Beschreibung des H1-Detektors, detailliertere Informationen vermittelt [H1-93d].

1.2 Der H1-Detektor

Die stark unterschiedlichen Impulse der kollidierenden Teilchenstrahlen führen dazu, daß die Reaktionsprodukte vermehrt in die Flugrichtung des Protons gestreut werden. Der Aufbau des H1-Detektors ist daher asymmetrisch. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektors anhand der Abbildung 1.2 beschrieben:

- Der Wechselwirkungspunkt der Teilchenstrahlen befindet sich im Strahlrohr (1).
- Zur Rekonstruktion der Flugbahnen geladener Teilchen dienen die Spurendetektoren (2, 3). Sie bestehen aus Driftkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren. Mit Hilfe der Übergangsstrahlungsdetektoren und durch die Messung des differentiellen Energieverlustes dE/dx von geladenen Teilchen in den Driftkammern ist eine Teilchenidentifizierung möglich.
- Die Spurendetektoren sind von einem Flüssigargon-Kalorimeter (4, 5) umgeben. Es mißt die Energie von Teilchen, deren Streuwinkel θ bezüglich der Proton-Flugrichtung im Bereich von $4° \leq \theta \leq 152°$ liegt. Der Kryostat (15) erzeugt die zum Betrieb des Kalorimeters notwendigen Bedingungen: eine Temperatur T = 90 K und einen Druck p = 1.35 bar. Das Kalorimeter ist ein

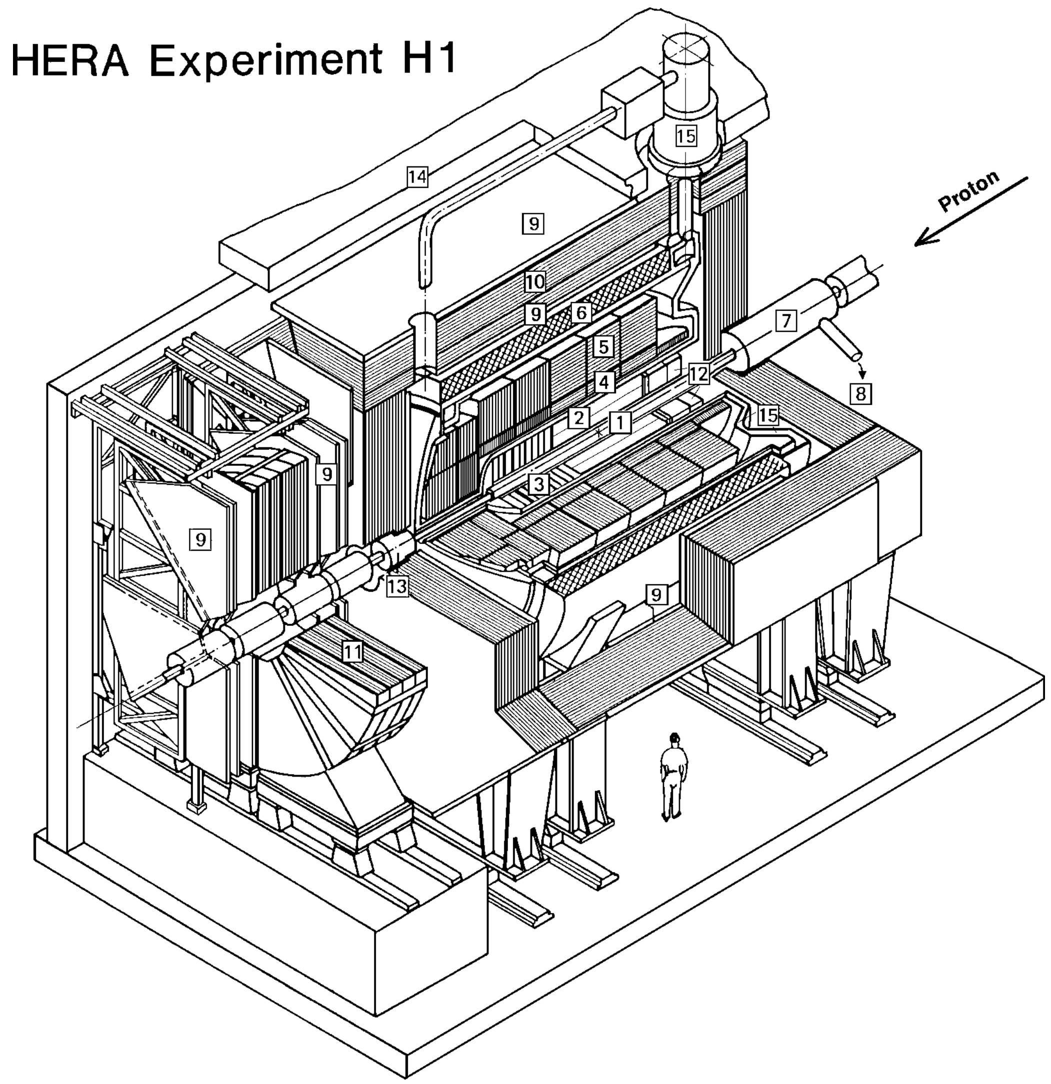

Abbildung 1.2: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors

Sampling-Kalorimeter und enthält im elektromagnetischen Teil (4) Blei, im hadronischen (5) Edelstahl als Absorbermaterial. Die Verwendung von Flüssigargon-Ionisationskammern zur Auslese ermöglicht eine hohe Granularität, d. h. eine hohe Ortsauflösung, und damit eine gute Elektron-Pion-Trennung[Col90]. Die ideale zylindersymmetrische Form wird durch eine Aufteilung in Ringe in longitudinaler Richtung und eine Segmentierung der einzelnen Ringe in acht trapezförmige Module in der Ebene senkrecht zur Strahlachse angenähert, siehe Abbildung 1.3.

Im Bereich von Streuwinkeln $\theta < 4°$ wird das Flüssigargon-Kalorimeter durch das das Strahlrohr umschließende, sogenannte Plug-Kalorimeter (13) ergänzt. Es ist ein Sampling-Kalorimeter mit Kupfer als Absorber- und Silizium als

Auslesematerial und wird bei Zimmertemperatur betrieben.

Die Energie von Teilchen mit einem Streuwinkel $\theta > 154°$ kann im sogenannten BEMC[3]-Kalorimeter (12) gemessen werden. Es ist ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter, enthält jedoch Blei als Absorber- und Szintillator als Auslesematerial.

- Die supraleitende Spule (6) umgibt den Kryostaten und erzeugt ein Magnetfeld von 1.2 Tesla parallel zur Strahlachse, wodurch die Flugbahnen geladener Teilchen gekrümmt werden. Mit den Signalen der Spurendetektoren ist daher eine Messung des Impulses geladener Teilchen möglich. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Strahlführung wird durch einen Kompensationsmagneten (7) ausgeglichen.

- Zur Rückführung des Magnetflusses dient das Eisenjoch (10). Es ist mit Streamerkammern instrumentiert und kann so zum Nachweis von Myonen benutzt werden. Eine weitere Aufgabe dieser Anordnung ist die Energiemessung solcher Teilchen, die nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert werden.

- Die Betonabschirmung (14) dient dem Strahlenschutz und umgibt den gesamten Detektor.

Wie schon im Abschnitt 1.1 erwähnt, ist die Messung der Strukturfunktion des Protons ein Ziel des H1-Experiments. Bei der dazu notwendigen Analyse von Ereignissen der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung unterscheidet man zwischen Ereignissen mit neutralem und geladenem Strom. Die Rekonstruktion der Kinematik ist bei Ereignissen mit neutralem Strom allein aus der Messung der Energie und des Streuwinkels des gestreuten Elektrons möglich. Bei Ereignissen mit geladenem Strom muß die Kinematik des Ereignisses aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden, da das aus der Streuung hervorgehende Neutrino nicht nachgewiesen werden kann. In beiden Fällen ist die absolute Kalibration des Kalorimeters von wesentlicher Bedeutung. Insgesamt erfordert das physikalische Programm bei HERA eine Genauigkeit der absoluten Kalibrierung des Flüssigargon-Kalorimeters von 1% für den elektromagnetischen und 3% für den hadronischen Teil [Fel87].

Während die Kalibrierung des elektromagnetischen Kalorimeters bereits in früheren Teststrahlexperimenten am CERN[4] durchgeführt wurde, dienten die in dieser Arbeit untersuchten Testmessungen unter anderem der Kalibrierung des hadronischen Kalorimeters [Kor94].

Wie in Abbildung 1.2 und 1.3 zu sehen ist, existieren zwischen den Ringen und zwischen den Segmenten eines jeden Rings des Flüssigargon-Kalorimeters Bereiche, in denen die Energiemessung problematisch ist. Dies führt zum Beispiel bei der Identifikation von Ereignissen mit geladenem Strom zu Schwierigkeiten, da ein Ereignis

[3]BEMC=**B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

[4]CERN=**C**onseil **E**uropéenne pour la **R**echerche **N**ucléaire = Europäischer Rat für Kernforschung

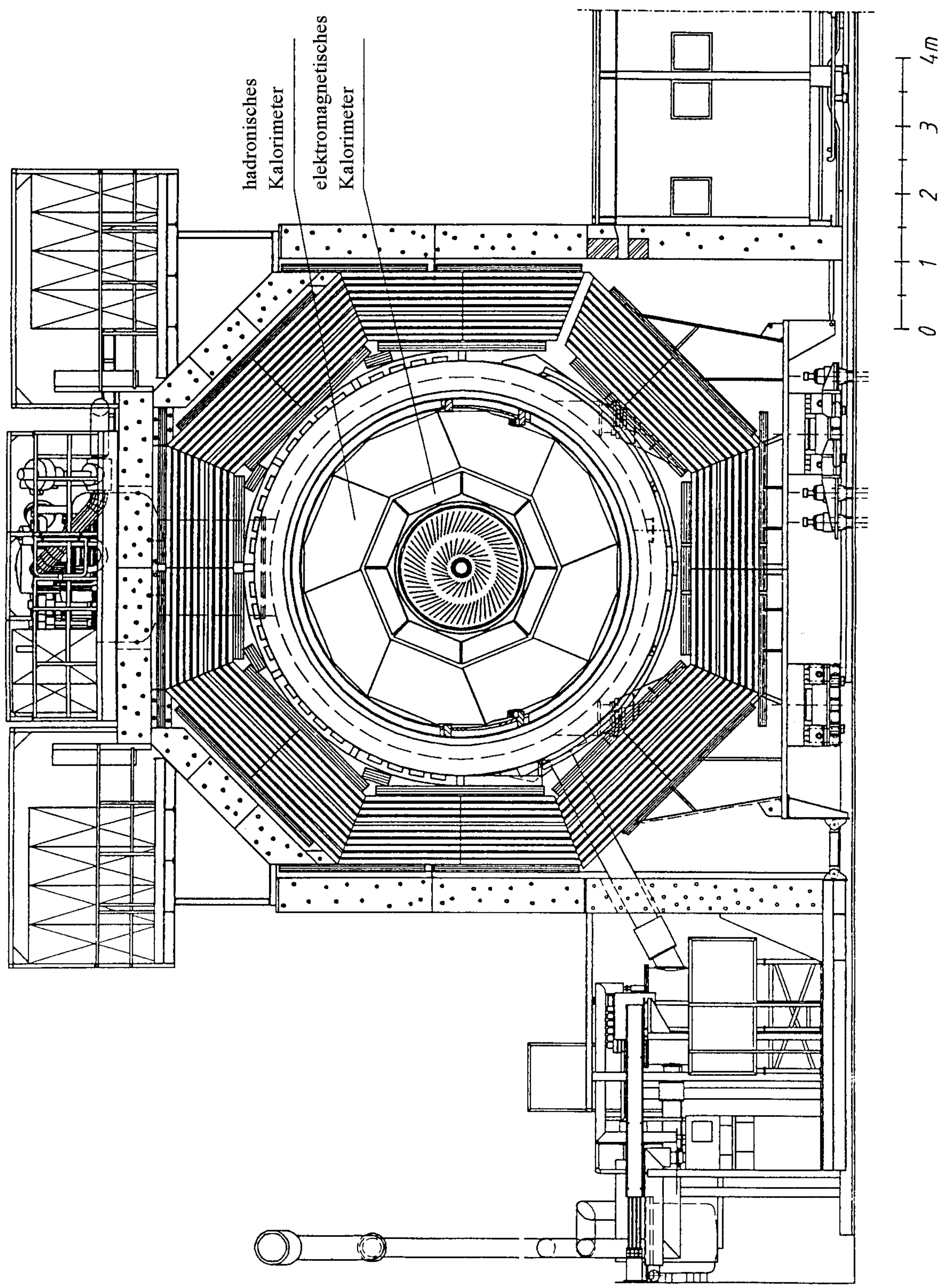

Abbildung 1.3: Schnitt durch den H1-Detektor senkrecht zur Strahlachse

mit neutralem Strom als Ereignis mit geladenem Strom fehlidentifiziert werden kann, falls das Elektron in einen solchen Bereich verminderter Sensitivität gestreut wird. Die systematische Untersuchung dieser Bereiche des Kalorimeters ist ein weiterer Schwerpunkt bei der Analyse der Testmessungen [Hüt94].

1.3 Ziele dieser Arbeit

Bei der Analyse der im H1-Experiment gewonnen Daten ist die Hadronkalorimetrie von elementarer Bedeutung, wie die folgenden zwei Beispiele zeigen.

- Bei einer Klasse von Ereignissen wird ein Parton durch den Austausch eines Photons mit dem Elektron aus dem Proton herausgestreut. Durch die sich anschließende Hadronisierung der gestreuten und der verbleibenden Partonen des Protons entstehen farbneutrale Mesonen und Baryonen. Die kinematischen Variablen dieser Ereignisse können, falls das gestreute Elektron nachgewiesen wird, aus dessen Energie und Impuls bestimmt werden. Man kann diese aber auch aus dem hadronischen Endzustand ermitteln. In einem Teil des kinematisch zugänglichen Bereichs bei HERA ist das letztgenannte Verfahren wesentlich präziser [Pro91].

- Bei der Analyse von sogenannten Photoproduktionsereignissen zur Bestimmung der Strukturfunktionen des Photons, z. B. der Gluonstrukturfunktion $g(x_\gamma)$, kann die kinematische Variable x_γ ohne die Vermessung des hadronischen Endzustands nicht ermittelt werden.

Ein gutes Verständnis der Hadronkalorimetrie kann letztendlich nur erreicht werden, wenn ein Simulationsprogramm zur Verfügung steht, welches die Einflüsse des Detektors auf das gemessene Signal realitätsnah beschreibt.

Außerdem wird bei der Rekonstruktion der im Kalorimeter gemessenen Energie, wie in Kapitel 3 näher erläutert, ein als Signalgewichtung bezeichnetes Verfahren angewandt, um die Energie hadronischer Schauer richtig zu ermitteln. Die für die Gewichtung notwendigen Parameter werden dabei aus Simulationsrechnungen bestimmt [H1-93a].

Von der H1-Kollaboration wird zur Zeit im Rahmen des zur Detektorsimulation verwendeten Programmpakets GEANT das Programm GHEISHA zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen benutzt. Seit Beginn des Jahres 1993 steht jedoch mit CALOR ein weiteres Programm für diese Aufgabe zur Verfügung.

In diesem Zusammenhang ist es das Ziel dieser Arbeit, die Programme CALOR und GHEISHA systematisch zu vergleichen und die Ergebnisse der mit ihnen durchgeführten Simulationen den bei Testmessungen gewonnenen Daten gegenüberzustellen.

Zunächst führt das zweite Kapitel dieser Arbeit in die physikalischen Grundlagen der kalorimetrischen Energiemessung ein und beschreibt den prinzipiellen Aufbau von Kalorimetern.

Im dritten Kapitel wird auf die Funktionsweise der Simulationsprogramme eingegangen. Dabei werden das Programmpaket GEANT und die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen vergleichsweise kurz beschrieben. Hauptsächlich erläutert dieses Kapitel die zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen in GHEISHA und CALOR verwendeten Modelle und Methoden. Zum Abschluß werden die Ergebnisse von Simulationen an einer einfachen Geometrie gezeigt, wobei sich Größen ergeben, die einen Vergleich mit gemessenen Daten sinnvoll erscheinen lassen.

Das vierte Kapitel widmet sich dem bei den Testmessungen verwendeten Aufbau. Dazu gehört die Beschreibung des Teststrahls am CERN und des Testkalorimeters, das weitestgehend einem Ausschnitt aus dem H1-Kalorimeter entsprach. An dieser Stelle wird dargelegt, wie der spezielle Aufbau im Simulationsprogramm implementiert ist.

Für die Interpretation der gemessenen Daten muß das Testkalorimeter kalibriert werden. Die dazu notwendigen Simulationen werden im fünften Kapitel vorgestellt.

Im sechsten Kapitel werden die beiden Simulationsprogramme GHEISHA und CALOR direkt mit den gemessenen Daten verglichen. Hierbei kann anhand der in Kapitel 3 ermittelten Größen entschieden werden, welches der beiden Programme die Realität am zutreffendsten beschreibt.

Kapitel 2

Grundlagen der Kalorimetrie

Durchqueren hochenergetische Teilchen Materie, so entstehen in Wechselwirkungen Sekundärteilchen, die ihrerseits weitere Teilchen erzeugen können. Durch die resultierende Teilchenkaskade, auch Schauer genannt, deponieren sie ihre ursprüngliche Energie in der Materie. Der größte Teil der Energie wird dabei als thermische Energie abgegeben, deren Betrag meßtechnisch kaum zu erfassen ist. In einigen Materialien ist jedoch ein zumeist kleiner Teil der Energie vor der Thermalisierung nachweisbar, z. B. als Ionisationsladung oder Szintillationslicht. Besteht ein definierter Zusammenhang zwischen erhaltenem Signal und ursprünglicher Teilchenenergie, so ist die Energiemessung von Teilchen prinzipiell möglich.

Die Bedeutung der kalorimetrischen Messung nimmt, im Gegensatz zur Energiemessung mit Magnetspektrometern, mit den zur Zeit laufenden und geplanten Experimenten aufgrund der folgenden Eigenschaften immer mehr zu [Fab89]:

- Kalorimeter können die Energie sowohl geladener, als auch neutraler Teilchen messen.
- Aufgrund der statistischen Natur der im Schauer ablaufenden Prozesse wird die Energieauflösung mit zunehmender Teilchenenergie besser.
- Die Größe eines Kalorimeters, die notwendig ist, um einen Schauer vollständig zu absorbieren, nimmt nur logarithmisch mit der Energie des primären Teilchens zu.
- Kalorimeter können mit feiner Granularität gebaut werden, was zu einer guten Ortsauflösung führt. Da sich die räumliche Verteilung der Energiedeposition für verschiedene Teilchen unterscheidet, ist eine Teilchenidentifikation anhand von Schauerprofilen möglich.

Die Eigenschaften eines durch Elektronen, Positronen oder Photonen ausgelösten elektromagnetischen Schauers unterscheiden sich stark von denen eines hadronischen Schauers. Im Abschnitt 2.1 werden die grundlegenden Eigenschaften elektromagnetischer, im Abschnitt 2.2 die hadronischer Schauer dargestellt.

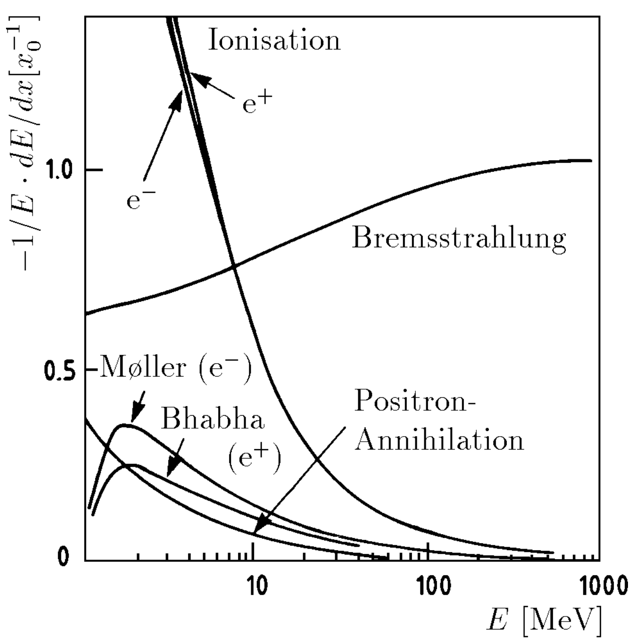

Abbildung 2.1: Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge x_0 in Blei als Funktion der Energie des Elektrons bzw. Positrons [Par90]

2.1 Der elektromagnetische Schauer

Die QED bildet die theoretische Grundlage der Physik der elektromagnetischen Schauer. In ihr sind die Wirkungsquerschnitte aller Prozesse, die zu einem elektromagnetischen Schauer beitragen, berechenbar. Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch die Beiträge verschiedener auftretender Prozesse zum Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei. Auf der Ordinate ist der relative Energieverlust pro Weglänge $-1/E \cdot dE/dx$ aufgetragen. Die Weglänge ist dabei in Einheiten der Strahlungslänge x_0 gemessen, deren Definition man in Abschnitt 2.1.1 findet. Wie aus der Abbildung folgt, dominiert die Bremsstrahlung bei hohen Energien und die Ionisation bei niedrigen Energien. Die Energie, bei der der Energieverlust pro Weglänge durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation ist, heißt kritische Energie E_{krit}[1]. Sie ist abhängig vom Absorbermaterial und liegt für Blei bei etwa 9 MeV, wie man der Abbildung 2.1 entnehmen kann. Auf die Bremsstrahlung wird in Abschnitt 2.1.1 eingegangen. Der Energieverlust durch Ionisation wird in Abschnitt 2.1.2 behandelt. Die weniger bedeutenden Prozesse seien hier kurz aufgeführt:

- Møllerstreuung: $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
- Bhabha-Streuung: $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$
- Annihilation: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$

[1] siehe auch Abschnitt 2.1.2

- Vielfachstreuung: $e^- + \mathrm{Kern} \rightarrow e^- + \mathrm{Kern}$

Die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie werden im Abschnitt 2.1.3 behandelt.

2.1.1 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Bei Teilchenenergien oberhalb der kritischen Energie E_{krit} des Absorbermaterials, ist Bremsstrahlung der dominante Prozeß für den Energieverlust von Elektronen und Positronen. Bei diesem Prozeß wird das Elektron unter Emission eines Photons im Coulomb-Feld eines Kerns oder Hüllenelektrons abgebremst.

$$e^{\pm} + \mathrm{Kern} \rightarrow e^{\pm} + \gamma + \mathrm{Kern}$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Prozesses für ein beliebiges geladenes Teilchen ist proportional zu $1/m^2$ [Ros64], weshalb die Bremsstrahlung schon für das nächst schwerere Teilchen, das Myon, stark unterdrückt ist. Myonen entwickeln daher typischerweise keine elektromagnetischen Schauer. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge dE/dx durch Bremsstrahlung beträgt für Elektronen nach Segrè [Seg65]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = \frac{4\alpha N_A \rho Z^2 r_e^2 E}{A_m} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) = \frac{E}{x_0}$$

Hier ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, N_A die Avogadrokonstante, $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ der klassische Elektronenradius und E die Energie des wechselwirkenden Elektrons oder Positrons. Z und A_m bezeichnen die Kernladungszahl und die molare Masse des Absorbermaterials. Die Größe x_0 heißt Strahlungslänge. Sie definiert eine materialunabhängige Längenskala und gibt die Strecke an, auf der die Energie E_0 eines Elektrons aufgrund von Bremsstrahlungsprozessen auf E_0/e abfällt.

2.1.2 Energieverlust durch Anregung und Ionisation

Bei Energien unterhalb der kritischen Energie E_{krit} des Absorbermaterials verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie hauptsächlich durch Anregung und Ionisation, vgl. Abbildung 2.1.

$$e^{\pm} + \mathrm{Atom} \rightarrow e^{\pm} + \mathrm{Atom}^*(+e^-)$$

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge dE/dx ist aufgrund des Pauli-Prinzips für Elektronen und Positronen unterschiedlich. Außerdem führt die geringe Masse der Elektronen und Positronen zu recht komplizierten Ausdrücken in der Formel zur Berechnung von dE/dx, deren Einfluß jedoch eher gering ist. Daher soll hier das dE/dx für schwere geladene Teilchen angegeben werden [Ste84]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Ion} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A_m} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right\} \tag{2.1}$$

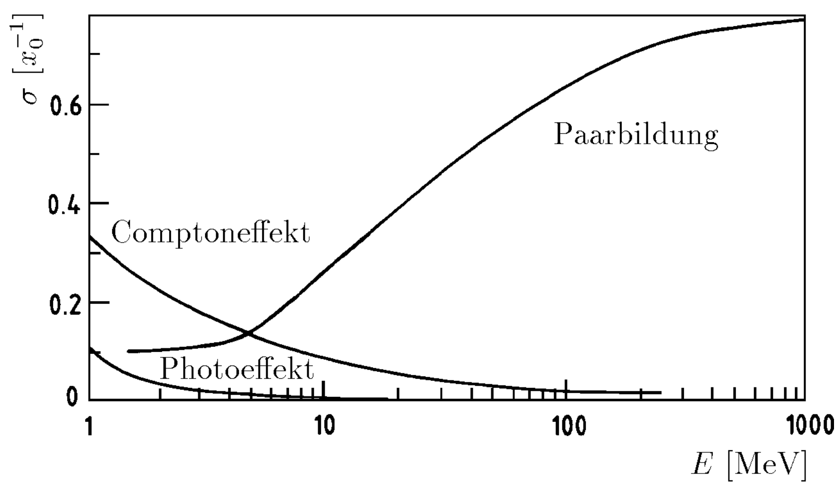

Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitt σ der Photonabsorption in Blei als Funktion der Photonenergie, gemessen in inversen Strahlungslängen x_0^{-1} [Par90].

Dabei ist N_A die Avogadrokonstante und m_e die Ruhemasse des Elektrons. Z, A_m und ρ sind Ordnungszahl, molare Masse und Massendichte des Absorbermaterials. $\beta = v/c$ ist die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und z seine Ladungszahl. Das Ionisierungspotential I geht neben Z, A_m und ρ als weitere Materialeigenschaft in die Formel ein. Die Polarisation des Mediums durch das elektrische Feld des geladenen Teilchens führt bei relativistischen Geschwindigkeiten zu einer Abschirmung, die durch die Dichtekorrekturfunktion δ [Ste52] berücksichtigt wird. Bei niedrigen Energien, bei denen die Teilchengeschwindigkeit in der Größenordnung der Geschwindigkeit der Hüllenelektronen des beteiligten Atoms liegt, sind Korrekturen aufgrund von Schaleneffekten notwendig. Diese finden in der Korrekturfunktion C [Ste84] ihre Berücksichtigung. Die genauen Ausdrücke für Elektronen und Positronen findet man bei [Leo87].

Die oben eingeführte Größe E_{krit} ist definiert durch:

$$-\frac{dE_{krit}}{dx}\bigg|_{Brems} = -\frac{dE_{krit}}{dx}\bigg|_{Ion}$$

Näherungsweise kann sie für ein Material mit der Ladungszahl Z durch

$$E_{krit} = \frac{550\text{MeV}}{Z}$$

parametrisiert werden [Ama81].

2.1.3 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Abbildung 2.2 zeigt den Absorptionwirkungsquerschnitt σ von Photonen in Blei für Paarbildung, Comptoneffekt und Photoeffekt. Der Absorptionsquerschnitt σ ist definiert durch die Abnahme der Photonintensität I gemäß

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\sigma x)$$

Wie man Abbildung 2.2 entnehmen kann, wird die Wechselwirkung von Photonen mit Materie bei hohen Photonenenergien, oberhalb etwa 5 MeV für z. B. Blei als Absorbermaterial, durch den Prozeß der Paarbildung dominiert:

$$\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern}$$

Das Photon erzeugt dabei im Feld eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar. Da dieser Prozeß theoretisch eng mit dem der Bremsstrahlung von Elektronen und Positronen verknüpft ist, besteht ein Zusammenhang zwischen der mittleren freien Weglänge $\lambda_{e^+e^-}$ für die Paarbildung und der in Abschnitt 2.1.1 definierten Strahlungslänge x_0:

$$\lambda_{e^+e^-} = \frac{9}{7} x_0$$

Bei niedrigen Energien, unterhalb etwa 10 MeV für Blei als Absorbermaterial, tragen neben der Paarbildung noch weitere Prozesse zum Wechselwirkungsquerschnitt bei, z. B.:

- Compton-Streuung: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
- Photo-Effekt: $\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+$

2.1.4 Schauerentwicklung

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers läßt sich in zwei Phasen einteilen. In der ersten Phase, in der die Energie der im Schauer vorhandenen Elektronen bzw. Positronen größer als die kritische Energie E_{krit} ist, vergrößert sich die Anzahl der im Schauer vorhandenen Teilchen durch Bremsstrahlung und Paarbildung. Dieser Multiplikationsprozeß bricht ab, sobald die Energie der Elektronen und Positronen im Schauer die kritische Energie E_{krit} unterschreitet. In der folgenden zweiten Phase verlieren diese ihre Energie dann hauptsächlich durch Ionisationsprozesse. Unter Annahme der folgenden Bedingungen,

- der Wirkungsquerschnitt für Ionisation ist unabhängig von der Energie

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-E_{krit}}{x_0}$$

- der Schauer wird eindimensional betrachtet und Vielfachstreuung vernachlässigt,
- Compton-Streuung und Photo-Effekt werden ignoriert,

	Elektron	Photon
Schauermaximum $[x_0]$	$t_{max} = 1.0 \cdot (\ln y - 1)$	$t_{max} = 1.0 \cdot (\ln y - 0.5)$
Schauerschwerpunkt $[x_0]$	$t_{cog} = t_{max} + 1.4$	$t_{cog} = t_{max} + 1.7$
Anzahl der e^+, e^- im Maximum	$0.3y \cdot (\ln y - 0.37)^{-1/2}$	$0.3y \cdot (\ln y - 0.31)^{-1/2}$

Tabelle 2.1: Charakteristische Größen der longitudinalen Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers in Rossis Approximation B, $y = E/E_{krit}$, $t = x/x_0$

gab Rossi [Ros64] die in Tabelle 2.1 aufgeführten charakteristischen Größen für die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers an.

Die mittlere Energiedeposition pro Weglänge dE/dt, dt gemessen in Einheiten der Strahlungslänge x_0, zeigt unabhängig vom Material ein longitudinales Profil, das nach Longo und Sestili [Lon75] folgendermaßen parametrisiert werden kann:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{E_0\, b^{a+1}}{\Gamma(a+1)}\, t^a e^{-bt}$$

Hier ist $dE(t)$ die zwischen t und $t + dt$ deponierte Energie und E_0 die Primärenergie des aufschauernden Teilchens. Die Parameter a und b sind nach Fabjan [Fab85] durch $b \approx 0.5$ und $a = b \cdot t_{max}$ gegeben. Der Term t^a beschreibt die erste Phase des Schauers mit der Teilchenproduktion bis zum Schauermaximum und der Term e^{-bt} die anschließende Absorption der Teilchen. Die longitudinale Länge $L_{98\%}$ eines elektromagnetischen Schauers, innerhalb der ein Teilchen 98% seiner Energie deponiert, kann im Energiebereich von 10 GeV bis 1000 GeV durch

$$L_{98\%} \approx 2.5 \cdot t_{max} \cdot x_0$$

parametrisiert werden [Pro80]. So befindet sich z. B. für ein 30 GeV Elektron das Schauermaximum bei $t_{max} \approx 7\ x_0$, womit sich ein $L_{98\%} \approx 17.5\ x_0$ ergibt. In Blei sind das ≈ 4 cm für das Schauermaximum bzw. ≈ 10 cm für $L_{98\%}$.

Abbildung 2.3 zeigt das Skalenverhalten des longitudinalen Schauerprofils. Dort sind für die Materialien Aluminium, Kupfer, Blei und Uran longitudinale Profile der Schauer von 6 GeV Elektronen aufgetragen.

Die transversale Schauerausbreitung geschieht im wesentlichen durch die Vielfachstreuung der Elektronen und Positronen. Die Molière-Theorie beschreibt die mittlere quadratische Richtungsänderung $\langle\theta^2\rangle$ eines Elektrons oder Positrons der Energie E beim Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x [Mol47]:

$$\sqrt{\langle\theta^2\rangle} = \frac{21.2MeV}{E}\sqrt{\frac{x}{x_0}}$$

Da die Winkelabweichung durch Vielfachstreuung umgekehrt proportional zur Energie des Teilchens ist, findet die Aufweitung des Schauers hauptsächlich bei niedrigen

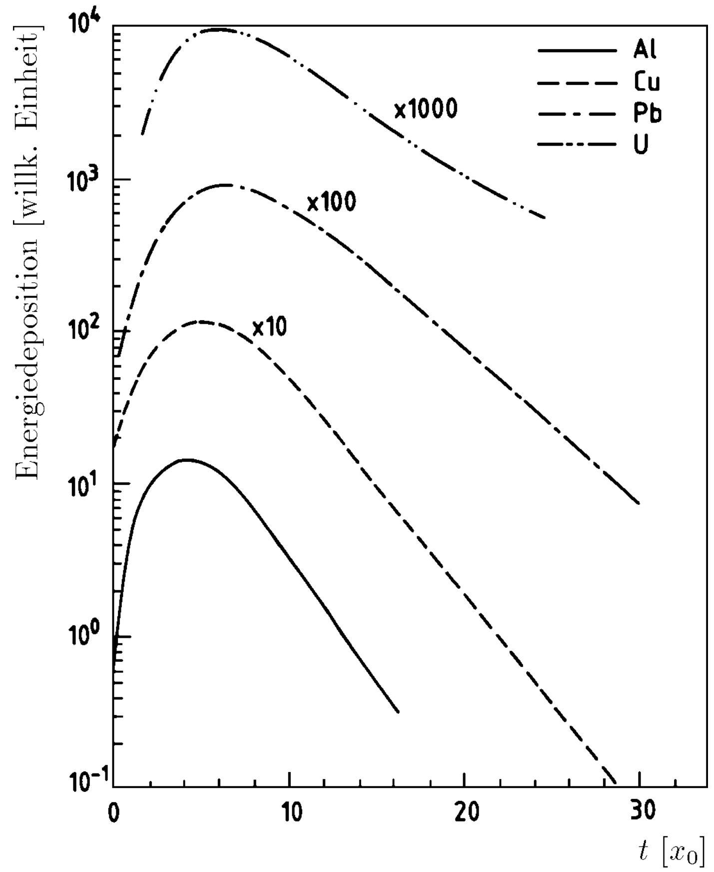

Abbildung 2.3: Longitudinales Schauerprofil für 6 GeV Elektronen in Aluminium, Kupfer, Blei und Uran [Fab85].

Energien statt. Als einzige materialabhängige Größe geht die Strahlungslänge x_0 in die Theorie ein, so daß durch den Molièreradius ρ_M

$$\rho_M = \frac{21.2MeV}{E_{krit}} x_0$$

eine materialunabhängige Skala für die transversale Schauerausbreitung definiert werden kann. Näherungsweise gilt, daß unabhängig von der Primärenergie 90% (95%) der Energie in einem Zylinder des Radius $1\rho_M$ $(2\rho_M)$ um die Schauerachse deponiert werden [Bat70].

2.2 Der hadronische Schauer

Bei niedrigen Energien verlieren geladene hadronische Teilchen ihre Energie überwiegend durch Ionisation und elastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen und nicht

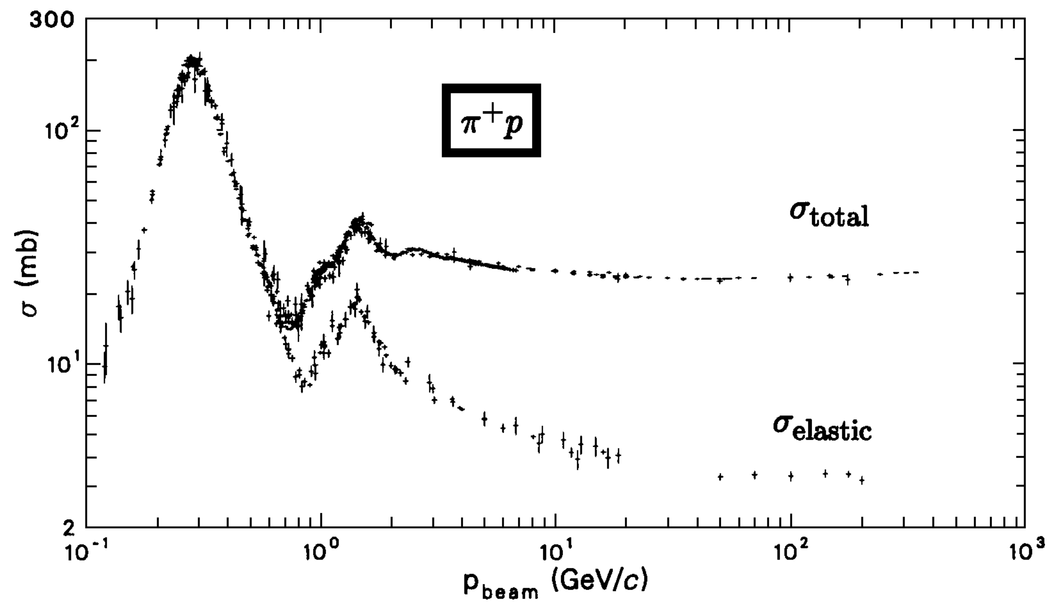

Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitt für Pion-Proton-Streuung [Par90]

durch Erzeugung von Sekundärteilchen, da der Wirkungsquerschnitt für inelastische Wechselwirkungen klein wird. Abbildung 2.4 zeigt dies exemplarisch für π^+-Mesonen. Aufgetragen ist der totale und elastische Wirkungsquerschnitt für π^+-Proton Streuung. Für Teilchenimpulse unterhalb $\approx$ 1 GeV/c sind diese beiden in etwa gleich, d. h. der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung verschwindet. Qualitativ kann man dies auf die Streuung an Kernen übertragen, denn diese bestehen aus Nukleonen, und die Wirkungsquerschnitte für inelastische Streuung an Protonen und Neutronen sollten wegen der Isospininvarianz ungefähr gleich sein.

Der Energieverlust von hadronischen Teilchen durch Ionisation wird durch Gleichung 2.1 beschrieben. In Abbildung 2.5 ist der Energieverlust pro reduzierter Weglänge $dE/(\rho dx)$ in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Teilchen aufgetragen. Dabei ist ρ die Dichte des Absorbermaterials.

Bei höheren Energien, bei denen der Wirkungsquerschnitt für inelastische Wechselwirkungen groß ist, siehe Abbildung 2.4, verlieren die Hadronen ihre Energie hauptsächlich durch Erzeugung von Sekundärteilchen. Im Prinzip ist die daraus resultierende Entwicklung der Teilchenkaskade vergleichbar mit der in einem elektromagnetischen Schauer. Das primäre Teilchen erzeugt in inelastischen Wechselwirkungen mit den Kernen des Absorbermaterials Sekundärteilchen, die ihrerseits wieder Teilchen erzeugen. Dabei verliert es einen Teil seiner Energie durch Kernanregungen. Zwischen den einzelnen inelastischen Wechselwirkungen deponieren die Teilchen Energie durch Ionisation und Anregung. Die Energie der neu entstehenden Teilchen nimmt in der Kaskade von Generation zu Generation ab, bis die zur Erzeugung von Sekundärteilchen nötige Energie unterschritten wird. Die Kaskade bricht

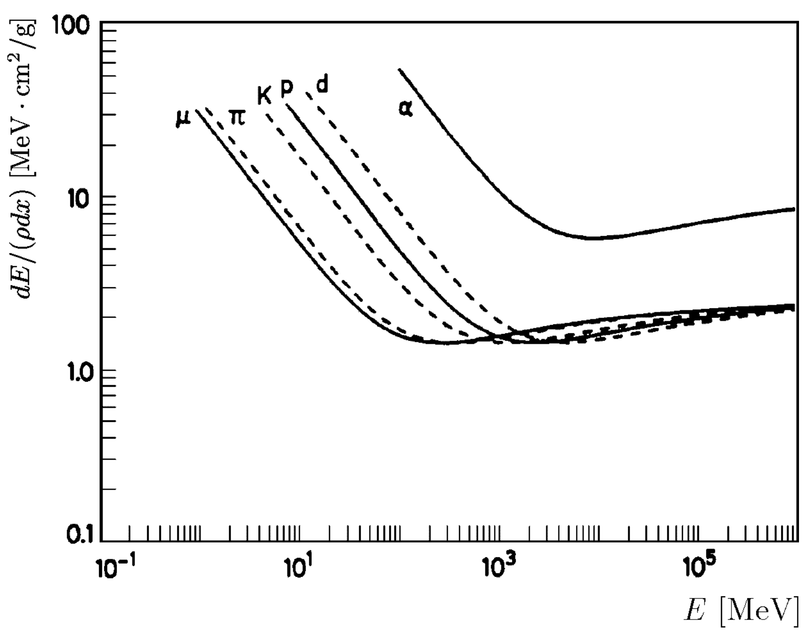

Abbildung 2.5: Ionisationsverlust schwerer Teilchen als Funktion der Energie [Leo87]

dann ab, und die vorhandenen Teilchen deponieren ihre restliche Energie durch Ionisation und Anregung. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Schauern gibt es für die Entwicklung hadronischer Schauer keine genaue Theorie, da das Vielteilchensystem Kern im Rahmen der QCD[2] nicht exakt beschrieben werden kann. Im nächsten Abschnitt soll ein Modell für die Teilchenerzeugung in inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen dargelegt werden.

2.2.1 Teilchenerzeugung in hadronischen Schauern

Man kann die Teilchenerzeugung in inelastischen Wechselwirkungen anhand der typischen Zeitskala der auftretenden Prozesse in zwei Phasen aufteilen:

- intranukleare Kaskade (Spallation) $\approx 10^{-22}$ s
- Evaporation und Spaltung $\approx 10^{-18}$ s

Das Aufbrechen des Kerns durch das eindringende primäre Hadron, die Spallation, kann durch das intranukleare Kaskadenmodell beschrieben werden. In Abbildung 2.6 sind die Vorgänge schematisch dargestellt. Der Kern wird als Ansammlung freier Nukleonen angesehen. In der ersten Phase erzeugt das primäre Hadron bei der inelastischen Wechselwirkung mit einem der Nukleonen Sekundärteilchen, meistens Pionen, die ihrerseits mit anderen Nukleonen des Kerns wechselwirken können oder den Kern verlassen. Dieser Prozeß besitzt die typische Zeitskala der starken Wechselwirkung

[2] QCD=**Q**uanten**c**hromo**d**ynamik

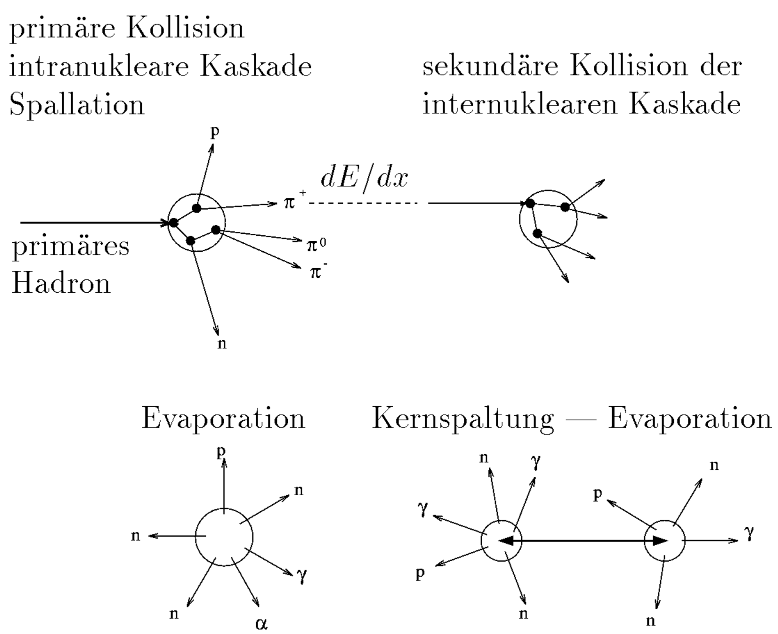

Abbildung 2.6: Schema einer Hadron-Kern-Wechselwirkung mit nachfolgender Evaporation bzw. Kernspaltung, in Anlehnung an eine Abbildung in [Brü87]

von etwa 10^{-22} s. Nach der Spallation bleibt der Kern zumeist in einem angeregten Zustand zurück. Er gibt die Anregungsenergie in der zweiten Phase in Form von Photonen und durch Evaporation von Nukleonen und schwereren Kernfragmenten wie Deuteronen, Tritonen, ^{3}He- oder α-Teilchen ab. Dieser Prozeß beansprucht einen Zeitraum von etwa 10^{-18} s. Bei schweren Kernen konkurrieren Evaporation und Spaltung. Bei der Spaltung entstehen dann typischerweise wiederum angeregte Spaltprodukte, die ihre Anregungsenergie in nachfolgender Evaporation abgeben.

Die in der intranuklearen Kaskade erzeugten Teilchen wechselwirken, sofern ihre Energie hoch genug ist, ihrerseits inelastisch mit anderen Kernen des durchquerten Materials. Die Gesamtheit aller hierbei stattfindenden Hadron-Kern-Wechselwirkungen wird als internukleare Kaskade bezeichnet.

Da einige der in der internuklearen Kaskade erzeugten Teilchen, wie z. B. π^0 und η, ausschließlich bzw. hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirken[3], enthalten hadronische Schauer im allgemeinen eine elektromagnetische Komponente.

[3]das π^0 zerfällt zu 99% in 2γ, das η zu 70% in 2γ, $3\pi^0$ oder $\pi^0 + 2\gamma$

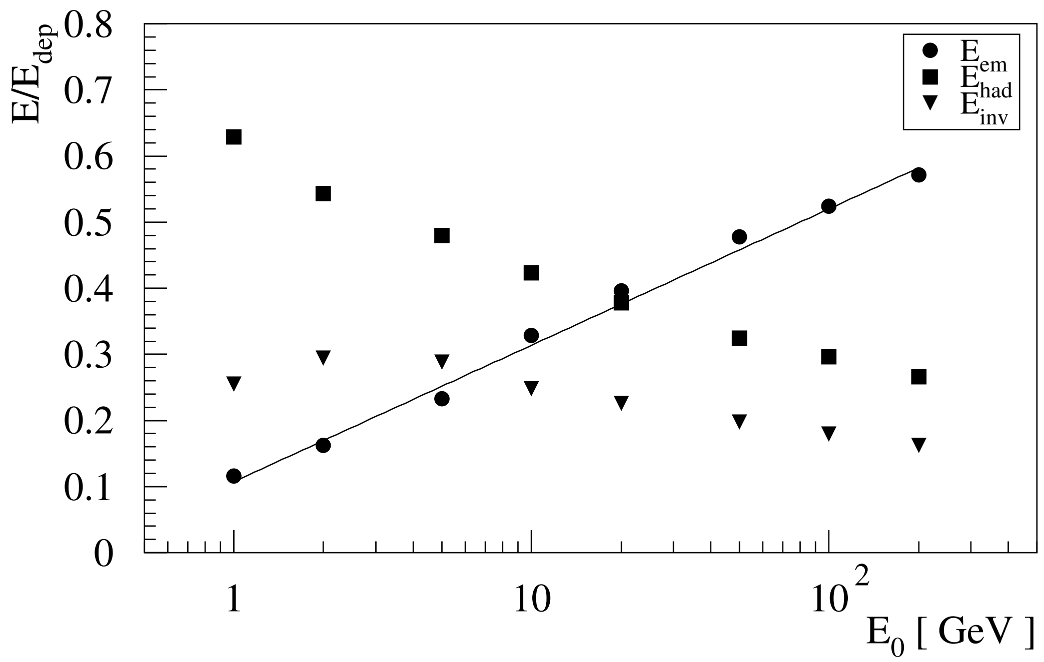

Abbildung 2.7: Aufteilung der deponierten Energie auf die Komponenten eines von Protonen initiierten hadronischen Schauers im Absorber Stahl in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0, eigene Simulation mit CALOR. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbole.

Insgesamt verteilt sich die Energie des primären Hadrons auf drei verschiedene Komponenten, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden sollen.

2.2.2 Schauerkomponenten

Die Energie, die ein Hadron in einem Kalorimeter deponiert, verteilt sich auf die folgenden drei Komponenten:

- Energiedeposition durch hadronische Teilchen (E_{had})
- Energiedeposition in elektromagnetischen Subschauern (E_{em})
- nicht nachweisbare Energie (E_{inv})

Abbildung 2.7 zeigt den relativen Anteil der Schauerkomponenten an der deponierten Energie eines von Protonen initiierten Schauers im Absorbermaterial Stahl in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0. Der Absorber ist in der Simulation ein Würfel mit einer Kantenlänge von 100 m, so daß die deponierte Energie E_{dep} bis auf die von Neutrinos getragene Energie in guter Näherung gleich der kinetischen Energie E_0 des einfallenden Protons ist.

Elektromagnetische Subschauer entstehen hauptsächlich durch die in der intranuklearen Kaskade entstandenen π^0. Die in der ersten Hadron-Kern-Wechselwirkung erzeugten Pionen enstehen aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung zu etwa gleichen Teilen als π^+, π^- oder π^0. Die π^+ bzw. π^- können in nachfolgenden Generationen der internuklearen Kaskade wieder π^0 erzeugen, so daß der Anteil f_{em} der im Mittel in elektromagnetischen Subschauern deponierten Energie E_{em} an der gesamten deponierten Energie E_{dep} mit der Anzahl der Generationen in der internuklearen Kaskade zunimmt. Die Anzahl der Generationen nimmt mit der gesamten deponierten Energie zu. Insgesamt findet man oberhalb von etwa 10 GeV Primärenergie für f_{em} einen logarithmischen Anstieg mit der gesamten deponierten Energie [Fab85].

$$f_{em} = \frac{E_{em}}{E_{dep}} \approx 0.1 \cdot \ln(E_{dep}) \qquad (2.2)$$

Die eingezeichnete Kurve zeigt eine Anpassung an die simulierten Daten für die elektromagnetische Komponente. Man erhält:

$$f_{em} = (0.090 \pm 0.001) \cdot \ln\left(\frac{E_{dep}}{\mathrm{GeV}}\right) + (0.108 \pm 0.001) \qquad (2.3)$$

Die angegebenen Fehler sind die aus der Anpassung erhaltenen statistischen Fehler. Die Abweichung der Simulation von der Kurve ist jedoch durch systematische Effekte dominiert.

Der von Fabjan angegebene Zusammenhang in Gleichung 2.2 kann in dieser einfachen Form nicht bestätigt werden und stellt daher nur einen groben Richtwert dar. Qualitativ ergibt jedoch auch die eigene Anpassung eine logarithmische Energieabhängigkeit von f_{em}.

Der elektromagnetische Anteil an der Primärenergie variiert von Schauer zu Schauer beträchtlich, da in jedem einzelnen Schauer nur eine verhältnismäßig kleine Anzahl von Pionen erzeugt wird. Die hieraus für die Auflösung hadronischer Kalorimeter enstehenden Konsequenzen werden in Abschnitt 2.3.2 diskutiert.

Die im Schauer entstehenden Hadronen deponieren ihre Energie letztendlich durch Ionisation und Anregung. Aufgrund der Zunahme des elektromagnetischen Anteils nimmt der Anteil der durch Hadronen deponierten Energie mit zunehmender Primärenergie ab.

Bei der Spallation wird ein Teil der Energie des einfallenden Hadrons zum Aufbrechen der Kernbindungen, ca. 8 MeV pro Nukleon, benötigt. Dieser Anteil trägt in der Regel nicht zu dem mit einem Kalorimeter gemessenen Signal bei. Die auf den Kern übertragene Rückstoßenergie ist aufgrund der hohen Ionisationsdichte der Kerne in der Praxis ebenfalls nicht nachweisbar. Ein weiterer Beitrag zur nicht nachweisbaren Energie wird von Teilchen geliefert, deren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit innerhalb des Detektors gering ist, z.B. Neutrinos und Myonen aus $\pi^{\pm}$-Zerfällen. Niederenergetische Neutronen tragen ebenfalls zur nicht nachweisbaren Energie bei, falls die Zeit, die im Mittel vergeht, bis sie ihre Energie z. B. durch Kerneinfang deponieren, größer ist als die Integrationszeit des Detektors. Der Anteil der nicht nachweisbaren Energie nimmt wie der Anteil der durch Hadronen deponierten Energie mit zunehmender Primärenergie ab.

2.2.3 Räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer

Da der Wirkungsquerschnitt für inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen bei höheren Energien nahezu unabhängig von der Energie des Hadrons ist, siehe Abbildung 2.4, kann man für hadronische Schauer, analog zur Strahlungslänge x_0 bei elektromagnetischen Schauern, mit der nuklearen Absorptionslänge λ eine Skala für die longitudinale Ausdehnung des Schauers angeben. λ ist definiert durch den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{inel} für eine inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkung.

$$\lambda = \frac{A_m}{N_A \rho \sigma_{inel}}$$

Dabei ist N_A die Avogadrokonstante, A_m die molare Masse des Absorbermaterials und ρ die Massendichte. Die folgenden charakteristischen Größen eines hadronischen Schauers sind aus [Fab85] entnommen. Für λ gilt näherungsweise:

$$\lambda = \frac{A^{1/3}}{\rho} \cdot 35 \frac{g}{cm^2},$$

wobei A hier die atomare Massenzahl des Absorbers ist. Die bis zum Schauermaximum zurückgelegten s_{max} Absorptionslängen ergeben sich zu:

$$s_{max} \approx 0.2 \cdot \ln\left(\frac{E}{GeV}\right) + 0.7 \tag{2.4}$$

Um 95% der Energie im Material zu deponieren, durchquert ein Hadron etwa

$$L_{95\%} \approx s_{max} + 2.5 \cdot \lambda_{att} \tag{2.5}$$

Absorptionslängen. Die Abnahme der Teilchenzahl nach dem Schauermaximum wird charakterisiert durch λ_{att}

$$\lambda_{att} \approx \lambda \left(\frac{E}{GeV}\right)^{0.13}$$

Die beiden Größen s_{max} und $L_{95\%}$ werden in Kapitel 3 mit eigenen Simulationen verglichen. Das longitudinale Schauerprofil kann nach Bock [Boc81] durch

$$dE = k\left[wt^{c_1}e^{-c_2 t} + (1-w)s^{c_3}e^{-c_4 s}\right]dx$$

parametrisiert werden. Dabei gilt:

t	= Abstand vom Schauerstartpunkt in Strahlungslängen x_0
s	= Abstand vom Schauerstartpunkt in nuklearen Absorptionslängen λ
$w, 1-w$	= relative Gewichte
k	= Normierungskonstante
c_1, c_2, c_3, c_4	= Anpassungsparameter mit logarithmischer Energieabhängigkeit

Der erste Term beschreibt die elektromagnetische Komponente des Schauers, während der zweite Term den rein hadronischen Anteil berücksichtigt. Da die nukleare Absorptionslänge λ für die meisten Materialien etwa um eine Größenordnung größer ist als die Strahlungslänge x_0, ist die räumliche Ausdehnung hadronischer Schauer wesentlich größer als die elektromagnetischer Schauer. So sind z. B. in longitudinaler Richtung etwa 5.3 λ, $\approx$ 90 cm Blei, notwendig, um 95% der Energie eines Hadrons mit einer Energie von 30 GeV zu absorbieren, während ein Elektron gleicher Energie 98% seiner Energie in nur $\approx$ 10 cm Blei deponiert, vgl. Abschnitt 2.1.4.

Die transversale Ausdehnung eines Schauers kann durch den Radius $R_{95\%}$ eines Zylinders um die Schauerachse, in dem 95% der Energie deponiert werden, charakterisiert werden. $R_{95\%}$ skaliert nicht mit λ, sondern nimmt mit zunehmender Kernladungszahl Z relativ zu λ ab. Es gilt [Fab89]:

$$R_{95\%} \leq \lambda.$$

2.3 Energiemessung mit Kalorimetern

Um mit einem Kalorimeter die Energie eines Teilchens bestimmen zu können, muß es zwei wesentliche Eigenschaften aufweisen. Es muß zum einen die entstehenden Teilchenschauer möglichst vollständig absorbieren und zum anderen die deponierte Energie in ein meßbares Signal umwandeln. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, diese Anforderungen zu erfüllen. Man unterscheidet zwischen homogenen Kalorimetern und sogenannten Sampling[4]-Kalorimetern.

In homogenen Kalorimetern ist das Absorbermaterial zugleich auch das Nachweismaterial. Beispiele hierfür sind Bleiglas-Kalorimeter, in denen das enstehende Čerenkov-Licht als Maß für die deponierte Energie gemessen wird, oder NaJ(Tl)-Kristalle, in denen das erzeugte Szintillationslicht zur Energiemessung verwendet wird. Diese Kalorimeter benötigen im allgemeinen große Volumina, um die vollständige Absorption der Teilchenschauer zu gewährleisten. Die Auflösung wird für elektromagnetische Kalorimeter durch optische Inhomogenitäten und Leckverluste begrenzt.

Sampling-Kalorimeter verwenden zur Absorption und zur Erzeugung des meßbaren Signals unterschiedliche Materialien. Diese sind meistens in Schichten hintereinander angeordnet, so daß im aktiven Material ein repräsentativer Anteil des Schauers nachgewiesen werden kann. Als Absorber werden meist Materialien mit kleiner Strahlungslänge und kleiner nuklearer Absorptionslänge verwendet, z. B. Eisen, Blei oder Uran. In Tabelle 2.2 sind diese Größen für einige Materialien aufgelistet. Als Material zur Erzeugung des meßbaren Signals, im weiteren aktives Material, verwendet man üblicherweise z. B. Plastikszintillatoren, deren Szintillationslicht nachgewiesen wird, oder Ionisationskammern mit Flüssigkeiten oder Gasen. Sampling-Kalorimeter können sehr kompakt gebaut werden, ihr Aufbau bedingt jedoch einen zusätzlichen Beitrag zu den Fluktuationen der Energiemessung, da nur

[4] Sampling von Sample, engl. für Stichprobe

Material		λ $[g \cdot cm^{-2}]$	x_0 $[g \cdot cm^{-2}]$	ρ $[g \cdot cm^{-3}]$
Polyethylen	(CH_2)	78.8	44.8	0.94
Flüssigargon	(Ar)	117.2	19.55	1.40
Eisen	(Fe)	131.9	13.84	7.87
Blei	(Pb)	194.0	6.37	11.35
Uran	(U)	199.0	6.00	18.95

Tabelle 2.2: nukleare Absorptionslänge λ, Strahlungslänge x_0 und Dichte ρ für verschiedene Materialien

ein Teil der deponierten Energie nachgewiesen werden kann. Um diese Fluktuationen klein zu halten, müssen die Absorberschichten dünn und die Anzahl der Lagen aus aktivem Material groß sein. Wigmans gibt die folgende Parametrisierung für die hieraus resultierenden Fluktuationen σ_{samp} an [Wig87]:

$$\frac{\sigma_{samp}}{E} = 0.09\sqrt{\frac{\Delta E(MeV)}{E(GeV)}}$$

Dabei ist ΔE die mittlere deponierte Energie in einer Schicht des aktiven Materials.

Da das Kalorimeter des H1-Detektors ein Sampling-Kalorimeter ist, beschränken sich die folgenden Abschnitte auf die Diskussion dieses Kalorimetertyps.

2.3.1 Energiemessung bei elektromagnetischen Schauern

Zu den Fluktuationen der Energiemessung elektromagnetischer Schauer tragen drei Anteile bei, die sich in ihrer Energieabhängigkeit unterscheiden. Diese werden im folgenden erläutert.

Die Anzahl der in einem elektromagnetischen Schauer erzeugten Teilchen ist proportional zur Energie E des einfallenden Teilchens. Für Fluktuationen der Teilchenzahl N gilt gemäß der Poisson-Verteilung $\sigma_N = \sqrt{N}$. Auch für die Fluktuationen der Teilchenzahl N_{akt}, die im aktiven Material ein Signal erzeugt, gilt die Poisson-Statistik. Die aus der Fluktuation von N und N_{akt} hervorgehenden Fluktuationen der Energiemessung werden als intrinsische bzw. Sampling-Fluktuationen bezeichnet. Zusammen haben sie einen Einfluß auf die Auflösung $\sigma(E)$ der Energiemessung, der die folgende Energieabhängigkeit zeigt:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Den zweiten Beitrag zur Energieauflösung eines Kalorimeters liefert das elektronische Rauschen der Kapazitäten der Auslesezellen und der Elektronik. Dieser Einfluß ist von der Primärenergie des zu messenden Teilchens unabhängig.

Aufgrund der endlichen räumlichen Ausdehnung eines realen Kalorimeters beeinträchtigen insbesondere longitudinale Leckverluste die Auflösung der Energiemessung. Dieser Beitrag zur Energieauflösung wird durch ein Modell von Drescher et al. [Dre83] beschrieben. Man erhält einen zur Energie proportionalen Beitrag zur Auflösung $\sigma(E)$.

Die drei Beiträge sind statistisch unabhängig und müssen quadratisch addiert werden. Insgesamt kann die Energieauflösung durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A_1^2}{E} + \frac{A_2^2}{E^2} + A_3^2} \tag{2.6}$$

parametrisiert werden [Eng84], dabei beinhaltet A_1 die intrinsischen und Sampling-Fluktuationen, A_2 das elektronische Rauschen und A_3 den Einfluß der longitudinalen Leckverluste.

2.3.2 Energiemessung bei hadronischen Schauern

Ein ideales Kalorimeter liefert für Elektronen und Hadronen gleicher Energie gleiche Signale. Aufgrund des Anteils nicht nachweisbarer Energie in hadronischen Schauern gilt dies für reale Kalorimeter im allgemeinen nicht.

Die gesamte in einem hadronischen Schauer deponierte Energie E_{dep} enthält die drei in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Beiträge:

$$E_{dep} = E_{em} + E_{had} + E_{inv}$$

Es sei nun e das Signal eines Elektrons und h das Signal eines Hadrons gleicher Energie in einem fiktiven hadronischen Schauer ohne elektromagnetische Komponente. Dann ist e/h das Verhältnis zwischen den Signalen der elektromagnetischen und der hadronischen Komponente eines realen Schauers[5]. Das Signal h ist im allgemeinen kleiner als e, zum einen wegen der nicht nachweisbaren Energie in einem rein hadronischen Schauer und zum anderen aufgrund von Sättigungseffekten im Nachweismedium für hochionisierende Teilchen, wie z. B. niederenergetische Protonen oder schwerere Kernfragmente [Bir51]. Das reale Signal eines hadronischen Teilchens, beispielsweise das Signal π eines Pions, läßt sich dann schreiben als

$$\pi = f_{em} \cdot e + (1 - fem) \cdot h,$$

wobei $f_{em} = E_{em}/E_{dep}$ der elektromagnetische Anteil an der gesamten deponierten Energie ist. Das Verhältnis zwischen den Signalen von Elektronen und Pionen gleicher Energie E ergibt sich dann zu

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + f_{em} \cdot (\frac{e}{h} - 1)}\,.$$

[5] In der Literatur wird e/h auch als intrinsisches e/π-Verhältnis bezeichnet.

Mit Gleichung 2.3 erhält man

$$\frac{e}{\pi}(E) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + (0.09 \cdot \ln E + 0.1)\left(\frac{e}{h} - 1\right)} \,. \tag{2.7}$$

Ein Kalorimeter, dessen $e/h = 1$ ist, heißt kompensierend. Nicht kompensierende Kalorimeter haben nach Gleichung 2.7 ein energieabhängiges e/π-Verhältnis. Dies bedeutet, daß das Signal für Pionen nicht streng proportional zur Teilchenenergie sein kann. Neben der Nichtlinearität haben die großen Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils eines Schauers bei nicht kompensierenden Kalorimetern einen erheblichen Einfluß auf die Energieauflösung.

Die Auflösung kann in Abhängigkeit von e/h parametrisiert werden [Wig87]:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}} + X \cdot \left(\frac{e}{h} - 1\right)$$

Die in Gleichung 2.6 berücksichtigten Detektoreffekte, ausgedrückt durch A_2 und A_3, sind hier nicht berücksichtigt. Man sieht, daß für die Energieauflösung des Kalorimeters insbesondere bei hohen Energien nur ein $e/h \approx 1$ zu einer guten Energieauflösung führt.

2.3.3 Kompensation

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, Kompensation zu erreichen:

- Hardware-Kompensation
- Software-Kompensation

Mit Hardware-Kompensation bezeichnet man die Methode, ein Kalorimeter so zu bauen, daß $e/h \approx 1$ erreicht wird. Dies ist bei Sampling-Kalorimetern prinzipiell möglich. Eine geeignete Wahl des Absorber- und des Auslesematerials und eine Optimierung der einzelnen Schichtdicken kann dazu führen, daß die Signale der hadronischen und der elektromagnetischen Komponente im Schauer angeglichen werden. Man macht sich z. B. die bei der Spaltung von Uran freiwerdende Energie zunutze, um das Signal der hadronischen Komponente des Schauers anzuheben. Die Energie wird bei der Spaltung hauptsächlich durch relativ niederenergetische Neutronen und Photonen freigesetzt. Zum Nachweis der Energie der Spaltneutronen kann dann beispielsweise ein Plastikszintillator verwendet werden, in dem der Übertrag der Energie der Neutronen auf ionisierende Teilchen wegen des hohen Wasserstoffgehalts effizient möglich ist. Ein $e/\pi = 1$ erreicht man dann durch Optimierung des Verhältnisses von Absorber und Szintillator.

Ein Vertreter dieses Kalorimetertyps ist das Uran-Szintillator-Kalorimeter des ZEUS-Detektors. Es erreicht ab einer Primärenergie von 5 GeV für Pionen ein e/π-Verhältnis von 1 [Zeu90]. Eine ausführlichere Darstellung der hier nur angedeuteten Verfahren, Kompensation zu erreichen, findet man bei [Weg89, Wig87].

Eine völlig andere Methode, Kompensation zu erreichen, ist die sogenannte Software-Kompensation. Dabei nutzt man aus, daß die räumliche Ausdehnung elektromagnetischer Subschauer durch x_0 und ρ_M, die Ausdehnung des gesamten hadronischen Schauers dagegen durch die nukleare Absorptionslänge λ charakterisiert wird. Ist das Verhältnis zwischen x_0 und λ klein und das Kalorimeter genügend fein segmentiert, so ist es möglich anhand z. B. der Energiedichte in einem Auslesekanal das gemessene Signal zu gewichten. So ist für das elektromagnetische Kalorimeter des H1-Detektors $x_0/\lambda \approx 6\%$. Signalgewichtung wurde erstmals erfolgreich von der CDHS-Kollaboration [Abr81] angewandt und von der H1-Kollaboration weiterentwickelt [Gre90, Loc92]. Das H1-Kalorimeter hat ein e/π-Verhältnis von 1.3 bei 15 GeV Pionen und 1.1 bei 200 GeV Pionen [Bra89]. Nach der Signalgewichtung erreicht man im Mittel ein e/π-Verhältnis von 1.

Kapitel 3

Simulation von Teilchendetektoren

Eine wesentliche Voraussetzung für die physikalisch richtige Interpretation der in Experimenten der Elementarteilchenphysik gemessenen Daten ist das Verständnis der Einflüsse der verwendeten Detektoren. Hilfreich ist hierbei die Simulation der Detektorsignale für Ereignisse mit vorgegebener Kinematik. Die heute verwendeten Detektoren stellen aufgrund ihrer Komplexität an die verwendeten Simulationsprogramme hohe Anforderungen. Insbesondere der zur Implementation der spezifischen Detektorgeometrie nötige Aufwand ist bei den verschiedenen Programmen sehr unterschiedlich. In dieser Hinsicht hat sich das Programmpaket GEANT [Bru87] durchgesetzt. Die Implementierung der Detektorgeometrie gestaltet sich relativ einfach. Der Benutzer baut die Geometrie des Detektors aus verschiedenen elementaren Basisvolumina auf und ordnet ihnen ein vorher definiertes Material zu. Als Basisvolumina stehen dabei z. B. Zylinder, Quader, Trapezoide, etc. zur Verfügung.

Das Teilchen, dessen Wechselwirkungen mit dem Detektor simuliert werden sollen, wird ausgehend vom gewählten Startpunkt durch den Detektor verfolgt. Die auftretenden Wechselwirkungen werden den physikalischen Wirkungsquerschnitten entsprechend mit Hilfe von Zufallszahlen ausgewählt, die kinematischen Variablen des Teilchens nach der Wechselwirkung berechnet und eventuell enstehende Sekundärteilchen für eine spätere Bearbeitung zwischengespeichert. Zwischen den einzelnen Simulationsschritten hat der Benutzer die Möglichkeit, die zur Verfügung gestellten Informationen, z. B. die in diesem Schritt deponierte Energie und den Ort der Energiedeposition, in geeigneter Weise für eine spätere Analyse zu verarbeiten. Die Verfolgung eines Teilchens wird beendet, wenn das Teilchen

- den Detektor verläßt,
- in einer Wechselwirkung vernichtet wird, z. B. bei seinem Zerfall oder in inelastischen Wechselwirkungen, oder
- seine kinetische Energie unter die vom Benutzer festgelegte Abschneideenergie E_{cut} sinkt.

Sind alle zwischengespeicherten Teilchen abgearbeitet, ist die Simulation eines Ereignisses beendet.

3.1 Simulation elektromagnetischer Wechselwirkungen

Die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen in einem Teilchenschauer bereitet aufgrund der vorhandenen fundierten theoretischen Beschreibung keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Mit EGS4 [Nel85] existiert ein weit verbreitetes und allgemein akzeptiertes Programm, das alle Prozesse berücksichtigt, die zum Energieverlust und zur Teilchenerzeugung beitragen, z. B. Paarbildung, Bremsstrahlung, Comptonstreuung, Photoeffekt und Bhabhastreuung. Wichtige Parameter bei der Simulation sind die Abschneideenergien E_{cut} für Photonen und Elektronen, bei denen die weitere Verfolgung des Teilchens beendet wird. Der minimale von EGS erlaubte Wert ist sowohl für Elektronen, als auch für Photonen E_{cut}=10 keV. Im Programmpaket GEANT übernimmt ein stark an die Programmstruktur von EGS4 angelehnter Programmteil die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen. Die minimalen Werte für E_{cut} sind dabei mit denen von EGS4 identisch.

3.2 Simulation hadronischer Wechselwirkungen

Die Simulation der hadronischen Wechselwirkungen bereitet wegen des Fehlens eines vollständigen theoretischen Verständnisses erheblich größere Schwierigkeiten. Daher existieren eine Anzahl verschiedener Programme, die zur Bewältigung dieser Aufgabe unterschiedliche Modelle benutzen. In dieser Arbeit werden die Programme GHEISHA 8 [Fes85] und CALOR [Gab90] im Rahmen von GEANT 3.15 verwendet. Beide Programme sind allein lauffähig und enthalten eigene Methoden zur Implementation der Detektorgeometrie. Beide benutzen das Programm EGS4 zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen. Während GHEISHA schon seit einigen Jahren in GEANT als Option zur Simulation hadronischer Wechselwirkungen zur Verfügung steht, ist es erst seit Anfang des Jahres 1993 möglich, CALOR im Rahmen von GEANT zu verwenden [Zei93]. Für die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen wird dann sowohl bei GHEISHA, als auch bei CALOR das in GEANT enthaltene Programm benutzt. In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die Methoden zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen in GHEISHA und CALOR gegeben.

3.2.1 Das Programm GHEISHA

Das Programm GHEISHA[1] ist ursprünglich für die Kalorimetersimulation des Mark J Experiments entwickelt worden [Fes85], wird heute aber auch bei vielen anderen Experimenten eingesetzt. Grundsätzlich unterscheidet GHEISHA zwischen vier Klassen von Wechselwirkungen:

- elastisch kohärent,
- inelastisch kohärent,
- elastisch inkohärent,
- inelastisch inkohärent.

Als kohärent werden hier Wechselwirkungen bezeichnet, bei denen das einfallende Teilchen durch den ganzen Kern gestreut wird und ihn nicht auflöst. In inkohärenten Wechselwirkungen streut das Teilchen an einem oder mehreren Nukleonen des Kerns.

Während die theoretische Beschreibung der kohärenten Wechselwirkungen keine größeren Probleme bereitet, erfordern die Anzahl und Komplexität der im Kern ablaufenden Prozesse bei inkohärenten Wechselwirkungen eine empirische Beschreibung. Bei GHEISHA werden die zur Simulation der Wechselwirkung benötigten Größen wie Wirkungsquerschnitte, Teilchenmultiplizitäten und Impulsverteilungen der Teilchen im Endzustand weitestgehend anhand gemessener Daten parametrisiert. Bei der Simulation der inkohärenten Hadron-Kern-Wechselwirkungen wird von einem vereinfachten Modell der intranuklearen Kaskade ausgegangen. Die Hadron-Kern-Wechselwirkung wird als Folge von Wechselwirkungen zwischen Hadronen und freien Nukleonen unter Vernachlässigung von Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen betrachtet. Die intranukleare Kaskade wird jedoch nicht in allen Details simuliert, sondern der Ablauf der Simulation einer inkohärenten Hadron-Kern-Wechselwirkung verläuft in den folgenden zwei Schritten:

- Simulation der ersten Hadron-Nukleon-Wechselwirkung der intranuklearen Kaskade in Anlehnung an Resultate von Streuexperimenten an freien Nukleonen,
- Parametrisierung der nachfolgenden Wechselwirkungen der intranuklearen Kaskade, ausgehend von dem in der ersten Wechselwirkung erzeugten Endzustand, in Anlehnung an Resultate von Streuexperimenten an Kernen.

Der Wirkungsquerschnitt der Hadron-Neutron-Wechselwirkung wird dabei dem der Reaktion mit Protonen gleichgesetzt. In Bereichen, in denen keine oder nur ungenügende Daten zur Verfügung stehen, werden die Wirkungsquerschnitte auf der Grundlage des naiven Quark-Parton-Modells berechnet.

[1] GHEISHA=**G**amma-**H**adron-**E**lektron-**I**nteraktion-**Scha**uer Programm

Bei niedrigen Energien verlieren die geladenen Teilchen ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation und Anregung, so daß eine ungenaue Beschreibung der Hadron-Kern-Wechselwirkungen keinen großen Einfluß auf die gesamte Simulation hat. Dies gilt jedoch nicht für niederenergetische Neutronen, da sie nicht ionisieren und der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang bei niedrigen Energien groß wird. Die hierbei auftretenden Reaktionen wie Emission von Protonen, Neutronen, Deuteronen, Tritonen, α-Teilchen und ^{3}He-Teilchen, werden in GHEISHA im Rahmen eines optischen Kernmodells berücksichtigt [Fes85].

3.2.2 Das Programm CALOR

Das Programmpaket CALOR ist eine Sammlung von Programmen zur Simulation und Analyse von elektromagnetischen und hadronischen Teilchenschauern. Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen wird das Programm EGS4 benutzt. Für die Simulation der Wechselwirkungen hadronischer Teilchen beim Durchgang durch Materie werden die Programme HETC [Gab85] und MICAP [Joh88] verwendet. HETC verfolgt geladene Pionen, Myonen und Protonen mit einer Energie von mehr als 1 MeV. Neutronen werden oberhalb einer Energie von 20 MeV ebenfalls durch HETC simuliert, darunter durch MICAP. Zusätzlich befinden sich im Programmpaket noch weitere Programme zur Analyse des Simulationsergebnisses, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, da sie bei der im Rahmen von GEANT benutzten Version nicht verwendet werden.

Das Programm HETC

HETC unterteilt sich in drei verschiedene Programmteile, die abhängig von der Teilchenenergie angewandt werden:

- Bei kinetischen Energien $E_{kin} < 3$ GeV für Nukleonen bzw. $E_{kin} < 2.5$ GeV für geladene Pionen simuliert das Programm NMTC[2] die Wechselwirkungen.

  NMTC

  Das Intranukleare-Kaskaden-Evaporationsmodell in einer Implementation von Bertini et al. [Ber69] ist Basis des Programms NMTC. Die Wechselwirkung mit dem Kern wird als Folge von Zweiteilchenkollisionen beschrieben. Das verwendete Kernmodell besitzt die folgenden Eigenschaften [Ber69]: Die Dichteverteilung der Protonen im Kern wird gemäß den Messungen der Ladungsverteilung von Hofstadter [Hof56] simuliert. Die Dichteverteilung der Neutronen wird der Dichteverteilung der Protonen gleichgesetzt und auf die Anzahl der Neutronen im Kern normiert. Das Kernpotential wird als Potentialtopf beschrieben, die

[2] **N**ucleon-**M**eson-**T**ransport-**C**ode

Kanten sind jedoch gemäß der Dichteverteilung der Nukleonen im Kern aufgeweicht. Die Energieverteilung der Protonen und Neutronen im Potentialtopf folgt jeweils einer Fermiverteilung mit Temperatur 0. Daher reicht ihre Energie von 0 bis zur Fermienergie, die sich aus der mittleren Dichte der Protonen bzw. Neutronen im Kern ergibt. Die Tiefe des Potentialtopfs ergibt sich aus der Fermienergie zuzüglich 7 MeV nuklearer Bindungsenergie. Der Ort der Kollisionen wird aus den Dichteverteilungen und totalen Teilchen-Teilchen-Wirkungsquerschnitten errechnet. Soweit vorhanden werden hierbei gemessene Wirkungsquerschnitte verwendet, ansonsten werden sie auf theoretischer Grundlage berechnet.

Auch die Erzeugung der Sekundärteilchen wird auf der Grundlage von Teilchen-Teilchen-Wirkungsquerschnitten simuliert. Dabei wird zwischen elastischen und inelastischen Streuungen und Ladungsaustauschreaktionen unterschieden. Da nur ein bzw. zwei Pionen in einer inelastischen Wechselwirkung erzeugt werden, verliert das Modell bei höheren Energien seine Gültigkeit. Unterhalb der Energien, die oben als Maximalenergien für die Verwendung von NMTC angegeben wurden, ist der 3-Pion-Erzeugungsquerschnitt jedoch vernachlässigbar [Ber69].

In der intranuklearen Kaskade werden hauptsächlich neutrale oder geladene Pionen erzeugt und Nukleonen freigesetzt. Die verbleibende Anregungsenergie des Restkerns wird in der folgenden Evaporation abgegeben. Für schwere Kerne konkurriert die Spaltung mit der Evaporation.

- Bei kinetischen Energien E_{kin} zwischen der Maximalenergie von NMTC und 10 GeV wird das im folgenden beschriebene Extrapolationsmodell benutzt.

Extrapolationsmodell

Das Extrapolationsmodell beruht auf den folgenden Annahmen [Gab85]:

- Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt,
- die Anregungsenergie des Restkerns,
- die Multiplizität und
- die Transversalimpulse der Sekundärteilchen im Schwerpunktsystem sind im betrachteten Energiebereich unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens.
- Die kinetische Energie der Sekundärteilchen ist im betrachteten Energiebereich proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Ausgangspunkt der Extrapolation ist dann das Ergebnis der Simulation einer intranuklearen Kaskade mit NMTC bei der für die Teilchenart zulässigen Maximalenergie. Die Impulse der in der Spallation erzeugten Teilchen werden gemäß den obigen Annahmen skaliert und die Impulse der Evaporationsteilchen von der mit NMTC simulierten Evaporation übernommen. In früheren Versionen von CALOR wurde das Extrapolationsmodell für den gesamten Energiebereich oberhalb der NMTC-Grenzenergie verwendet. In Vergleichen mit experimentellen Daten hat sich jedoch gezeigt, daß das Extrapolationsmodell bei hohen Teilchenenergien einen zu geringen elektromagnetischen Schaueranteil generiert. Daher wurde im Jahre 1988 das FLUKA-Modell in HETC für Teilchenenergien $E_{kin} > 10$ GeV implementiert.

- Bei Energien $E_{kin} > 10$ GeV wird die Wechselwirkung durch das FLUKA-Fragmentationsmodell berechnet.

FLUKA

FLUKA [Fas93] ist ursprünglich ein allein lauffähiges Programm, das den gesamten Energiebereich abdeckt. Hier soll jedoch nur der Teil beschrieben werden, der die inelastischen Hadron-Kern-Wechselwirkungen für Hadronenergien > 10 GeV simuliert, da dieser in CALOR verwendet wird.

In diesem Energiebereich basiert FLUKA auf dem von Capella und Tran Thanh Van [Cap80] entwickelten Zwei-Ketten-Modell, das die inelastische Wechselwirkung zweier Nukleonen beschreibt. Dieses Modell beruht auf der Annahme, daß die Wechselwirkung die Valenzquarks der Nukleonen in jeweils zwei Systeme mit Farbladung aufteilt, ein einzelnes Quark und ein Diquark-System. Der Impuls des einzelnen Quarks wird dabei gemäß der Partonverteilungsfunktionen gewählt. Das einzelne Quark des einen Nukleons bildet mit dem Diquark-System des anderen Nukleons eine sogenannte Kette, deren Hadronisierung in farbneutrale Teilchen in einem zweiten Schritt durchgeführt wird. Für eine Kollision zweier Nukleonen müssen dabei zwei Ketten betrachtet werden. Für Meson-Nukleon-Reaktionen ergeben sich analog ein Quark-Quark- und ein Quark-Diquark-System.

Für Nukleon-Kern-Wechselwirkungen wird das Modell erweitert. Die Anzahl der Kollisionen ν in einem Kern wird berechnet aus der Massenzahl A des Atoms, dem Wirkungsquerschnitt σ_{inel}^{NN} für inelastische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen und dem Wirkungsquerschnitt σ_{inel}^{NK} für inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen zu:

$$\nu = A \cdot \frac{\sigma_{inel}^{NN}}{\sigma_{inel}^{NK}}$$

Insgesamt sind dann 2ν Ketten zu erzeugen. Dazu werden für die ersten beiden Systeme die Valenzquarks des einfallenden Teilchens und die Valenzquarks des Nukleons verwendet. Für alle weiteren werden dann die Seequarks des einfallenden Teilchens zusammen mit den Valenzquarks der anderen Nukleonen benutzt. Die Hadronisierung der Ketten in farbneutrale Teilchen wird mit dem

Fragmentationsmodell von Ritter et. al. [Rit80] durchgeführt. Experimentelle Grundlage des Fragmentationsmodells ist die Jet-Bildung in der Elektron-Positron-Streuung. Nach der Transformation der in der Fragmentation erzeugten Teilchen in das Laborsystem erhält man den hadronischen Endzustand. Da zu den Ketten auch die Seequarks des einfallenden Teilchens beitragen, können in der Fragmentation auch Mesonen bzw. Baryonen, die Strange- oder Charm-Quarks enthalten, erzeugt werden.

Diffraktive Kollisionen, in denen das einfallende Teilchen seine Identität behält, werden im Modell berücksichtigt, indem alle Ketten mit den Seequarks des einfallenden Teilchens erzeugt werden.

MICAP

Das Programm MICAP[3] wird in CALOR zur Simulation von Neutronen verwendet, deren Energie kleiner als 20 MeV ist. Es benutzt ENDF/B-Daten für die Wirkungsquerschnitte und für die Multiplizitäts- und Energieverteilungen der Sekundärteilchen. Der zulässige Energiebereich reicht von 10^{-5} eV bis 20 MeV. Eine genaue Beschreibung findet man in [Joh88].

3.3 Vergleich von CALOR und GHEISHA an einem Eisenblock

Einen wesentlichen Unterschied in der Behandlung inelastischer hadronischer Wechselwirkungen in GHEISHA und CALOR findet man in der Simulation der intranuklearen Kaskade. Während bei CALOR alle Wechselwirkungen der intranuklearen Kaskade explizit simuliert werden, wird in GHEISHA nur die erste Wechselwirkung explizit simuliert und für die Beschreibung der weiteren Wechselwirkungen eine Parametrisierung benutzt. Es ist daher a priori nicht anzunehmen, daß beide Programme zu gleichen Ergebnissen führen.

Um zu untersuchen, welche prinzipiellen Unterschiede sich bei der Benutzung der beiden Programme ergeben können, wurden zunächst an dem folgenden einfachen Modell Studien durchgeführt. Das Simulationsvolumen war ein Würfel mit einer Kantenlänge von 200 m, der Startpunkt der Simulation lag in dessen Zentrum. Als Material wurde Eisen verwendet, das auch im hadronischen Teil des H1-Kalorimeters als Absorber dient.

Es zeigt sich, daß bei GHEISHA die Energieerhaltung massiv verletzt ist, wenn als einfallende Teilchen Protonen oder Neutronen gewählt werden. Eine genauere Beschreibung dieses Phänomens findet man in Anhang A. Für die folgenden Untersuchungen wurden Pionen als einfallende Teilchen gewählt.

[3] MICAP=**M**onte carlo **I**onization **C**hamber **A**nalysis **P**ackage

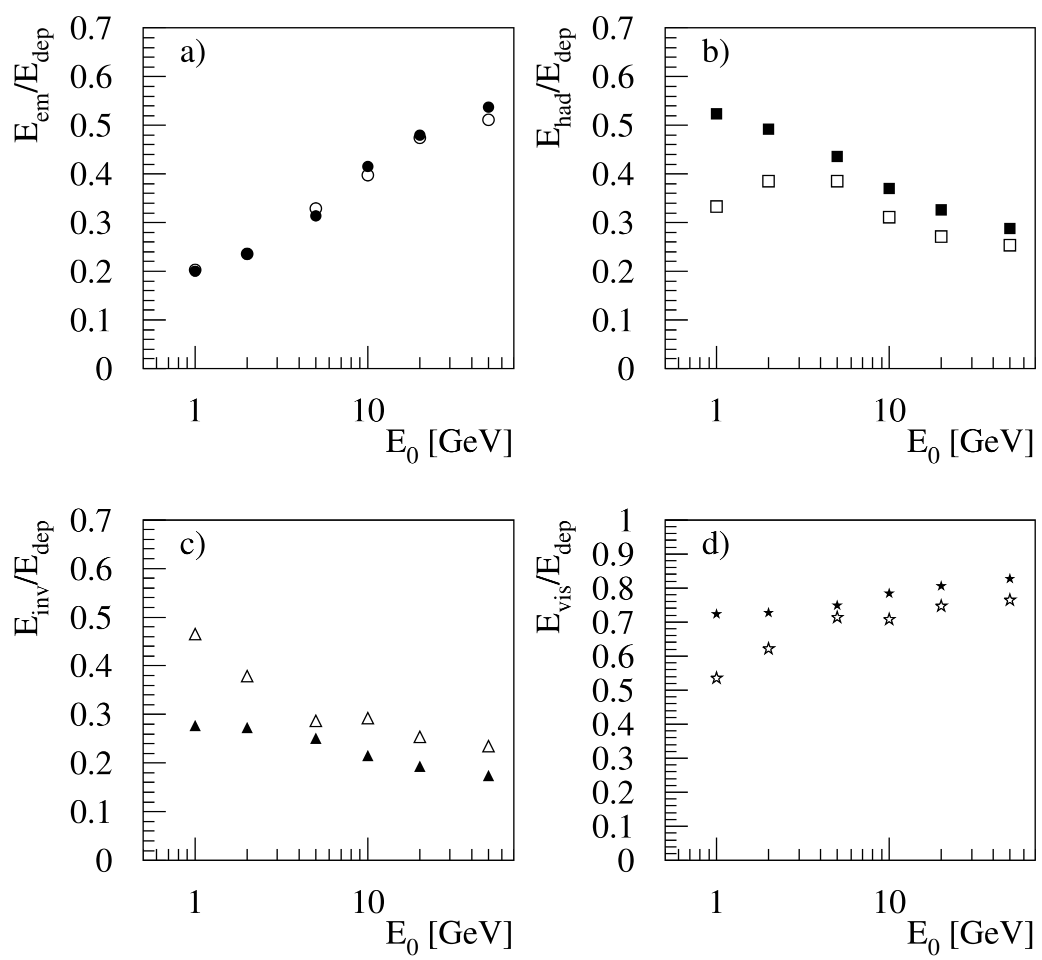

Abbildung 3.1: Vergleich der relativen Anteile der in Abschnitt 2.2.2 erläuterten Schauerkomponenten an der gesamten deponierten Energie für Pionen in Abhängigkeit von der Primärenergie für GHEISHA und CALOR, offene Symbole GHEISHA, volle Symbole CALOR, a) elektromagnetischer Anteil E_{em}/E_{dep}, b) hadronischer Anteil E_{had}/E_{dep}, c) nicht nachweisbarer Anteil E_{inv}/E_{dep}, d) nachweisbarer Anteil $E_{vis}/E_{dep} = (E_{em}+E_{had})/E_{dep}$. Die statistischen Fehler sind kleiner als die Symbole.

3.3.1 Vergleich der Anteile der Schauerkomponenten

Abbildung 3.1 zeigt einen Vergleich der relativen Anteile der in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Schauerkomponenten an der gesamten deponierten Energie in Abhängigkeit von der Primärenergie des einfallenden Teilchens für GHEISHA und CALOR. Während der Anteil der elektromagnetischen Komponente an der deponierten Energie in beiden Simulationsprogrammen gut übereinstimmt, siehe Diagramm a), verteilt sich die nach Abzug der elektromagnetischen Komponente verbleibende Energie unterschiedlich auf die hadronische Komponente und die nicht nachweisbare Energie. Bei GHEISHA ist der Anteil der hadronischen Komponente insbesondere bei niedrigen Energien wesentlich kleiner als bei CALOR, siehe Diagramm b). Dementsprechend ist der Anteil der nicht nachweisbaren Energie bei CALOR kleiner, siehe Diagramm c). Als Resultat erhält man unterschiedliche Anteile der nachweisbaren Energie $E_{vis} = E_{em} + E_{had}$ an der gesamten deponierten Energie, die hier wegen der Größe des Absorbervolumens, $\approx$ 600 Wechselwirkungslängen, in guter Näherung gleich der Primärenergie des Teilchens ist.

Der relative Anteil der einzelnen Schauerkomponenten an der deponierten Energie ist experimentell nicht zugänglich. Die nachweisbare Energie E_{vis} kann jedoch mit der gemessenen Signalhöhe eines Kalorimeters im Experiment verglichen werden. Der Anteil der nachweisbaren Energie ist daher eine Größe, anhand der man die beiden Simulationsprogramme mit gemessenen Daten vergleichen kann.

3.3.2 Vergleich der Fluktuationen

Die Abbildungen 3.2 a) – c) zeigen die Fluktuationen des elektromagnetischen $\sigma_{E_{em}}$, hadronischen $\sigma_{E_{had}}$ und nachweisbaren $\sigma_{E_{vis}} = \sigma_{E_{em}+E_{had}}$ Anteils an der deponierten Energie E_{dep} in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 der simulierten Pionen. Dabei sind $\sigma_{E_{em}}$, $\sigma_{E_{had}}$ und $\sigma_{E_{vis}}$ die Standardabweichungen der jeweiligen Verteilungen. Die Fluktuationen des hadronischen Anteils sind bei CALOR und GHEISHA gleich, während die Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils insbesondere bei niedrigeren Energien bei CALOR deutlich größer sind. Die Diagramme d) und e) zeigen die Korrelation zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Anteil bei CALOR bzw. GHEISHA für 1 GeV Pionen. Die Korrelation zwischen den beiden Anteilen ist bei CALOR deutlich stärker, insbesondere gibt es bei CALOR keine Ereignisse, deren nachweisbarer Energieanteil $E_{vis}/E_{dep} = (E_{em} + E_{had})/E_{dep}$ unter 35 % liegt, während dies bei GHEISHA für etwa 20 % der Ereignisse der Fall ist. Die stärkere Korrelation bei CALOR führt trotz größerer Fluktuationen der elektromagnetischen Komponente zu einer deutlich niedrigeren Fluktuation des Anteils nachweisbarer Energie an der deponierten Energie, siehe Diagramm c). Hier bietet sich die Möglichkeit, CALOR und GHEISHA mit gemessenen Daten zu vergleichen.

3.3.3 Vergleich der räumlichen Ausdehnung

Eine weitere prinzipiell zum Vergleich mit den Daten geeignete Größe ist die räumliche Ausdehnung der Schauer im Kalorimeter. Abbildung 3.3 zeigt das longitudinale bzw. transversale Schauerprofil von 20 GeV Pionen in Eisen, simuliert mit GHEISHA bzw. CALOR. Legt man die z-Achse eines Koordinatensystems in die Flugrichtung des primären Teilchens und den Ursprung in den Startpunkt der Simulation, so erhält man das longitudinale Profil, Diagramm a), indem man die relative Energiedeposition pro Weglänge $1/E_{vis} \cdot dE_{vis}/dz$ gegen z aufträgt. Das longitudinale Schauerprofil zeigt bei GHEISHA einen etwas steileren Anstieg als bei CALOR. Das Ausklingen des Schauers hinter dem Schauermaximum wird in beiden Programmen

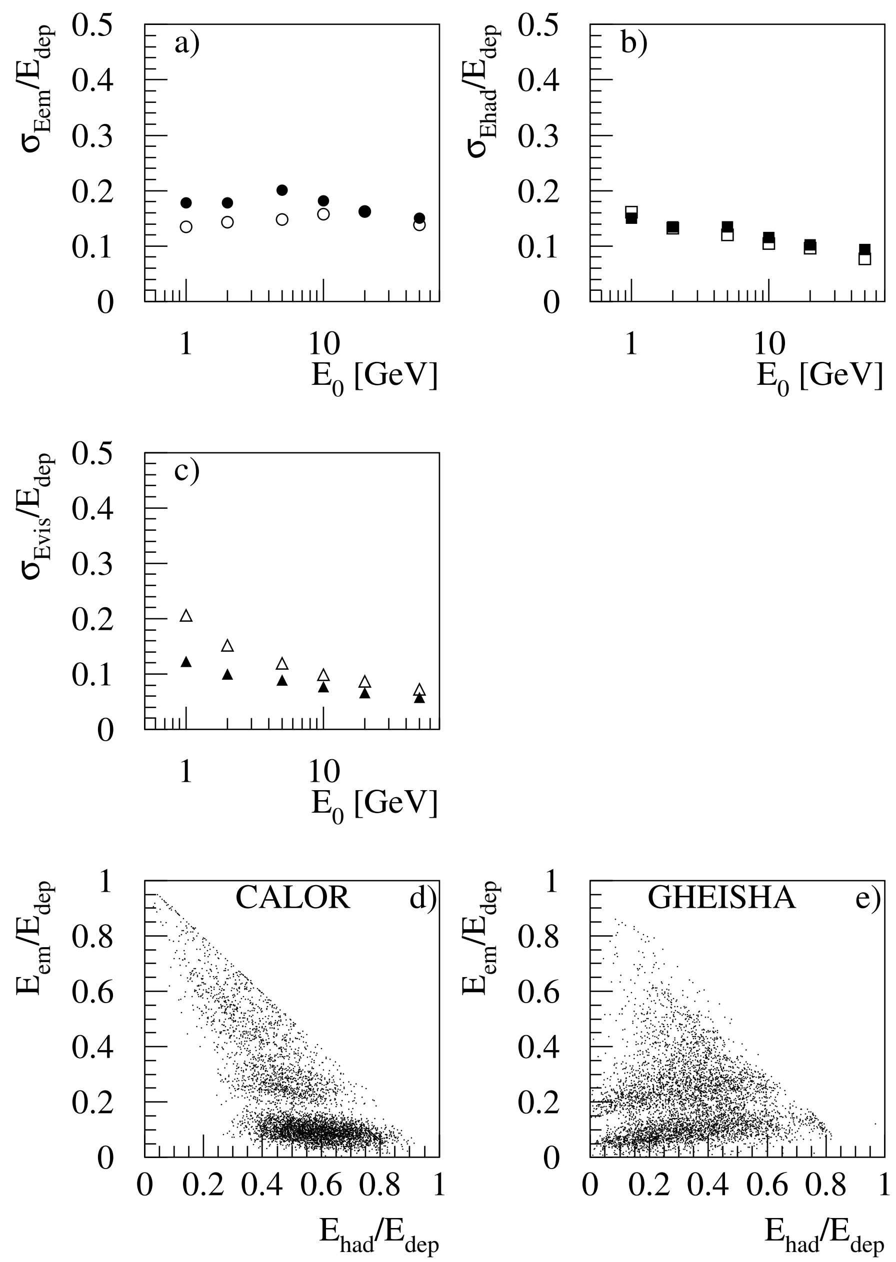

Abbildung 3.2: Fluktuationen a) der elektromagnetischen Komponente $\sigma_{E_{em}}$, b) der hadronischen Komponente $\sigma_{E_{had}}$ und c) der nachweisbaren Energie $\sigma_{E_{vis}}$ hadronischer Schauer von Pionen in Eisen in Abhängigkeit von der Primärenergie, CALOR volle Symbole, GHEISHA offene Symbole; Korrelation zwischen elektromagnetischer und hadronischer Komponente bei CALOR d) und GHEISHA e) für durch 1 GeV Pionen initiierte Schauer.

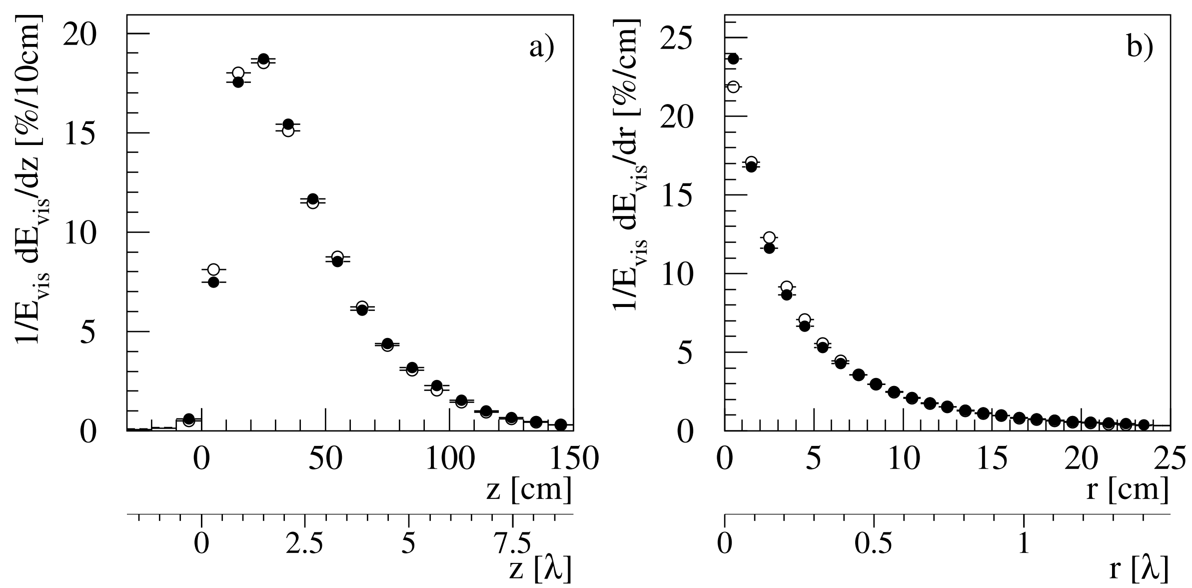

Abbildung 3.3: a) longitudinale und b) transversale Verteilung der Energiedeposition von hadronischen Schauern in Eisen, ausgelöst durch 20 GeV Pionen, offene Symbole GHEISHA, volle Symbole CALOR, λ = nukleare Absorptionslänge

etwa gleich beschrieben. Für den Ort des Schauermaximums ergibt die Gleichung 2.4 für die hier betrachtete Primärenergie von 20 GeV einen Wert $s_{max} = 1.3\ \lambda$ in guter Übereinstimmung mit dem in der Simulation erhaltenen Schauerprofil, siehe Abbildung 3.3 a). Die Tiefe $L_{95\%}$, innerhalb der 95 % der Primärenergie absorbiert werden sollten, berechnet sich gemäß Gleichung 2.5 zu 5.3 λ. Für die hier durchgeführte Simulation ergibt sich, daß $\approx$ 93 % der Energie bis zu dieser Tiefe deponiert werden.

Im transversalen Profil, Diagramm b), ist die relative Energiedeposition pro Weglänge $1/E_{vis} \cdot dE_{vis}/dr$ gegen den Abstand r von der z-Achse aufgetragen. Hier zeigt sich für GHEISHA eine etwas größere transversale Ausdehnung der Schauer als für CALOR. Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius λ um die Schauerachse sind in dieser Simulation entgegen der Aussage in Kapitel 2 nur $\approx$ 90 % der deponierten Energie enthalten.

Die Unterschiede in der räumlichen Ausdehnung der Schauer zwischen GHEISHA und CALOR sind insgesamt als gering zu bewerten. Aufgrund der endlichen räumlichen Auflösung eines realen Kalorimeters scheint diese Größe für einen Vergleich der Programme anhand von Daten ungeeignet.

Kapitel 4

Der Aufbau des Experiments

In diesem Kapitel wird zunächst der Aufbau des H1-Kalorimeters diskutiert, Abschnitt 4.2 beschreibt dann das Kalibrationsexperiment am CERN und den Aufbau des Testkalorimeters. Im Abschnitt 4.3 wird die Beschreibung des Experiments im Simulationsprogramm erläutert.

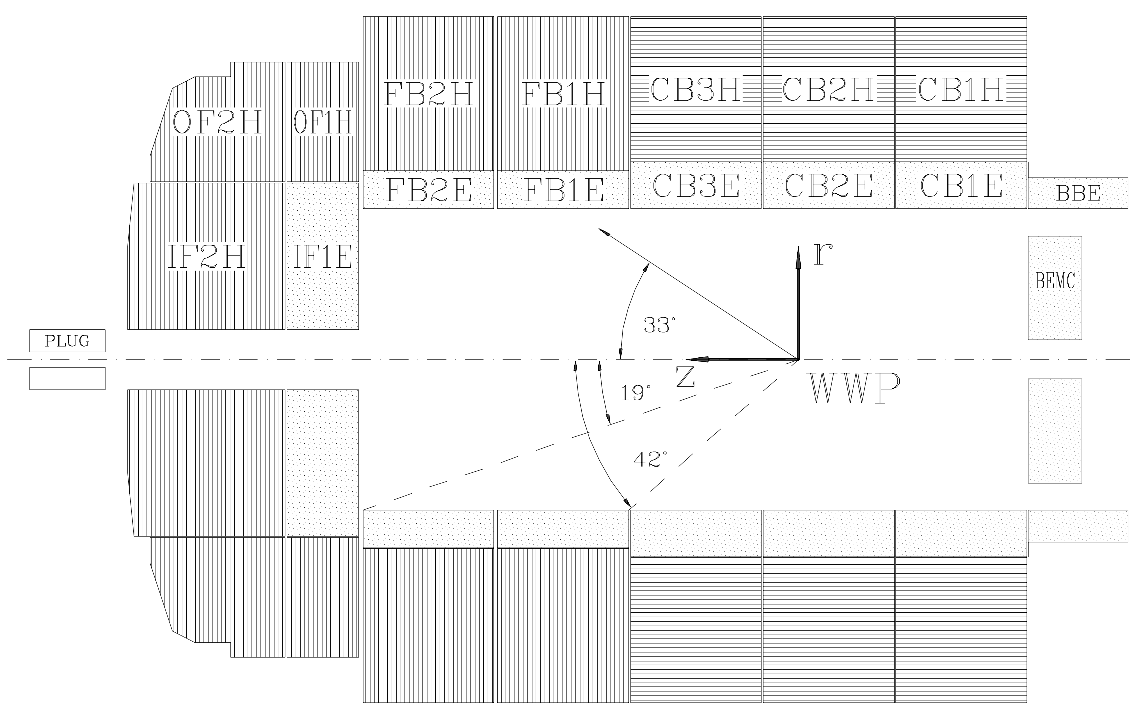

Abbildung 4.1: Schnitt durch das Kalorimeter des H1-Detektors parallel zur Strahlachse.

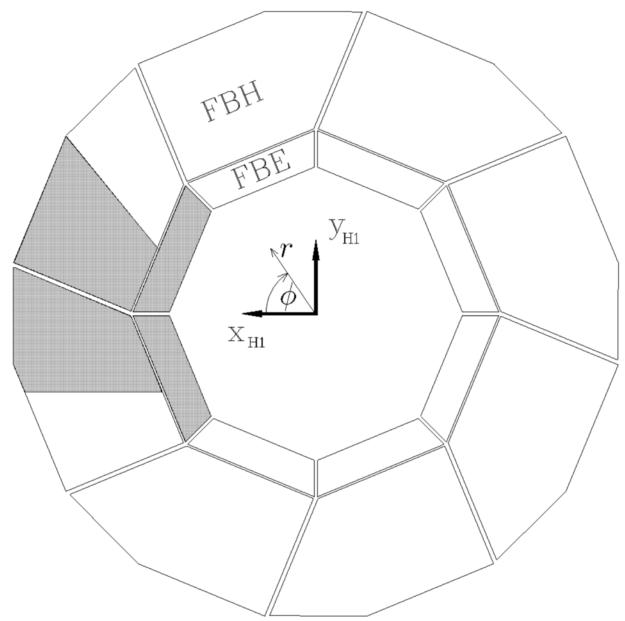

Abbildung 4.2: Schnitt durch das Kalorimeter des H1-Detektors senkrecht zur Strahlachse, der schraffierte Bereich markiert den Teil, der als Testkalorimeter am CERN verwendet wurde.

4.1 Das H1-Flüssigargon-Kalorimeter

Das Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors ist modular aufgebaut. Es ist in longitudinaler Richtung in acht Ringe unterteilt, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Die Ringe sind nach ihrer Lage zum Wechselwirkungspunkt, in der Abbildung mit WWP bezeichnet, und ihrer Funktion, elektromagnetisch oder hadronisch, benannt, z. B. bedeutet FB1E = **F**orward **B**arrel **1** **E**lectromagnetic.

In transversaler Richtung besteht das Kalorimeter aus inneren und äußeren Ringen, die ihrerseits aus acht gleichen Segmenten, im folgenden Module genannt, aufgebaut sind. Dies zeigt Abbildung 4.2 für die Ringe FB1 bzw. FB2, die sich in ihren äußeren Abmessungen nicht unterscheiden.

Die Bereiche zwischen den Modulen werden als Crack[1] bezeichnet. Im folgenden wird das in den Abbildungen 4.1 und 4.2 definierte Koordinatensystem benutzt, in der transversalen Ebene werden auch die Polarkoordinaten r und ϕ verwendet, wobei die Drehrichtung von ϕ in Abbildung 4.2 dem Uhrzeigersinn entspricht. Die Bereiche zwischen den Modulen werden dann in longitudinaler Richtung mit z-Crack, in radialer Richtung mit r-Crack und in azimutaler Richtung mit ϕ-Crack bezeichnet. In den nächsten Abschnitten wird der Aufbau der einzelnen Module beschrieben.

[1]crack = engl. für Spalt

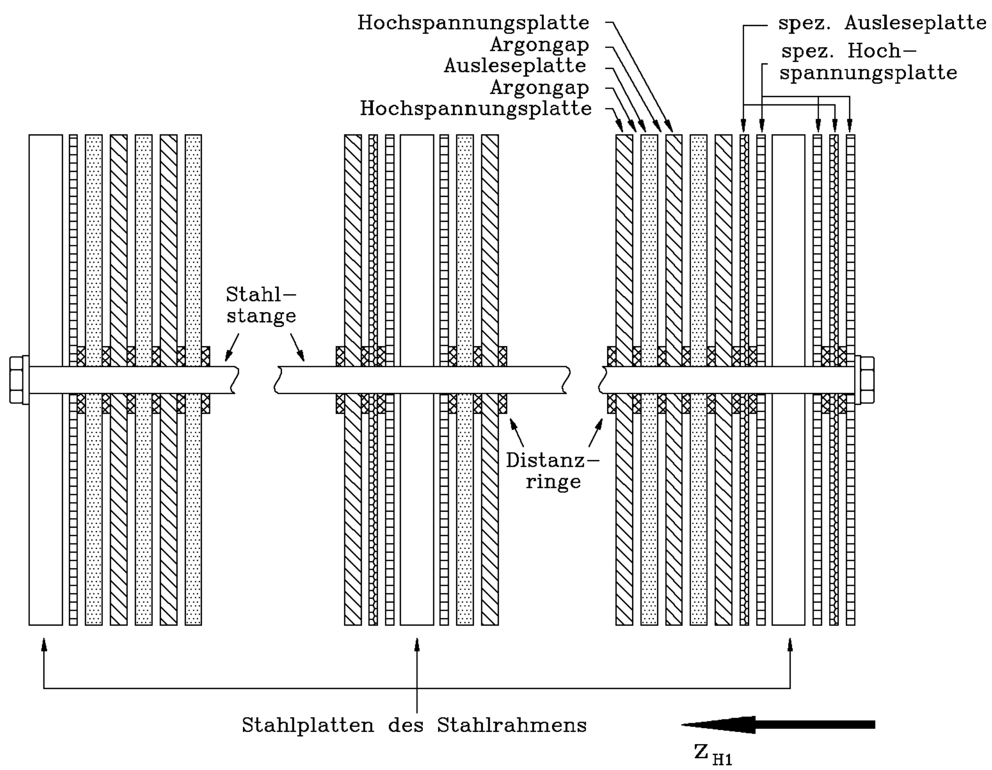

Abbildung 4.3: Schnitt durch ein FBE-Modul des H1-Detektors parallel zur Strahlachse

4.1.1 Aufbau eines FBE-Moduls

Das FBE Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter. Es enthält Blei als Absorbermaterial und Flüssigargon-Ionisationskammern zur Auslese. Die alternierende Schichtfolge wird durch die Montage von Absorberplatten in definiertem Abstand erzeugt. Die Bereiche zwischen den Platten, im folgenden als Gaps[2] bezeichnet, werden im Kryostaten mit flüssigem Argon ausgefüllt. Zur Stabilisierung befinden sich die Absorberplatten in einem Stahlrahmen. Eine weitere Stahlplatte in der Mitte des Moduls dient zur Sicherung gegen Torsion.

Abbildung 4.3 zeigt die Anordnung der Platten im Stahlrahmen. Es werden abwechselnd zwei Arten von Absorberplatten, Hochspannungs- und Ausleseplatten, im Stahlrahmen angeordnet. Der Abstand der Absorberplatten im Stapel, d. h. die Dicke der Flüssigargon-Gaps, wird durch Distanzringe aus G10, einem glasfaserverstärkten Kunststoff auf Epoxydharzbasis, definiert. Die Distanzringe werden von Stahlstangen fixiert, die den Plattenstapel senkrecht durchdringen.

An die Hochspannungsplatten wird eine Spannung von 2.5 kV angelegt, so daß sich im flüssigen Argon senkrecht zu den Platten ein elektrisches Feld ausbildet.

[2]gap = engl. für Zwischenraum

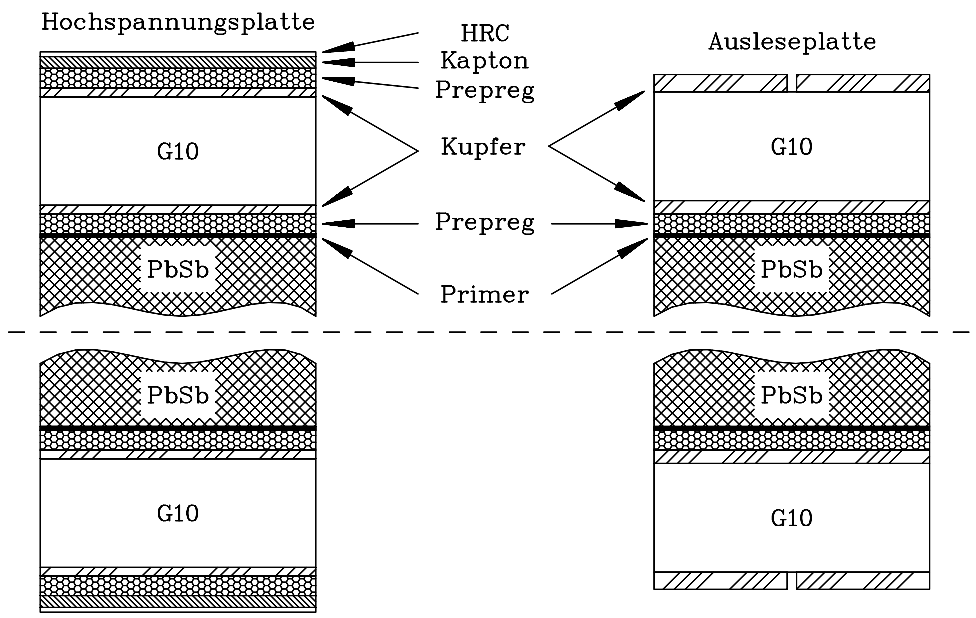

Abbildung 4.4: Schichtfolge der Materialien in den Absorberplatten des FBE Kalorimeters.

Durch Ionisation im Argon entstandene Ladungspaare werden durch das Feld getrennt und erzeugen auf den Ausleseplatten die zu messende Influenzladung. Eine Auslesezelle des FBE-Kalorimeters besteht aus einer halben Hochspannungs- und einer halben Ausleseplatte. Den Abschluß des Plattenstapels an den Enden des Stahlrahmens bilden spezielle Hochspannungsplatten, die keinen Bleikern enthalten und bei denen nur an die dem Plattenstapel zugewandte Seite Hochspannung angelegt wird. Zwei Platten des gleichen Typs umgeben die mittlere Platte des Stahlrahmens. Um den Signalverlust durch Energiedeposition in der Stahlmittelplatte zu kompensieren, enthält die Ausleseplatte in Strahlrichtung hinter der Stahlmittelplatte keinen Bleikern [Bor87]. Im z-Crack zwischen den Modulen des FB1E- und FB2E-Kalorimeters befindet sich ebenfalls eine solche Ausleseplatte ohne Blei, die zusammen mit zwei speziellen Hochspannungsplatten zur Messung der im Crack und in der davor liegenden Stahlplatte des FB1E-Moduls deponierten Energie dient.

Schichtstruktur der Absorberplatten

Die Absorberplatten des FBE Kalorimeters bestehen aus mehreren Schichten. Abbildung 4.4 zeigt ihre Abfolge in den Hochspannungs- und Ausleseplatten. Die mittleren Dicken der einzelnen Schichten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

		Ausleseplatte	Hochspannungsplatte
Material	Dichte $[g/cm^3]$	mittlere Dicke $[\mu m]$	mittlere Dicke $[\mu m]$
PbSb	11.22	2377	2377
Primer	2.0	25	25
Prepreg	1.7	125	130
Kupfer	8.96	55	35
G10	1.5	691	727
Kapton	1.42	—	75
HRC	1.2	—	30

Tabelle 4.1: Gemessene Dicken und Dichten der Materialschichten der Absorberplatten des FBE-Kalorimeters [Kur91].

Kernstück der Absorberplatten ist eine Schicht aus einer Blei-Antimon-Legierung, in der Abbildung mit PbSb bezeichnet. Der Antimongehalt von 1.5 % [Kur91] erhöht die Stabilität gegenüber Platten aus reinem Blei. Im Bereich der Distanzringe und der Stahlstangen, ihre Anordnung zeigt Abbildung 4.5, ist eine Signalauslese nicht möglich. Zur Kompensation des Energieverlustes in den Stangen ist das Blei innerhalb eines Radius von 1 cm um die Mitte der Stahlstangen durch Aluminium ersetzt [Len89].

Auf die Bleiplatten sind zu beiden Seiten mit dem Spezialkleber Prepreg kupferbeschichtete G10-Platten aufgebracht. Um die Klebung zwischen dem Blei und den G10-Platten zu verbessern, wurden die Bleiplatten aufgerauht und mit einer Epoxydharzschicht, in der Abbildung 4.4 mit Primer bezeichnet, überzogen.

Bei den Ausleseplatten werden die äußeren Kupferschichten als Elektroden verwendet, auf denen die zu messende Ladung influenziert wird. Durch ihre Aufteilung in elektrisch getrennte Bereiche erreicht man eine Segmentierung des Kalorimeters in r- und ϕ-Richtung. Eine detaillierte Beschreibung der Segmentierung wird im folgenden Abschnitt gegeben.

Um den Einfluß von möglichen Kurzschlüssen in den Flüssigargon-Gaps auf das elektrische Feld in ihnen gering zu halten, wird die Hochspannung nicht an die äußeren Kupferflächen der Hochspannungsplatten, sondern an eine HRC[3] genannte hochohmige Schicht angelegt. Diese ist durch eine Kaptonfolie und Prepreg von der geerdeten äußeren Kupferschicht isoliert. Das HRC ist eine Mischung aus 12% Ruß und 88% Epoxydharz und wird auf die Kaptonfolie aufgedruckt.

Zur Vermeidung von Spannungsüberschlägen vom HRC auf geerdete Bauteile des Moduls reicht das HRC nur bis auf 4 mm an den Rand der G10-Platten heran und fehlt im Bereich innerhalb eines Radius von 8 mm um die Mitte der Stahlstangen. An den entsprechenden Stellen fehlt auf den Ausleseplatten die Kupferbeschichtung. Auch der Bleikern der Platten reicht nur auf bis auf 4 mm an den Rand der G10-Platten heran. Bei den Absorberplatten des FB2E-Kalorimeters liegt der Bleikern

[3] HRC=**H**igh **R**esistive **C**oating

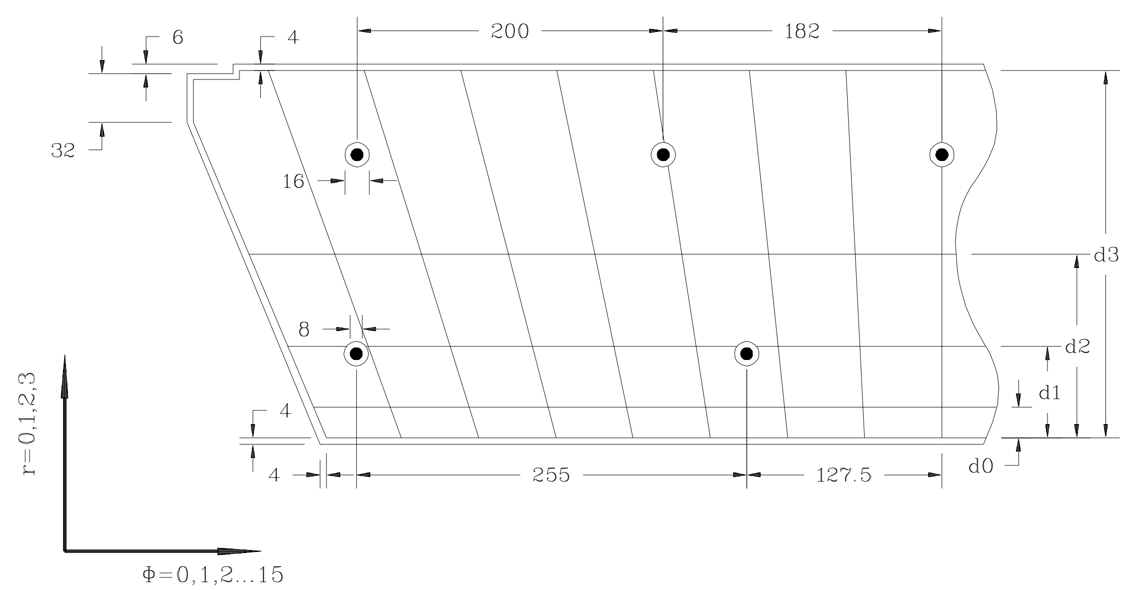

Abbildung 4.5: Aufteilung einer Ausleseplatte des FB2E-Kalorimeters in unabhängige Auslesezellen, alle Maße in mm, die schwarzen Punkte zeigen die Bohrungen für die Stahlstangen. $d_0 - d_3$: siehe Tabelle 4.2

an der der Strahlachse zugewandten Seite sogar 2.4 cm zurück. Der Grund hierfür wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

Segmentierung der FBE-Module

Die Segmentierung des FBE-Kalorimeters in r-ϕ-Richtung wird durch die Einteilung der Kupferbeschichtung der Ausleseplatten in elektronisch getrennte Bereiche erreicht. Abbildung 4.5 zeigt die Aufteilung der Auslesefläche für eine halbe FB2E-Ausleseplatte. Die einzelnen Segmente der Auslesefläche, im folgenden Pads genannt, sind in radialer Richtung in Reihen angeordnet, die als r-Lagen bezeichnet werden. Die gezeigten FB2E-Ausleseplatten besitzen vier r-Lagen, während die Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters in 3 r-Lagen geteilt sind. Zur eindeutigen Bezeichnung werden die r-Lagen bei 0 beginnend von innen nach außen durchnumeriert. Die 0. r-Lage der FB2E-Ausleseplatten deckt sich genau mit dem Bereich der Platten, in dem der Bleikern fehlt. Dieser Bereich, auch als Presampler bezeichnet, ist zur Kompensation des Energieverlustes von Elektronen bestimmt, die im H1-Detektor etwa 2 Strahlungslängen an Vormaterial auf dem Weg vom Wechselwirkungspunkt zum FB2E-Kalorimeter durchqueren [H1-93a]. Für alle anderen Ringe des Flüssigargon-Kalorimeters beträgt die Menge an Vormaterial nur etwa 1 Strahlungslänge [H1-93a], weshalb für diese Ringe kein Presampler benötigt wird.

Im Gegensatz zu den FB2E-Ausleseplatten gibt es die FB1E-Ausleseplatten in drei verschiedenen Ausführungen, auch Familien genannt, die sich in der Größe der

	d_0 [mm]	d_1 [mm]	d_2 [mm]	d_3 [mm]
FB1E				
Familie I	40	120	240	
Familie II	35	115	240	
Familie III	30	110	240	
FB2E	20	60	120	240

Tabelle 4.2: Abmessungen der r-Lagen der FBE-Ausleseplatten, Maße der Abstände d_0, d_1, d_2 und d_3 aus Abbildung 4.5 .

drei r-Lagen unterscheiden. Mit Hilfe der in Abbildung 4.5 definierten Maße d_0, d_1, d_2 und d_3 kann man der Tabelle 4.2 die Abmessungen der r-Lagen entnehmen. Die zunehmende Größe der r-Lagen ist an das longitudinale Profil elektromagnetischer Schauer angepaßt, deren Energiedeposition bis zum Schauermaximum schneller ansteigt, als sie danach abfällt.

In azimutaler Richtung ist die Kupferbeschichtung der Ausleseplatten so eingeteilt, daß sich die Verlängerungen der Padgrenzen in einem Punkt in der Mitte des Strahlrohrs schneiden. Die Pads sind zwischen 4 cm und 5 cm breit und haben damit eine Größe, die der transversalen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer entspricht, da der Molière-Radius des elektromagnetischen Kalorimeters $\rho_M = 3.4$ cm beträgt. Die ϕ-Lagen sind von 0 beginnend in ϕ-Richtung durchnumeriert, man erhält so die ϕ-Lagen 0 bis 15.

Die 60 Ausleseplatten eines FBE-Moduls ergäben einzeln ausgelesen bei der beschriebenen Segmentierung in der r-ϕ-Ebene 2880 (3840) Kanäle für FB1E (FB2E). Um die Anzahl der Auslesekanäle zu reduzieren, werden jeweils mehrere aufeinanderfolgende Ausleseplatten zu sogenannten z-Lagen zusammengeschaltet. Die folgende Tabelle zeigt den Plattentyp und die Anzahl der zusammengeschalteten Ausleseplatten für die z-Lagen der FBE-Kalorimeter. Die Numerierung der z-Lagen erfolgt bei 0 beginnend in Protonstrahlrichtung.

FB1E			FB2E	
z-Lage	Familie	Anzahl der Ausleseplatten	z-Lage	Anzahl der Ausleseplatten
0 – 3	I	$4 \times 4 = 16$	0 – 3	$4 \times 7 = 28$
4 – 7	II	$4 \times 5 = 20$	4 – 7	$4 \times 8 = 32$
8 – 11	III	$4 \times 6 = 24$		

Die wachsende Anzahl der Ausleseplatten in den verschiedenen z-Lagen berücksichtigt ihre zunehmende Entfernung vom Wechselwirkungspunkt, so daß der abgedeckte Winkelbereich für alle z-Lagen etwa gleich ist.

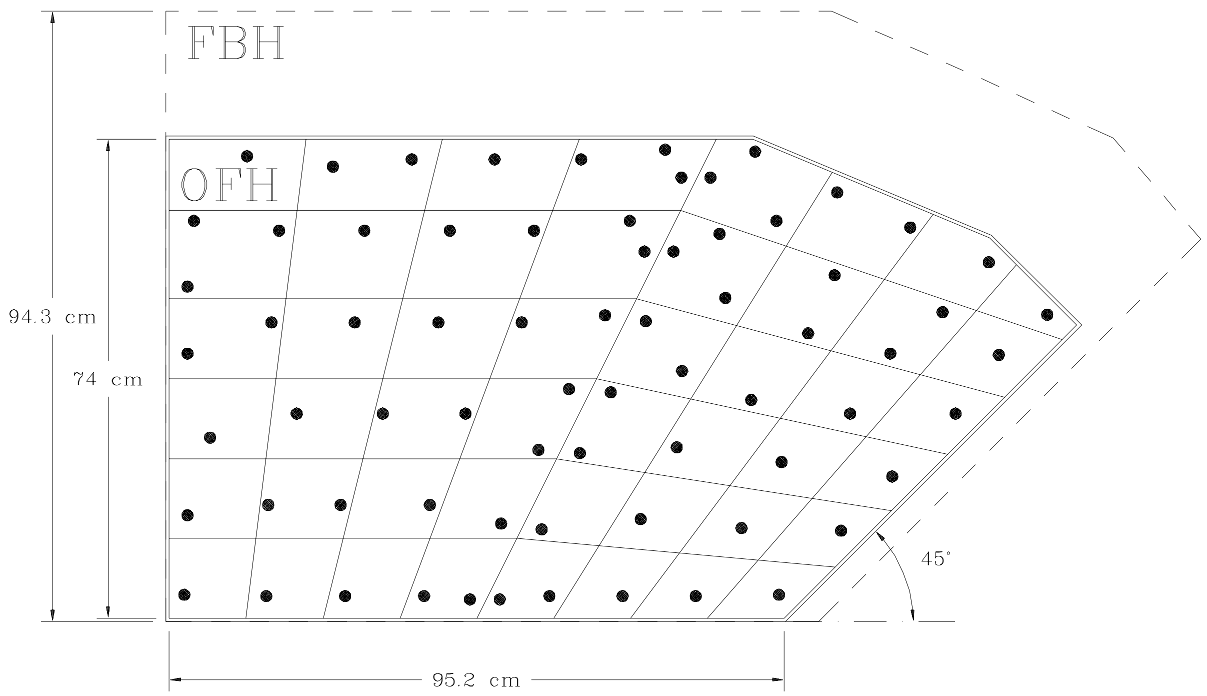

Abbildung 4.6: Skizze einer OFH- bzw. FBH-Auslesekarte, Einteilung der OFH-Auslesekarte in Pads, die schwarzen Kreise stellen die Nieten der OFH-Auslesekarte dar.

4.1.2 Aufbau eines FBH-Moduls

Das FBH-Kalorimeter enthält Stahlplatten als Absorber und wie das FB1E-Kalorimeter zur Signalauslese Flüssigargon-Ionisationskammern. Die asymmetrische Form der Stahlplatten führt dazu, daß der ϕ-Crack zwischen zwei Modulen des FBH-Kalorimeters nicht mit dem ϕ-Crack des FBE-Kalorimeters fluchtet, siehe Abbildung 4.2. Daher ist ein Nachweis von Teilchen, die den ϕ-Crack des FBE-Kalorimeters ohne Signal passieren, im FBH-Kalorimeter möglich. Insgesamt 31 dieser Stahlplatten sind in einem Abstand von jeweils 1.2 cm zu einem selbsttragenden Modul verschweißt. Die Abmessungen der Stahlplatten entsprechen in etwa denen der in Abbildung 4.6 gezeigten Auslesekarten und sind für das FB1H- und FB2H-Kalorimeter identisch.

Materialfolge im FBH-Kalorimeter

Abbildung 4.7 zeigt die Schichtfolge im FBH-Kalorimeter. Zwischen den Stahlplatten befinden sich mechanisch eigenständige Auslesekarten mit Doppelgap, deren äußere Stahlplatten von 1.5 mm Dicke das Trägermaterial für die Schicht bilden, an die die Hochspannung angelegt wird. Diese Schicht besteht auch hier aus dem auf

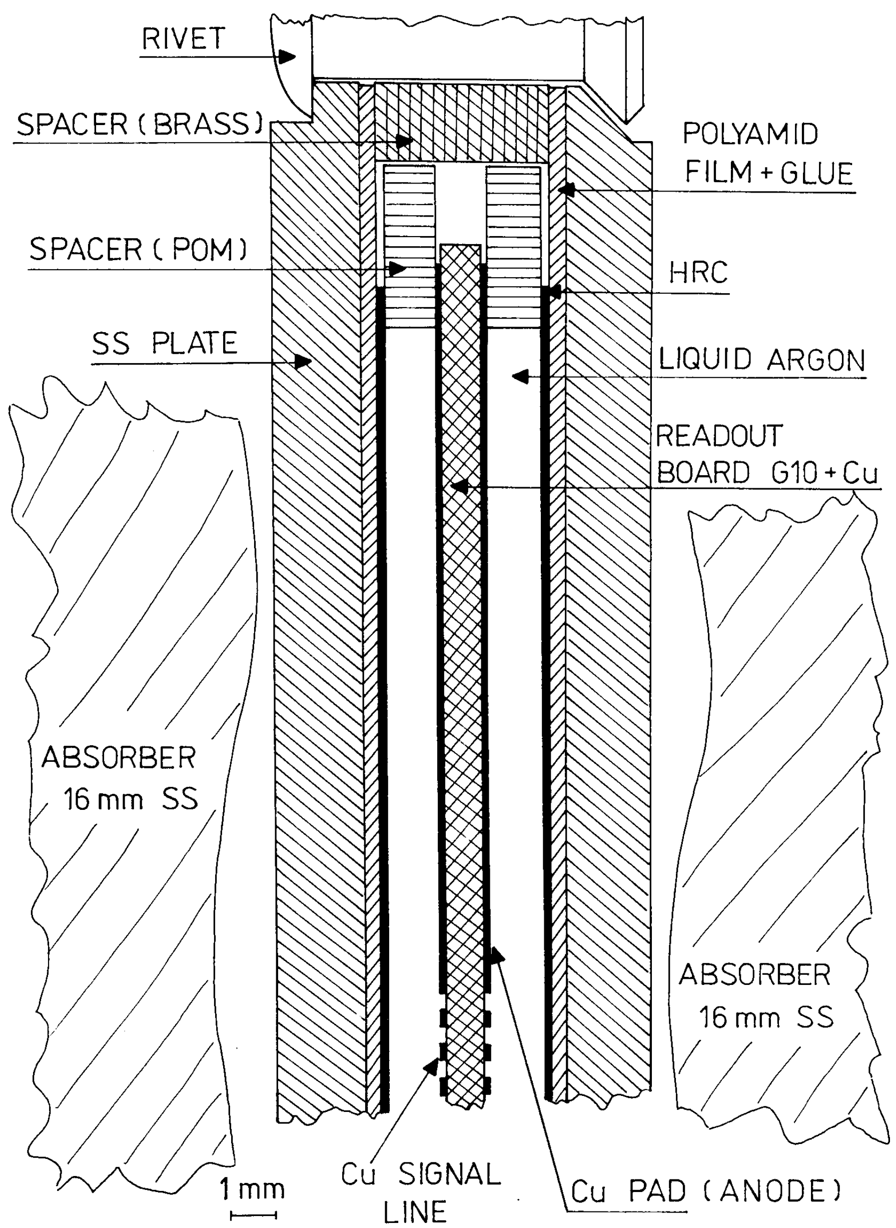

Abbildung 4.7: Schnitt durch eine Auslesezelle des FBH-Kalorimeters.

FB1H		FB2H	
z-Lage	Anzahl der Auslesekarten	z-Lage	Anzahl der Auslesekarten
0	5	0 – 1	7
1	4	2	8
2 – 3	5	3	9
4 – 5	6		

Tabelle 4.3: Anzahl der Auslesekarten in den z-Lagen des FBH-Kalorimeters.

eine Kaptonfolie[4] aufgedruckten HRC. Die Kaptonfolie ist mit Prepreg auf die äußeren Stahlplatten aufgeklebt. Zwischen den beiden Hochspannungsplatten befindet sich eine kupferbeschichtete G10-Platte, die als Elektrode zur Messung der Ionisationsladung verwendet wird. Der Abstand zwischen den Hochspannungsplatten und der mittleren G10-Platte wird an etwa gleichmäßig über die Plattenfläche verteilten Stellen, siehe Abbildung 4.6, durch die in Abbildung 4.7 dargestellte Struktur aus einer Niete und einem Distanzring festgelegt. In kapazitiven Messungen wurde die Dicke der mit Flüssigargon gefüllten Gaps zwischen den Hochspannungsplatten und der mittleren G10-Platte zu 2.45 mm bestimmt [Sch94].

Eine weitere Auslesekarte befindet sich in Protonstrahlrichtung vor der ersten Stahlplatte eines Moduls, also im z-Crack, die zusammen mit der letzten Stahlplatte des vorhergehenden Moduls eine weitere Auslesezelle bildet.

Segmentierung der FBH-Module

Da in den FB1H-Modulen des Testkalorimeters OFH-Auslesekarten verwendet wurden, wird an dieser Stelle die Einteilung der OFH- und FB2H- und nicht die der FB1H-Auslesekarten diskutiert. Abbildung 4.6 zeigt als Beispiel die Einteilung einer OFH-Auslesekarte in Pads, die Einteilung der FB2H-Auslesekarten erfolgt in ähnlicher Weise. Der Größenunterschied zwischen den beiden Typen ist ebenfalls dort zu sehen. Wie bei den FBE-Ausleseplatten treffen sich die Verlängerungen der neun Begrenzungslinien der acht ϕ-Lagen in einem Punkt, der aufgrund der Asymmetrie der Auslesekarten jedoch nicht auf der Strahlachse liegt. Die OFH-Auslesekarten besitzen wie die des FB2H-Kalorimeters 6 r-Lagen. Die Begrenzungslinien der Pads in r-Richtung sind für die ϕ-Lagen[5] 4 bis 7 nicht parallel zueinander, sondern verbinden die Begrenzungslinien der ϕ-Lagen 0 bis 3 mit denen des in ϕ-Richtung angrenzenden Moduls. Die Größe der Pads ist an die für die Ausdehnung hadronischer Schauer charakteristische nukleare Absorptionslänge λ angepaßt, die im FBH-Kalorimeter $\approx$ 25 cm beträgt.

[4] in der Abbildung mit POLYAMID FILM bezeichnet

[5] Numerierungsschema wie bei den FBE-Ausleseplatten: von 0 beginnend in r-Richtung und in ϕ-Richtung, ϕ im Uhrzeigersinn, siehe Abbildung 4.2.

Auch im FBH-Kalorimeter sind jeweils mehrere Auslesekarten zusammengeschaltet, so daß in longitudinaler Richtung die 31 Auslesekarten eines Moduls 6 bzw. 4 z-Lagen bilden. Die Tabelle 4.3 enthält die Anzahl der Auslesekarten in den z-Lagen des FBH-Kalorimeters im H1-Detektor. Die Segmentierung des Testkalorimeters in longitudinaler Richtung wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

4.2 Der Testaufbau am CERN

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden im November 1992 am Teststrahl H6 des CERN SPS[6] gewonnen. Dort standen Elektronen im Energiebereich von 20 bis 80 GeV und Pionen im Energiebereich von 20 bis 170 GeV zur Verfügung. Zur Erzeugung der Teilchenstrahlen werden am H6 Teststrahl Protonen einer Energie von 450 GeV aus dem SPS auf ein ruhendes Target gelenkt. Die bei Reaktionen im Target entstehenden Sekundärteilchen, wie z. B. Elektronen, Positronen, Pionen, Kaonen und Myonen, haben Energien bis zu etwa 250 GeV. Mit einer Reihe von Magneten und Kollimatoren können alle Teilchen, deren Impuls vom gewählten Nennwert abweicht, aus dem Strahl entfernt werden. Die Breite der Impulsverteilung der im Strahl verbleibenden Teilchen beträgt $\Delta p/p = 0.3$ %. Diese auch als Sekundärmodus bezeichnete Betriebsart erlaubt es nicht, einen Strahl genügender Intensität mit Energien unterhalb etwa 80 GeV bereitzustellen. Teilchenstrahlen im Bereich von 5 bis etwa 80 GeV erzeugt man im sogenannten Tertiärmodus. Dabei werden die im ersten Target erzeugten Teilchen auf ein weiteres Target gelenkt und produzieren dort Teilchen niedrigerer Energie mit genügender Intensität. Bei diesem Betriebsmodus beträgt die Impulsunschärfe im Strahl $\Delta p/p = 0.8$-1.5 % [H6-81].

Eine Auswahl der erwünschten Teilchenart aus dem Strahl erreicht man mit Hilfe zweier differentieller Čerenkov-Zähler, die sich auf der Strahlachse befinden. Durchqueren die Teilchen einen der mit gasförmigem Helium gefüllten Čerenkov-Zähler, so emittieren sie unter einem von ihrer Geschwindigkeit $\beta = v/c$ abhängigen Winkel θ bzgl. der Flugrichtung Čerenkov-Licht, wobei gilt:

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}.$$

Dabei ist n der Brechungsindex des Heliums und kann durch Änderung des Druckes variiert werden. Das entstehende Čerenkov-Licht wird mit unter einem festen Winkel θ_{PM} installierten Photomultipliern nachgewiesen. Im Rahmen der Winkelauflösung der Anordnung erzeugen dann nur Teilchen mit der durch n und θ_{PM} festgelegten Geschwindigkeit ein Signal. In Strahlrichtung hinter den Čerenkov-Zählern befindet sich ein Dipolmagnet, mit dem die Höhe des Teilchenstrahls bei Eintritt in den Kryostaten variiert werden kann.

Die Abbildung 4.8 zeigt den Aufbau des von der H1-Kollaboration verwendeten Teststands am H6-Teststrahl. Der in der Abbildung nicht eingezeichnete Ablenk-

[6] SPS = **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

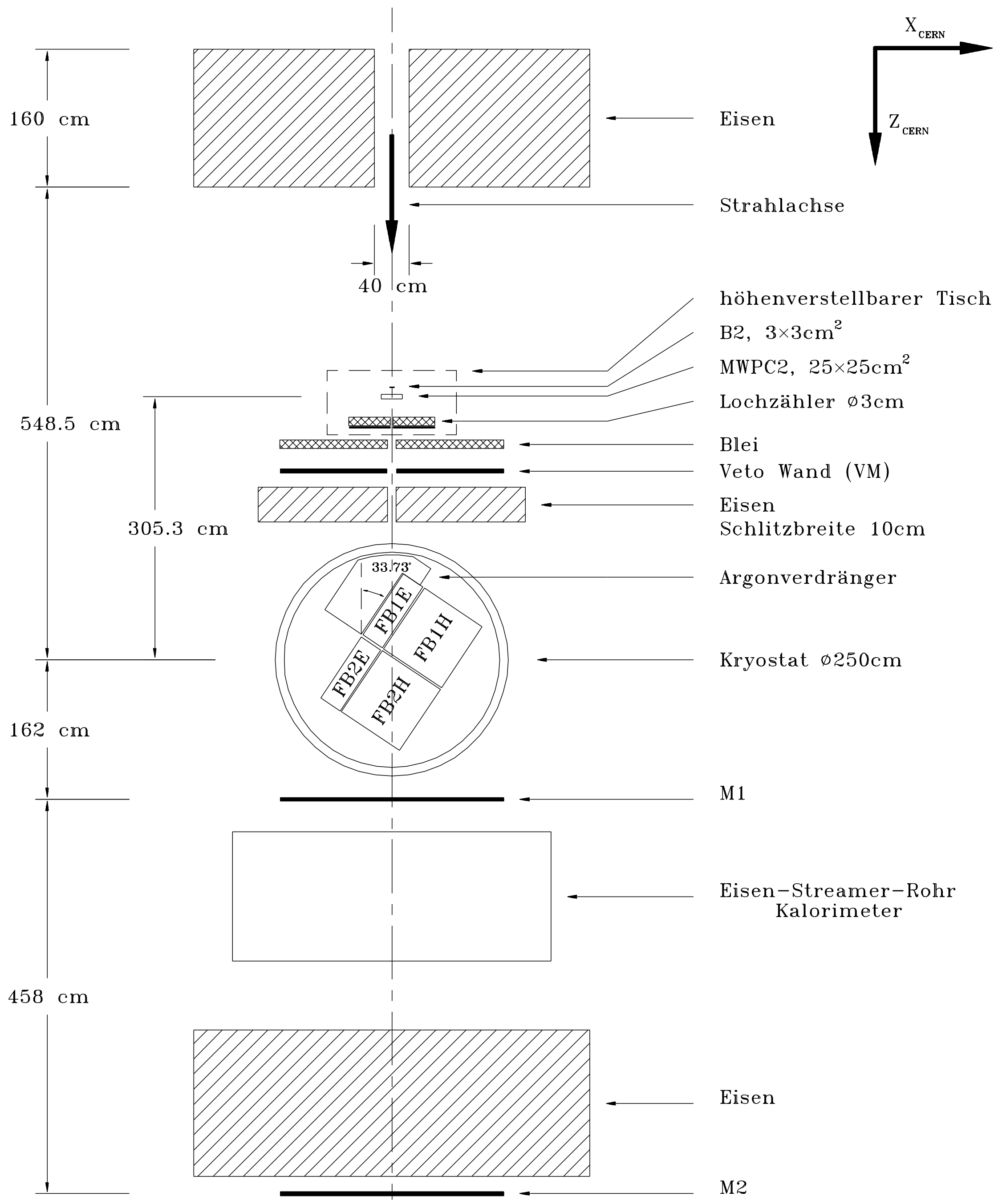

Abbildung 4.8: Aufbau des Kalorimeterteststands am H6-Teststrahl des CERN SPS.

magnet ist in entgegengesetzter Strahlrichtung 28 m von der Mitte des Kryostaten entfernt. Direkt am Ausgang des Ablenkmagneten befinden sich der Fingerzähler B1 und die Vieldrahtproportionalkammer MWPC1. Der in der Abbildung eingezeichnete Fingerzähler B2 begrenzt zusammen mit B1 den Strahlquerschnitt für akzeptierte Ereignisse auf eine Fläche von 3×3 cm^2. Die beiden Proportionalkammern MWPC1 und MWPC2, siehe Abbildung 4.8, erlauben eine Rekonstruktion der Flugbahn der Strahlteilchen. Die MWPC2, der Fingerzähler B2 und der im folgenden beschriebene Lochzähler sind auf einem in der Höhe verstellbaren Tisch aufgestellt, um ihren Ort der jeweiligen Strahlposition anzupassen.

Der Lochzähler und die Vetowand sind Szintillationszähler, die verwendet werden, um Teilchen zu identifizieren, deren Flugrichtung von der erwünschten Richtung abweicht. Die Vetowand deckt mit ihrer Fläche den gesamten Kryostaten bis auf den Bereich ab, in dem der Strahl variiert werden kann. Hier übernimmt diese Funktion der Lochzähler, der Teilchen identifiziert, die weiter als 1.5 cm von der Strahlachse entfernt sind. Zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit von niederenergetischen Photonen in der Vetowand befindet sich vor dieser eine 1 cm dicke Bleiwand, in der die Photonen aufschauern sollen. Dem gleichen Zweck dient Blei, das sich vor dem Lochzähler auf dem verstellbaren Tisch befindet. Um das Erzeugen eines Vetosignals durch vom Kryostaten zurückgestreute Teilchen zu verhindern, wird die Vetowand durch 40 cm Eisen vom Kryostaten abgeschirmt. Auch diese Eisenwand hat im Bereich der erwünschten Strahlpositionen ein Loch. In Strahlrichtung hinter dem Kryostaten befinden sich die beiden Myonwände M1 und M2 und ein Eisenblock zur Identifizierung von Myonen, sowie ein Eisen-Streamer-Rohr-Kalorimeter zur Energiemessung nicht vollständig im Kalorimeter absorbierter Teilchen.

Der in der Abbildung 4.8 eingezeichnete Winkel von 33.73° zwischen Strahlachse und Kalorimeter entspricht dem Winkel, unter dem im H1-Detektor Teilchen vom Wechselwirkungspunkt ausgehend in das FB1E-Kalorimeter gelangen, siehe Abbildung 4.1, so daß eine dem H1-Detektor vergleichbare Situation vorliegt. Der Strahl gelangt durch das sogenannte Kryostatfenster, ein Bereich der Kryostatwand, in dem diese besonders dünn ausgeführt ist, in den Kryostaten. Im Raum zwischen Kryostatfenster und Testkalorimeter wird das flüssige Argon durch einen Argonverdränger aus einem Material mit sehr großer Strahlungslänge x_0 ersetzt, um das inaktive Material vor dem Kalorimeter zu minimieren. Der Kryostat ist beweglich auf Schienen angebracht, so daß die Strahlposition bezüglich des Kalorimeters durch Verschieben des Kryostaten in der mit x_{CERN} in Abbildung 4.8 bezeichneten Richtung variiert werden kann.

4.2.1 Das Testkalorimeter

Neben der Kalibration des FBH-Kalorimeters war die systematische Untersuchung der Energiedeposition in den ϕ-Cracks und in ihrer Nähe ein Ziel der Testmessungen. Das Testkalorimeter bestand aus den in Abbildung 4.2 grau markierten Modulen der Kalorimeterringe FB1 und FB2, so daß das Testkalorimeter einen ϕ-Crack zwischen

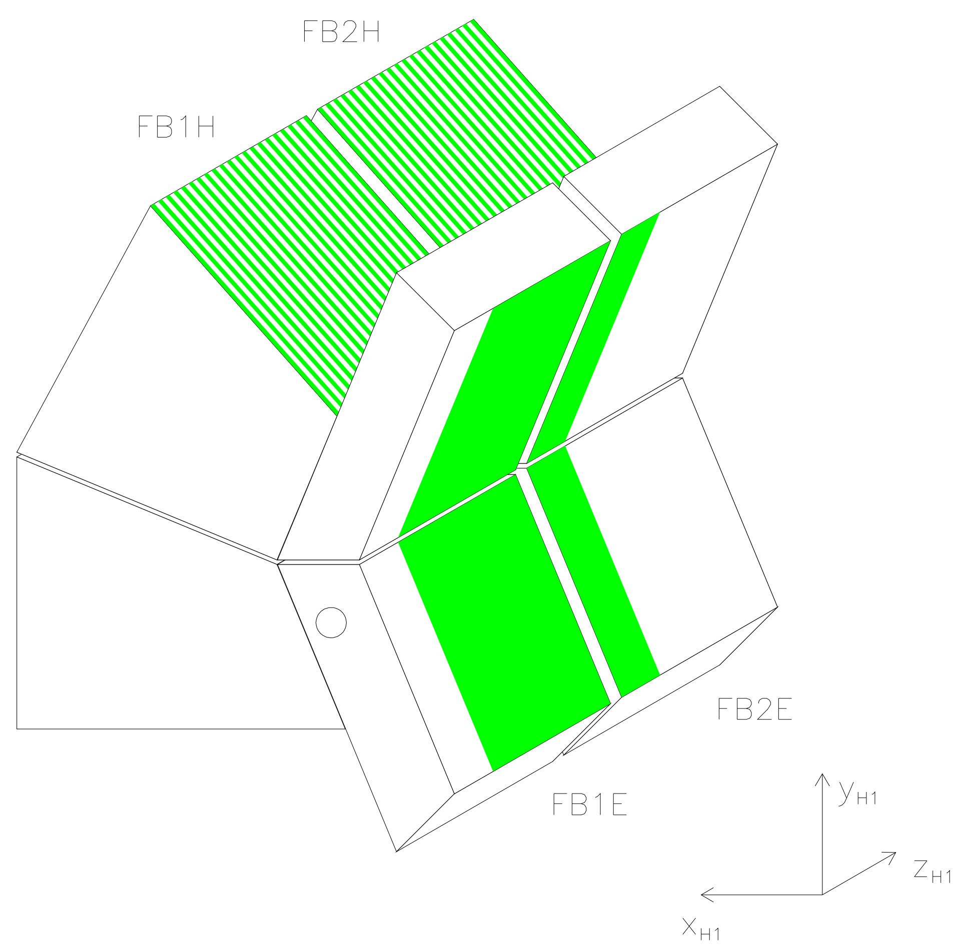

Abbildung 4.9: Perspektivische Ansicht des Testkalorimeters. Ein Loch in der vorderen Stahlplatte des unteren FB1E-Moduls erlaubt den direkten Einschuß ins FB1H-Kalorimeter.

zwei FBE- und zwei FBH-Modulen besaß. Aufgrund des begrenzten Platzes im Kryostaten konnten nur halbe Module der FBH Ringe verwendet werden. Abbildung 4.9 zeigt eine perspektivische Ansicht des aus 8 Modulen bestehenden Testkalorimeters.

Die FB1E-Module des Testkalorimeters unterschieden sich von den FB1E-Modulen des H1-Detektors in ihrer Bestückung mit Absorberplatten. Die gefüllten Bereiche der FBE-Module sind in der Abbildung 4.9 grau schattiert. Nicht gefüllt waren die ersten 4 z-Lagen der FB1E- und die z-Lagen 2 bis 7 der FB2E-Module. Ein Loch mit 10 cm Durchmesser im Stahlrahmen des unteren der beiden FB1E-Module und ein Argonverdränger in dessen z-Lagen 0 bis 3 erlaubten einen Einschuß mit minimaler Menge an Vormaterial direkt in das untere Modul des FB1H-Kalorimeters und somit eine Kalibrierung mit Elektronen, siehe auch Abbildung 4.10. In Tabelle 4.4 ist

FB1E-Module			FB2E-Module		
z-Lage	Plattentyp	Anzahl der Ausleseplatten	z-Lage	Plattentyp	Anzahl der Ausleseplatten
$4-5$	FB1E I	2×5	$0-1$	FB2E	2×7
$6-7$	FB1E II	2×5			
$8-9$	FB1E III	2×6			
$10-11$	FB2E	2×6			

Tabelle 4.4: Bestückung der FBE-Module des Testkalorimeters und Zusammenschaltung der Ausleseplatten zu z-Lagen.

die Bestückung der FBE-Module mit Ausleseplatten und deren Zusammenschaltung zu z-Lagen aufgeführt.

Eine Besonderheit stellten in diesem Zusammenhang die FB2E-Ausleseplatten in den FB1E-Modulen dar, die aufgrund ihrer zusätzlichen r-Lage eine spezielle Behandlung bei der Rekonstruktion erfordert hätten. Da jedoch die Energiedeposition in den Zellen der 0. r-Lage der FB2E-Auslesekarten bei den untersuchten Strahlpositionen sehr gering war, wurden diese Kanäle bei den weiteren Analysen ignoriert.

Wie schon zuvor erwähnt, ist der Kryostat am H1-Kalorimeterteststand nicht groß genug, um alle 8 Module in ihrer vollen Größe aufzunehmen, daher wurden für den hadronischen Teil des Testkalorimeters halbe Module angefertigt. Die unteren Module umfaßten die ϕ-Lagen $4-7$ und die oberen Module die ϕ-Lagen $0-3$. Die Auslesekarten der halben FB2H-Module und ihre Zusammenschaltung zu z-Lagen entsprachen dem H1-Standard.

In den FB1H-Modulen waren keine FB1H-Auslesekarten installiert, sondern Auslesekarten des OFH-Kalorimeters, siehe auch Abschnitt 4.1.2. Die Zusammenschaltung der OFH-Auslesekarten in den FB1H-Modulen des Testkalorimeters wich von der im H1-Detektor ab. Während im H1-Detektor die 31 Auslesekarten zu 6 z-Lagen zusammengefaßt werden, waren die Module des Testkalorimeters in 4 z-Lagen aufgeteilt. Abweichend vom sonstigen Schema werden diese im folgenden mit den Nummern 2 bis 5 bezeichnet, siehe Abbildung 4.10. In den z-Lagen 2 und 3 waren jeweils 9 Auslesekarten, in den Lagen 4 und 5 jeweils 6 Auslesekarten zusammengeschaltet. Das mit diesem Testkalorimeter durchgeführte Meßprogramm wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

4.2.2 Das Meßprogramm

Die Testmessungen wurden in sogenannten Runs durchgeführt. Das sind Zeiträume von etwa einer halben bis zu einigen Stunden, in denen bei einer bestimmten Strahlposition und -energie Ereignisse aufgezeichnet werden. Verschiedene Runs unterscheiden sich dadurch, das z. B. die Strahlposition oder -energie gewechselt wird.

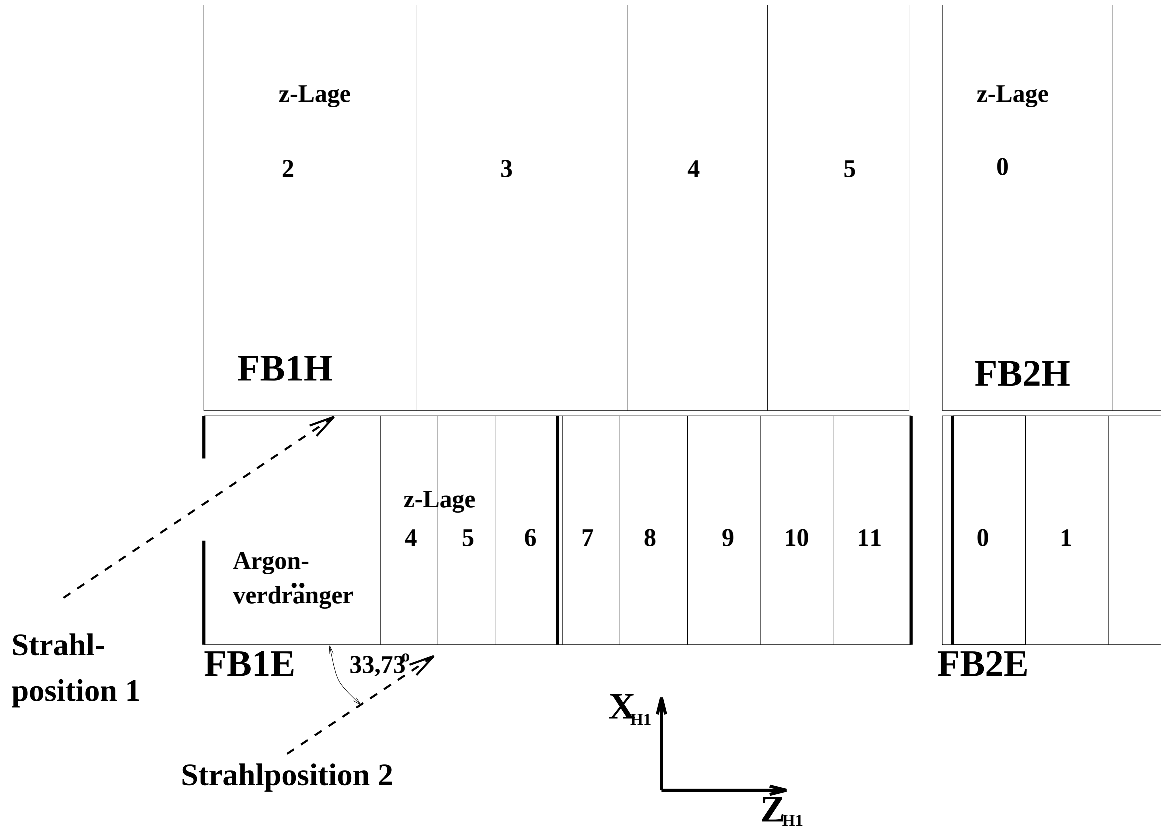

Abbildung 4.10: Schnitt durch das Testkalorimeter auf der Höhe des Lochs in der Frontplatte des unteren FB1E-Moduls, Strahlpositionen und Numerierung der z-Lagen.

Ein Run enthält typischer Weise 3000 - 5000 Ereignisse. Die in dieser Arbeit zum Vergleich mit Simulationen herangezogenen Daten, stammen von Runs bei den beiden in Abbildung 4.10 eingezeichneten Strahlpositionen. Die Position, bei der der Strahl durch das Loch der Frontplatte des unteren FB1E-Moduls in das FBH-Kalorimeter gelangt wird im folgenden als Strahlposition 1 bezeichnet. In vertikaler Richtung liegt der Einschußpunkt dabei etwa 21 cm unterhalb der Mitte des ϕ-Cracks zwischen den FBE-Modulen. Die Strahlposition 2 liegt in vertikaler Richtung 3 cm höher, der Strahl trifft dabei in der 5. z-Lage auf das untere FB1E-Modul. Der Auftreffpunkt ist mindestens 7 cm, das sind $\approx 2\rho_M$, vom Rand des ausgelesenen Bereichs entfernt. Daher und aufgrund des Einschußwinkels können Leckverluste zum Rand hin vernachlässigt werden. Bei beiden Strahlpositionen wurden Daten von Elektronen und Pionen aufgezeichnet. Die Daten der Elektronen in der Strahlposition 1 wurden zur Kalibrierung des hadronischen Kalorimeters verwendet, die der Pionen in beiden Einschußpositionen zum Vergleich mit der Simulation herangezogen.

Neben den beschriebenen Strahlpositionen wurden Elektronen und Pionen auch in den ϕ-Crack eingeschossen. Die hierbei aufgezeichneten Daten werden in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet. Analysen zu diesen Daten findet man in Arbeiten M. Korn [Kor94] und M. Hütte [Hüt94].

Für den Vergleich von Simulationen mit gemessenen Daten muß die Beschreibung des Experiments in der Simulation möglichst genau sein. Im nächsten Abschnitt soll dieser Punkt vertieft werden.

4.3 Beschreibung des Experiments in der Simulation

Die Simulationen der Testmessungen wurden mit dem Programm ARCET [H1-93b] durchgeführt. ARCET ist eine modifizierte Version des Programms H1SIM [H1-93c], das von der H1-Kollaboration zur Simulation von Ereignissen im H1-Detektor verwendet wird. H1SIM basiert auf dem in Kapitel 3 beschriebenen Programmpaket GEANT in der Version 3.15 und enthält neben der Implementation der Detektorgeometrie Routinen zur Ausgabe der simulierten Ereignisse. Dabei werden für alle Kanäle des Kalorimeters, in denen eine Energiedeposition erfolgte, die im Flüssigargon und in den Absorberplatten deponierten Energien aufgezeichnet.

Das Programm ARCET ist eine Anpassung des Programms H1SIM an den Aufbau des Kalorimeters am Teststrahl. Es verwendet die Kodierung der Module aus H1SIM, ordnet diese jedoch dem Testaufbau entsprechend im Kryostaten an. Da der Aufbau der einzelnen Kalorimetermodule zum Teil erheblich vom Standardaufbau abwich, waren Anpassungen der Routinen, die die Geometrie beschreiben, notwendig. Die modifizierten Routinen wurden von der H1-Kollaboration zur Verfügung gestellt und im Rahmen dieser Arbeit gründlich anhand technischer Zeichnungen geprüft. Zusätzlich ist in ARCET die gesamte im Strahlengang befindliche Materie kodiert, wie z. B. Fingerzähler, MWPCs, der Kryostat, der Argonverdränger, etc.

Die Ereignisse werden in dem in Abbildung 4.8 definierten lokalen Koordinatensystem simuliert. Bei jeder Energiedeposition werden die lokalen Koordinaten auf das Koordinatensystem des H1-Detektors abgebildet. Dann kann mit den dazu im H1SIM enthaltenen sogenannten Mapping-Funktionen die Energiedeposition einem geometrischen Kanal des H1-Detektors zugeordnet werden. Da sich die Segmentierung der FB1E- und FB1H-Module in Auslesekanäle von den Standardmodulen unterschied, konnten die Mapping-Funktionen nicht einfach aus H1SIM übernommen werden. Die Anpassung dieser Funktionen wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und einer genauen Kontrolle unterzogen.

Die Detailtreue bei der Implementation der Geometrie stellt immer einen Kompromiß zwischen verfügbarer Rechenzeit und der Genauigkeit des Simulationsergebnisses dar. Für die benötigte Rechenzeit spielt dabei die Anzahl und Größe der definierten Volumina eine große Rolle. Deshalb werden in der Simulation verschiedene Materialschichten der Kalorimetermodule durch gemischte Materialien ersetzt.

		A	Z	ρ [g/cm^3]	x_0 [cm]	λ_T [cm]
	Edelstahl	55.44	25.84	7.85	1.77	13.2
	flüssiges Argon	39.95	18.00	1.40	14.0	69.8
FBE	Hochspannungsplatte	179.98	71.52	6.75	1.07	17.3
	Ausleseplatte	182.00	72.31	7.04	1.01	16.7
	Auslesezelle				1.50	22.7
FBH	Hochspannungsplatte	54.94	25.59	6.98	2.01	22.1
	Ausleseplatte	30.04	13.86	2.21	10.9	42.0
	Auslesezelle				2.47	17.8

Tabelle 4.5: Parameter der in der Simulation verwendeten Materialien: Massenzahl A, Ladungszahl Z, Dichte ρ, Strahlungslänge x_0 und mittlere freie Weglänge für hadronische Wechselwirkungen λ_T.

Für die FBE-Module ergibt sich dabei folgendes Bild: Die gesamte Schichtstruktur einer Absorberplatte der FBE-Module wird zu einer Schicht zusammengefaßt. Die Stangen, die die Distanzringe in den FBE-Modulen fixieren, stellen hingegen eine Inhomogenität der ansonsten regelmäßigen Materialanordnung dar und sind deshalb in ARCET explizit kodiert. Eine genaue Beschreibung findet man bei [Hüt94].

Bei den FBH-Modulen werden die Hochspannungsplatten der Auslesekarten zusammen mit dem flüssigen Argon zwischen ihnen und den Absorberplatten als ein Material beschrieben, eine weitere Schicht bilden die kupferbeschichteten G10-Platten der Auslesekarten. Die Absorberplatten bilden wie die ausgelesenen Argongaps eigenständige Schichten. Die Struktur aus Niete und Distanzring ist im ARCET nicht kodiert.

Die Tabelle 4.5 enthält die für die Simulation nötigen Größen A, Z, ρ und x_0 der verwendeten gemischten Materialien. Die zudem angegebene Größe λ_T ist die mittlere freie Weglänge für eine elastische oder inelastische hadronische Wechselwirkung. Sie wird zur Laufzeit des Programms durch das gewählte hadronische Simulationsprogramm in Abhängigkeit von der Teilchenart und -energie ermittelt. In der Tabelle ist λ_T für 10 GeV Pionen durch GHEISHA berechnet angegeben.

Die Ergebnisse der Simulation werden wie die aufgezeichneten, gemessenen Daten in Runs zusammengefaßt. Um für einen bestimmten Run die gemessenen Daten und die Simulationsergebnisse vergleichen zu können, ist es neben der korrekten Kodierung des inaktiven Vormaterials wichtig, daß der simulierte Strahl gut mit dem im Experiment vorhandenen Strahl übereinstimmt. Dabei muß sowohl die räumliche Verteilung der Teilchen im Strahl, als auch die mittlere Strahlposition berücksichtigt werden. Die Güte der Simulation des Teststrahls beschreibt der folgende Abschnitt.

4.3.1 Simulation des Teststrahls

Die Abbildung 4.11 zeigt typische in der MWPC2 gemessene Strahlprofile. Dabei verläuft die Koordinate x_{MWPC2} horizontal in Richtung von x_{CERN} und y_{MWPC2} in Richtung von y_{CERN}. Dabei ist x_{CERN} die in Abbildung 4.8 definierte Koordinate. Die Richtung von y_{CERN} ergibt sich dadurch, daß x_{CERN}, y_{CERN} und die ebenfalls in Abbildung 4.8 definierte Koordinate z_{CERN} ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden. Die y_{CERN}-Koordinate eines Teilchens am Ort der MWPC2 ergibt sich dann aus der Position des höhenverstellbaren Tisches und y_{MWPC2}. Die Breite der Bins ist in den Histogrammen gleich dem Abstand der Drähte in den MWPCS gewählt, die Drahtpositionen bilden die Zentren der Bins. Aufgrund der Selektion der aufgezeichneten Ereignisse durch Fingerzähler und Lochzähler sind die Strahlprofile asymmetrisch, falls die Strahlachse nicht durch das Zentrum der Fingerzähler und des Lochzählers verläuft. Als weiteres Selektionskriterium wurden von beiden MWPCS gültige Koordinaten in horizontaler und vertikaler Richtung verlangt. Der Einbruch im vertikalen Strahlprofil bei $y_{MWPC2} = 3$ mm ist daher vermutlich auf die verminderte Ansprechwahrscheinlichkeit des betreffenden Drahtes zurückzuführen.

Zur Simulation des Teststrahls wurden für jeden Run die Startkoordinaten der zu simulierenden Teilchen gemäß der zweidimensionalen Verteilung der Koordinaten der gemessenen Ereignisse in der x_{MWPC2}-y_{MWPC2}-Ebene generiert. Mit dieser Methode werden auch mögliche Korrelationen zwischen den Koordinaten berücksichtigt. Wie Abbildung 4.11 zeigt, liefert die Simulation Strahlprofile in guter Übereinstimmung mit den Daten.

Die z_{CERN}-Koordinate des Startpunkts liegt bei allen simulierten Ereignissen in Strahlrichtung direkt vor dem Fingerzähler B1, d. h. 318.5 cm vom Kryostatmittelpunkt entfernt.

Die Flugrichtung des Teilchens wird so gewählt, als käme das Teilchen aus dem Zentrum des Ablenkmagneten. Da die Impulsverteilung der Teilchen im realen Strahl nicht genau bekannt ist, sondern nur obere Grenzen für die Breite dieser Verteilung spezifiziert sind, wird in der Simulation der Impuls des Teilchens gleich dem Nominalimpuls des simulierten Runs gesetzt.

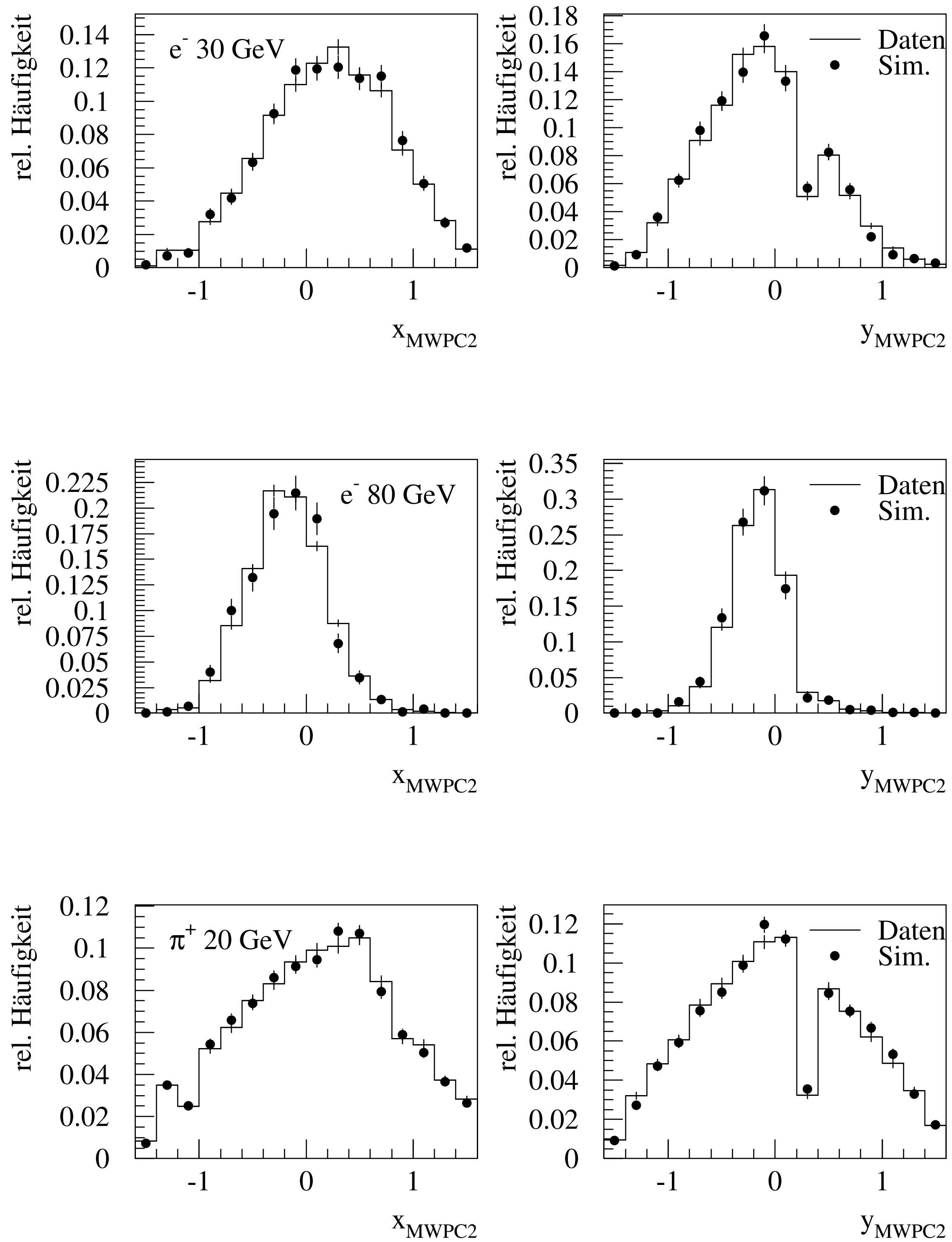

Abbildung 4.11: Gemessene und simulierte Strahlprofile in der MWPC2, x_{MWPC2} und y_{MWPC2}, gemessen in cm.

Kapitel 5

Simulationen zur Kalibration eines FBH-Moduls mit Elektronen

5.1 Das Prinzip der Kalibration

Durchquert ein Teilchen ein Kalorimetermodul oder wird es in ihm absorbiert, so erzeugt es in den Flüssigargon-Schichten die Ionisationsladung Q_0. Ziel der Kalibration des Kalorimetermoduls ist es, eine Konversion der Ionisationsladung Q_0 in die im Kalorimeter deponierte Energie E_{dep} zu ermöglichen. Ist das Kalorimeter linear, so definiert die Beziehung

$$c_{exp} = \frac{\langle E_{dep} \rangle}{\langle Q_0 \rangle}$$

eine von der Primärenergie des Teilchens unabhängige Kalibrationskonstante c_{exp}, die jedoch von der Teilchenart abhängig ist [Brü87]. Im folgenden wird die Kalibration für Elektronen betrachtet, die die sogenannte elektromagnetische Skala eines Moduls bestimmt.

Bei der Kalibration im Teststrahlexperiment ergeben sich die folgenden Probleme:

- Da jedes Teilchen des Teststrahls auf dem Weg zum Kalorimeter Energie in inaktivem Vormaterial verliert, ist die im Kalorimeter deponierte Energie zunächst nicht bekannt.

- Aufgrund des Rauschens der Kalorimeterzellen und der Ausleseelektronik ist die gemessene Ladung Q im allgemeinen ungleich der im Schauer erzeugten Ionisationsladung Q_0.

Die Methode zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten beruht auf der Forderung nach Gleichheit der rekonstruierten Energie aus simulierten und gemessenen Ereignissen. In der Simulation wird dabei die im Kalorimeter deponierte Energie bestimmt, so daß das Problem durch Energieverluste in inaktivem Material vor dem Kalorimeter ausgeschaltet wird. Der Einfluß des Rauschens wird bei den simulierten

Ereignissen durch Überlagerung von sogenannten Rauschereignissen berücksichtigt. Dazu wurde während der Testmessungen das Kalorimeter zu zufällig verteilten Zeitpunkten unter der Forderung ausgelesen, daß sich kein Teilchen im Kalorimeter befand. Die rekonstruierte Energie $E_{rec,i}^{sim}$ in einer Kalorimeterzelle i für ein simuliertes Ereignis ergibt sich dann durch folgende Beziehung:

$$E_{rec,i}^{sim} = c_{sim} \cdot E_{Ar,i} + c_{exp} \cdot Q_{rausch,i}$$

$E_{Ar,i}$ ist dabei die in den Flüssigargon-Schichten des Kanals i deponierte Energie und $Q_{rausch,i}$ die in dem überlagerten Rauschereignis gemessene Ladung. Die Konstante c_{sim} ist definiert durch:

$$c_{sim} = \left\langle \frac{E_{dep}}{E_{Ar}} \right\rangle$$

c_{sim} wird auch als inverse Sampling-Fraction bezeichnet, da $1/c_{sim}$ der mittlere Anteil der im Argon deponierten an der gesamten deponierten Energie ist.

Die rekonstruierte Energie $E_{rec,i}^{exp}$ einer Kalorimeterzelle i für ein reales Ereignis berechnet sich aus der in ihr gemessenen Ladung Q_i zu:

$$E_{rec,i}^{exp} = c_{exp} \cdot Q_i$$

Für die Rekonstruktion der gesamten Energie eines Ereignisses werden die Beiträge aller Kalorimeterzellen aufsummiert, deren Betrag oberhalb eines für jede Kalorimeterzelle i festgelegten Schwellwertes $E_{schnitt,i}$ liegt. Der Wert von $E_{schnitt,i}$ wird dabei als Energieäquivalent eines Vielfachen von $\sigma_{Q_{rausch,i}}$ gewählt:

$$E_{schnitt,i} = f \cdot c_{exp} \sigma_{Q_{rausch,i}}$$

Dabei ist $\sigma_{Q_{rausch,i}}$ die Breite der Ladungsverteilung bei Rauschereignissen im Kanal i. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen wurde $f = 3$ verwendet, ein solcher Schnitt wird auch als symmetrischer $3 \cdot \sigma$-Schnitt bezeichnet.

Dieser Schnitt wird auf simulierte und gemessene Ereignisse gleichermaßen angewendet, daher ergibt sich für die gesamte rekonstruierte Energie E_{rec}^{sim} bzw. E_{rec}^{exp}:

$$\begin{aligned} E_{rec}^{sim} &= \sum_j E_{rec,j}^{sim} \quad \text{wobei} \quad \left|E_{rec,j}^{sim}\right| > E_{schnitt,j} \\ E_{rec}^{exp} &= \sum_j E_{rec,j}^{exp} \quad \text{wobei} \quad \left|E_{rec,j}^{exp}\right| > E_{schnitt,j} \end{aligned}$$

Durch den symmetrischen Schnitt wird dabei erreicht, daß der mittlere Beitrag des Rauschens zur rekonstruierten Energie verschwindet. Aus der Forderung

$$\langle E_{rec}^{sim} \rangle = \langle E_{rec}^{exp} \rangle$$

läßt sich dann die Konstante c_{exp} bestimmen. Da die rekonstruierte Energie für simulierte Ereignisse ebenfalls schwach von c_{exp} abhängt, muß dies in einer Iteration durchgeführt werden.

Die Kalibration des FB1H-Kalorimeters erfolgte mit Daten, die bei der Strahlposition 1 aufgezeichnet wurden, da hier die Menge an inaktivem Vormaterial minimal war.

5.2 Bestimmung des inaktiven Vormaterials

Für eine realistische Simulation der im inaktiven Vormaterial deponierten Energie ist es wesentlich, daß dieses in der Simulation gut mit der Realität übereinstimmt. Im Prinzip waren Menge und Zusammensetzung des Materials vor dem Kalorimeter bekannt. Unsicherheiten bestanden bei der Dicke der mit flüssigem Argon gefüllten Spalte zwischen dem Argonverdränger bzw. dem Kalorimetermodul und der Kryostatwand, sowie bei der Zusammensetzung des Argonverdrängers selbst. Dieser bestand aus ca. 3 cm dicken Schichten aus Rohacell, einem Material mit einer sehr großen Strahlungslänge x_0, die mit einem Klebstoff zusammengefügt wurden. M. Hütte bestimmte für dieses Materialgemisch die für die Simulation nötigen Parameter für die Strahlposition 2 [Hüt94]. Im folgenden soll gezeigt werden, daß das in der Simulation kodierte inaktive Material vor dem Kalorimeter auch für die Strahlposition 1 gut mit der Realität übereinstimmt.

Man vergleicht dazu die rekonstruierte Energie in den einzelnen r-Lagen von simulierten und gemessenen Ereignissen. Die rekonstruierte Energie in den r-Lagen ist in erster Näherung unabhängig von der z_{H1}-Koordinate des Auftreffpunktes der Teilchen auf das Kalorimeter. Von der y_{H1}-Koordinate des Auftreffpunktes auf das Kalorimeter ist die Verteilung der Energie auf die r-Lagen jedoch abhängig, da die Trennlinien zwischen den einzelnen r-Lagen nicht parallel verlaufen, siehe Abbildung 4.6, und somit die radiale Ausdehnung der r-Lagen mit y_{H1} variiert.

Die Position des simulierten Strahls in y_{H1}-Richtung wurde zunächst so optimiert, daß die Verteilung der rekonstruierten Energie in den ϕ-Lagen bei gemessenen und simulierten Ereignissen gleich war. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.1 exemplarisch für 30 GeV Elektronen. Wegen der Größe der Zellen im hadronischen Kalorimeter ist für Elektronen nur in den ϕ-Lagen 5 und 6 ein signifikantes Signal zu sehen. Nur für diese beiden ϕ-Lagen ist der relative Anteil der in ihnen rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie aufgetragen. Durch den Vergleich der relativen Anteile ist man dabei unabhängig von der Kalibration.

Die Form der Verteilungen stimmt für gemessene und simulierte Ereignisse gut überein und auch die in der folgenden Tabelle aufgeführten Mittelwerte sind innerhalb ihrer Fehler gleich.

	Simulation	Daten [Kor94]
$\langle \frac{E_{rec}(\phi=5)}{E_{rec}} \rangle$	0.506 ± 0.003	0.502 ± 0.002
$\langle \frac{E_{rec}(\phi=6)}{E_{rec}} \rangle$	0.492 ± 0.003	0.492 ± 0.002

Mit der in y_{H1}-Richtung optimierten Strahlposition wurde dann anhand der Verteilung der rekonstruierten Energie auf die r-Lagen überprüft, ob das für die Strahlposition 2 von M. Hütte angepaßte inaktive Material vor dem Kalorimeter auch für die Strahlposition 1 mit den gemessenen Daten übereinstimmende Ergebnisse liefert.

Die Abbildungen 5.2 bis 5.5 zeigen den Vergleich von Daten und Simulation für die r-Lagen 0 bis 2, da nur in diesen ein signifikantes Signal rekonstruiert wurde.

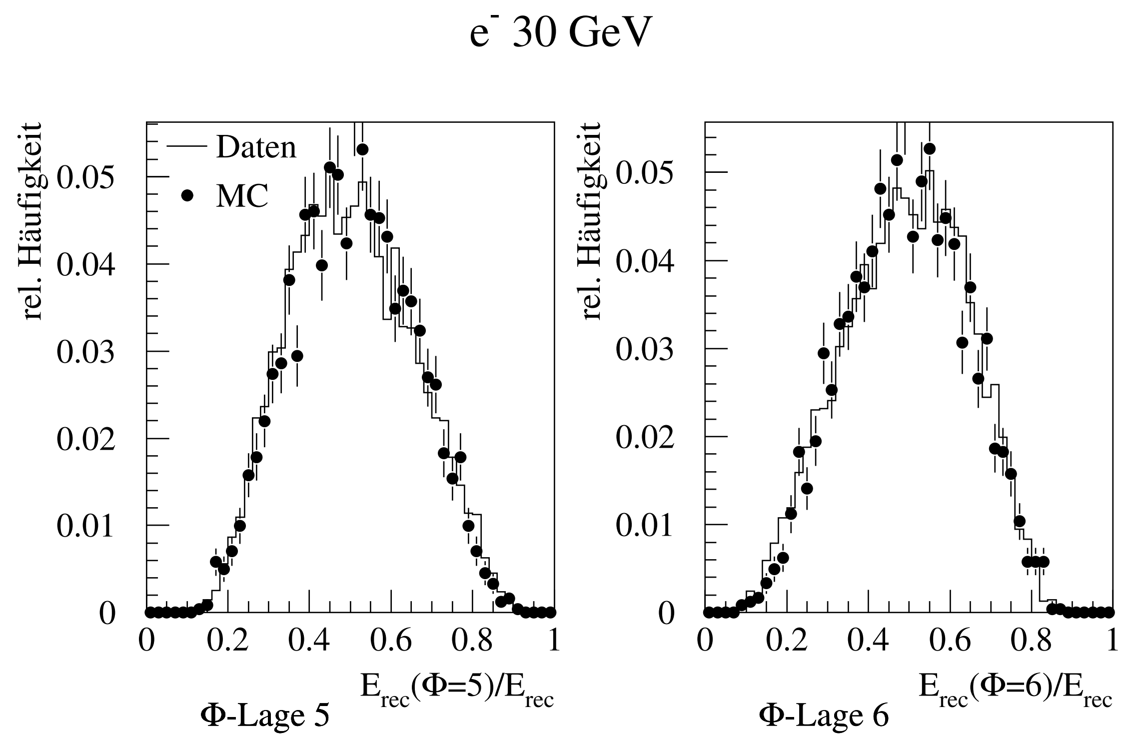

Abbildung 5.1: Relativer Anteil der in den ϕ-Lagen 5 und 6 rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie für 30 GeV Elektronen in Strahlposition 1, gemessene Ereignisse [Kor94] (Daten), simulierte Ereignisse (MC).

Zusätzlich zeigt ein viertes Histogramm den Vergleich der Mittelwerte der Anteile in den r-Lagen.

Während die Verteilung der rekonstruierten Energie auf die r-Lagen für die Einschußenergien 20 GeV und 30 GeV gut für Daten und Simulation übereinstimmt, zeigt die Abbildung für 80 GeV Einschußenergie eine Abweichung des Simulationsergebnisses in den r-Lagen 0 und 1. Die rekonstruierte Energie ist in der Simulation in der r-Lage 0 etwa 3% höher als bei gemessenen Ereignissen, für die r-Lage 1 ist die Abweichung kleiner. Dieser Trend deutet sich auch schon bei einer Einschußenergie von 50 GeV an. Die folgenden möglichen Gründe hierfür wurden untersucht, konnten jedoch als Ursache ausgeschlossen werden:

- eine fehlerhafte Strahlposition in y_{H1}-Richtung und
- eine Verfälschung durch Pion- oder Myon-Untergrund im Strahl.

Die Auswirkungen der Abweichungen auf den systematischen Fehler der Kalibration sind jedoch als gering zu bewerten, da z. B. für eine Strahlenergie von 80 GeV die gesamte Energiedeposition in inaktivem Material vor dem Kalorimeter im Mittel nur 0.4 GeV, d. h. 0.5%, beträgt.

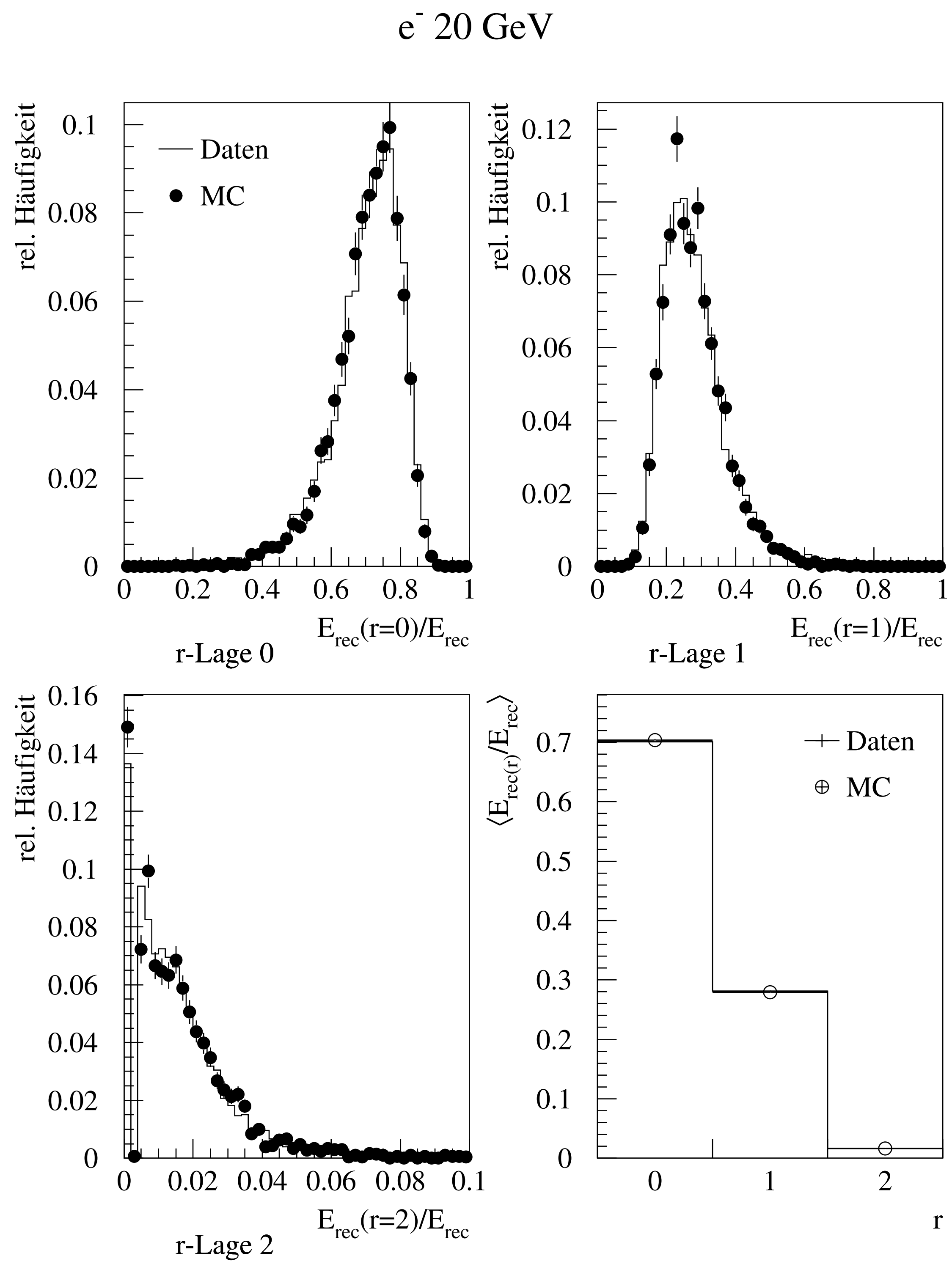

Abbildung 5.2: Relativer Anteil der in den r-Lagen 0, 1 und 2 rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie für 20 GeV Elektronen in Strahlposition 1, gemessene Ereignisse [Kor94] (Daten), simulierte Ereignisse (MC).

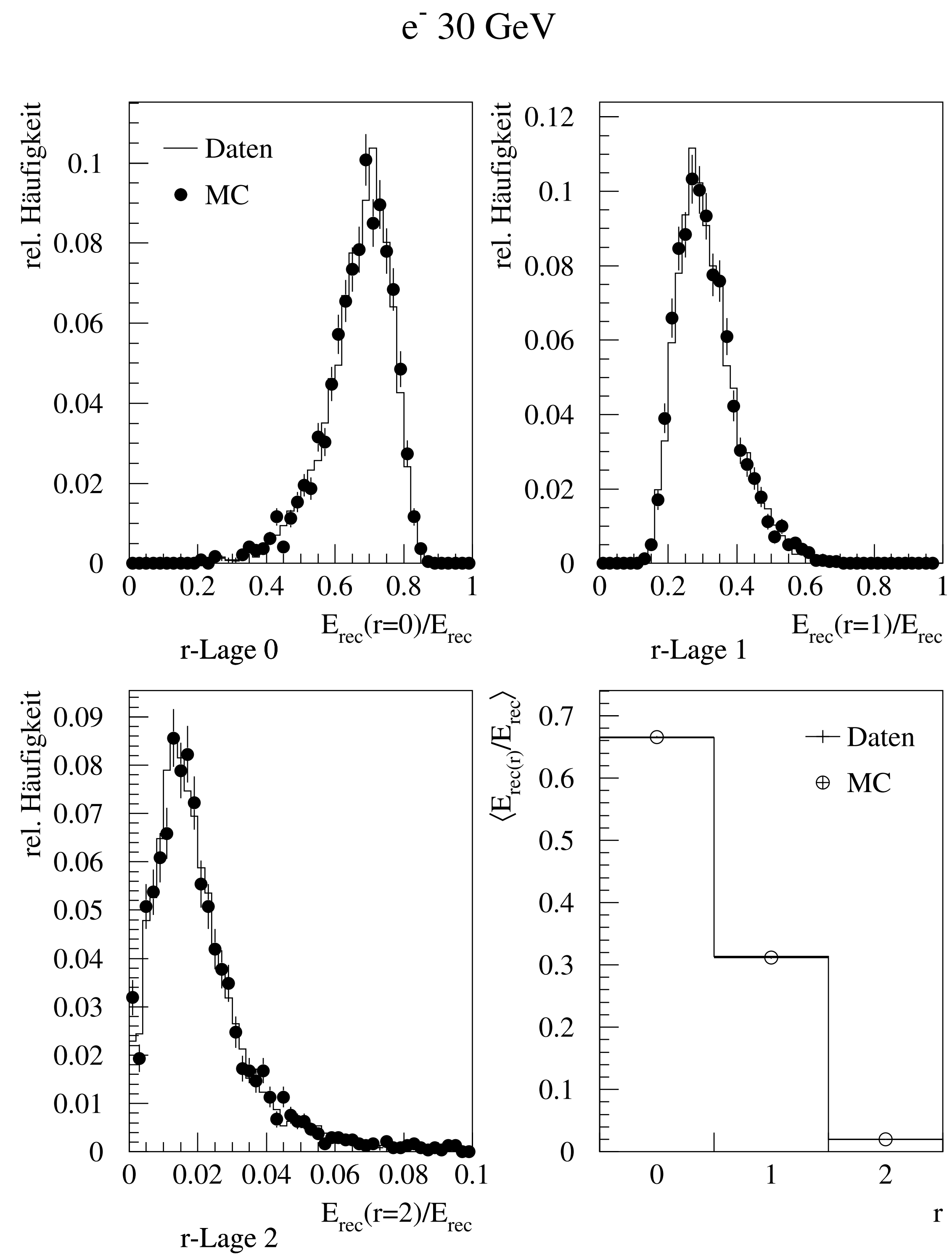

Abbildung 5.3: Relativer Anteil der in den r-Lagen 0, 1 und 2 rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie für 30 GeV Elektronen in Strahlposition 1, gemessene Ereignisse [Kor94] (Daten), simulierte Ereignisse (MC).

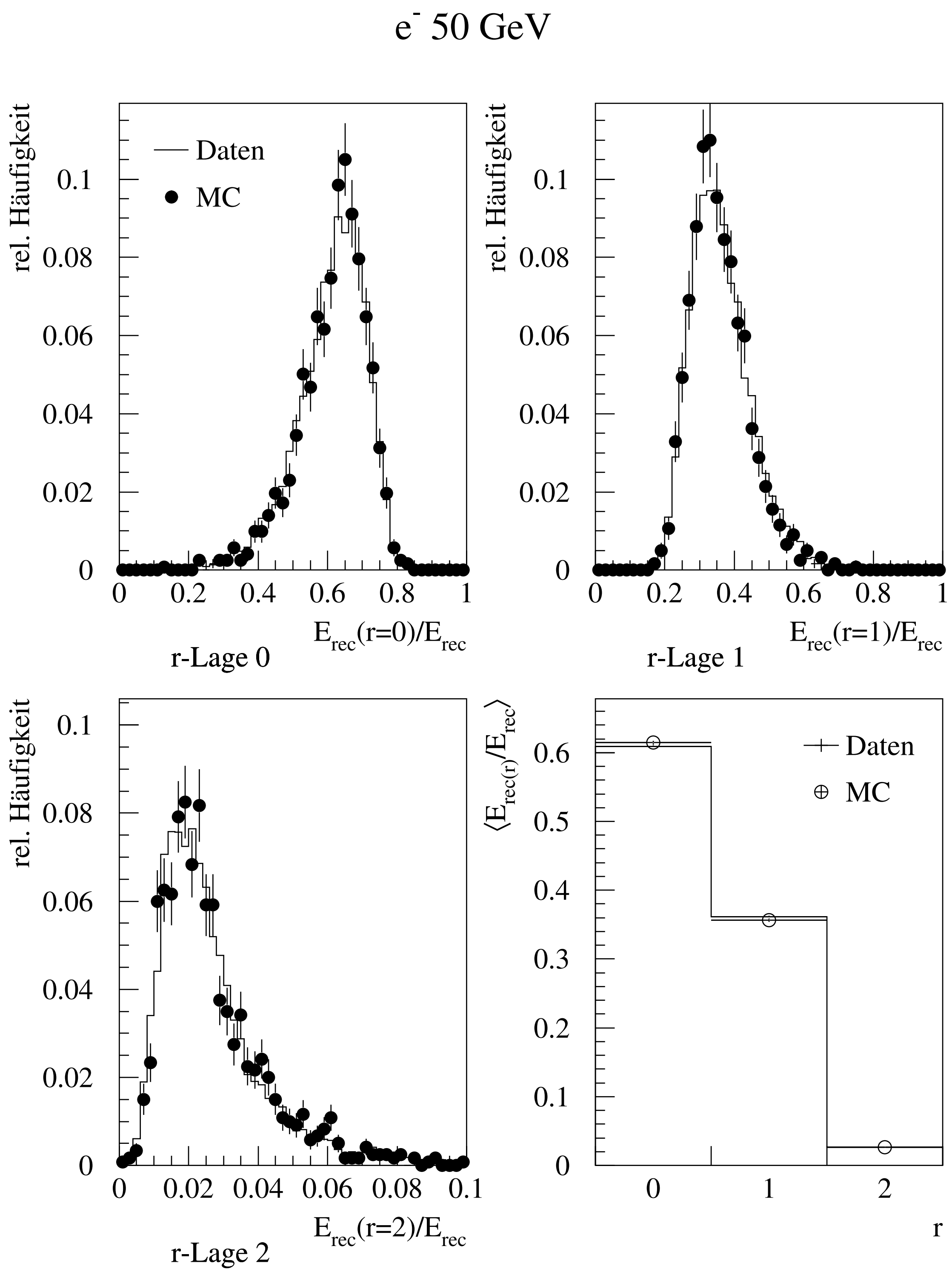

Abbildung 5.4: Relativer Anteil der in den r-Lagen 0, 1 und 2 rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie für 50 GeV Elektronen in Strahlposition 1, gemessene Ereignisse [Kor94] (Daten), simulierte Ereignisse (MC).

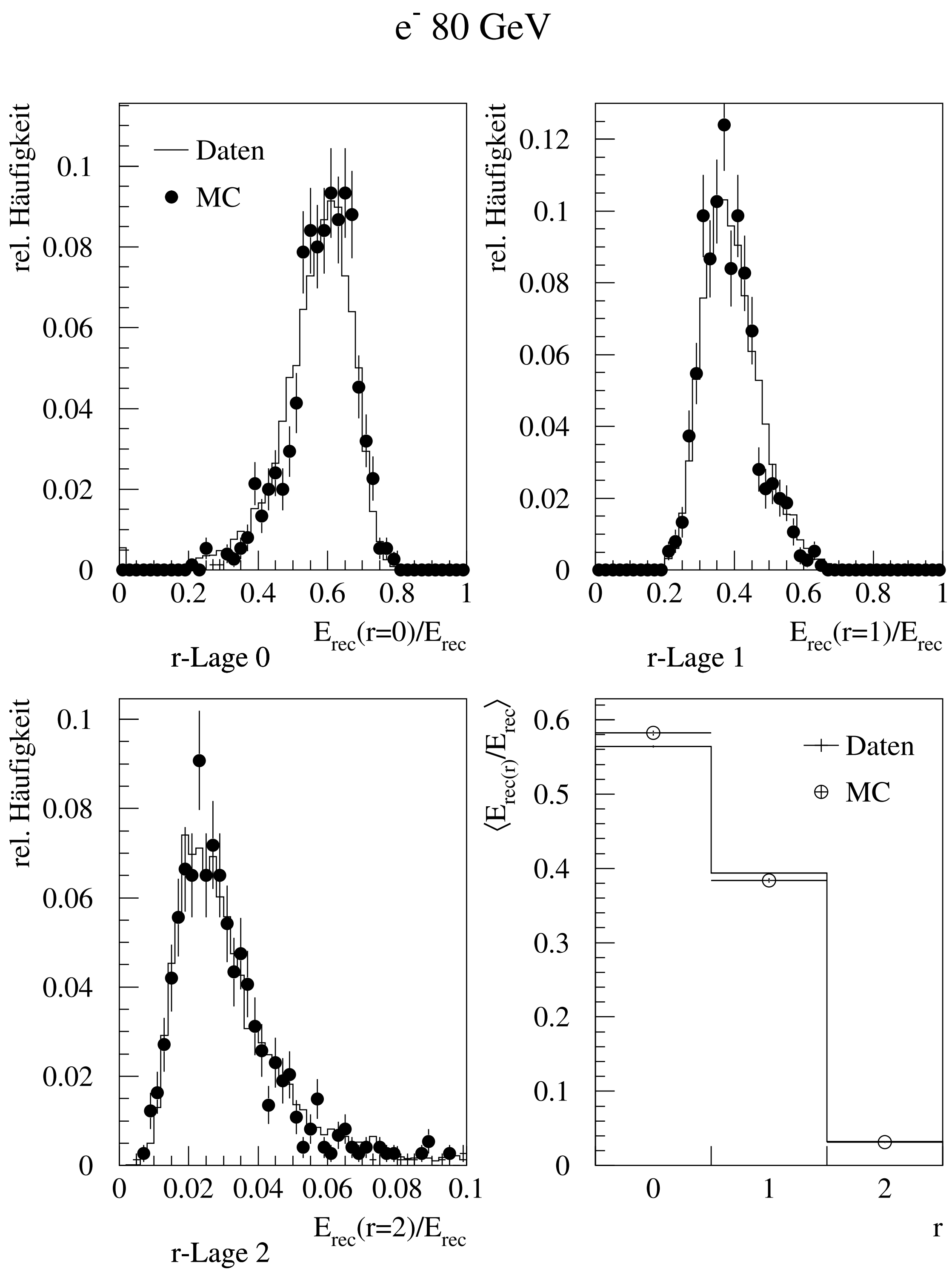

Abbildung 5.5: Relativer Anteil der in den r-Lagen 0, 1 und 2 rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie für 80 GeV Elektronen in Strahlposition 1, gemessene Ereignisse [Kor94] (Daten), simulierte Ereignisse (MC).

5.3 Bestimmung der Konstanten c_{sim} des FBH-Kalorimeters

Wie schon in Abschnitt 5.1 erläutert wurde, müssen für einen sinnvollen Vergleich gemessener und simulierter Ereignisse die rekonstruierten Energien herangezogen werden. Zur Berechnung der rekonstruierten Energie eines simulierten Ereignisses in einem bestimmten Modul wird neben der Kalibrationskonstante c_{exp} die inverse Sampling-Fraction c_{sim} benötigt. Während die Kalibrationskonstanten c_{exp} für alle an den Testmessungen beteiligten Kalorimetermodule von M. Korn [Kor94] und die Konstante c_{sim} für das FBE-Kalorimeter von M. Hütte ermittelt wurden [Hüt94], wird in diesem Kapitel die inverse Sampling-Fraction c_{sim} für das FBH-Kalorimeter bestimmt. Dazu wurde

$$c_{sim} = \left\langle \frac{E_{dep}}{E_{Ar}} \right\rangle$$

zunächst einzeln für die Strahlenergien 20 GeV, 30 GeV, 50 GeV und 80 GeV ermittelt. Dabei ist E_{dep} die gesamte und E_{Ar} die im flüssigen Argon deponierte Energie im unteren FB1H-Modul. Die Variation von c_{sim} in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_{Strahl} ist dann ein Maß für die Linearität des Kalorimeters. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse der Simulation:

E_{Strahl}	20 GeV	30 GeV	50 GeV	80 GeV
$c_{sim}(E_{Strahl})$	25.267 $\pm$ 0.020	25.269 $\pm$ 0.018	25.213 $\pm$ 0.020	25.218 $\pm$ 0.020

Abbildung 5.6 veranschaulicht die Abhängigkeit von c_{sim} von der Strahlenergie E_{Strahl}. Die systematischen Abweichungen vom gewichteten Mittelwert $c_{sim} = 25.24 \pm 0.01$ bewegen sich in einem Bereich von ± 1.5 ‰, so daß das Kalorimeter innerhalb dieser Grenze als linear angesehen werden kann. Der mittlere Wert der inversen Sampling-Fraction ergibt sich unter Berücksichtigung der systematischen Abweichungen zu

$$c_{sim} \;=\; 25.24 \;\pm\; 0.04 \;.$$

5.4 Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen mit denen der Simulation

Nach der Bestimmung der inversen Sampling-Fraction c_{sim} des FB1H-Moduls wurde von M. Korn [Kor94] gemäß der oben erläuterten Methode die Kalibrationskonstante c_{exp} zu

$$c_{exp} \;=\; 7.3596 \;\pm\; 0.0034 \;\; GeV/pC$$

ermittelt. Er verwendete dabei den von ihm bestimmten Wert von 25.27 ± 0.02 für die inverse Sampling-Fraction c_{sim}, der innerhalb der abgeschätzten Fehler mit dem oben angegebenen Wert übereinstimmt. Die Abweichung von dem in dieser Arbeit

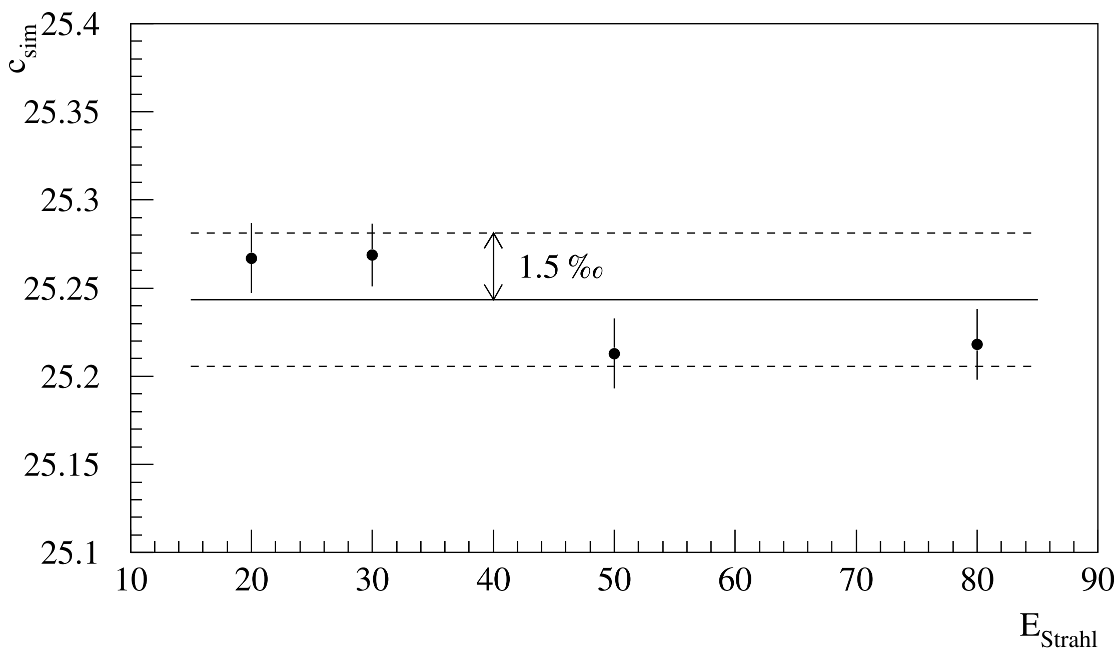

Abbildung 5.6: Abhängigkeit der inversen Sampling-Fraction $c_{sim}(E_{Strahl})$ von der Strahlenergie E_{Strahl} im FB1H-Kalorimeter.

ermittelten Wert beruht darauf, daß M. Korn die Ortsabhängigkeit von c_{sim} bei der Mittelwertbildung berücksichtigt hat [Kor94]. Für die weiteren Analysen wird auch in dieser Arbeit der von M. Korn ermittelte Wert für c_{sim} benutzt, da nur dann eine Übereinstimmung von Resultaten aus gemessenen und simulierten Ereignissen erwartet werden kann.

Abbildung 5.7 zeigt den Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen mit den Ergebnissen der Simulation. In Diagramm a) ist das Verhältnis $E_{rec}^{sim}/E_{rec}^{exp}$ der rekonstruierten Energien von gemessenen und simulierten Ereignissen gegen die Strahlenergie aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Forderung der richtigen Kalibration

$$\langle E_{rec}^{sim} \rangle = \langle E_{rec}^{exp} \rangle$$

mit einer maximalen Abweichung von 3 ‰ erfüllt ist.

Das Diagramm b) zeigt einen Vergleich der relativen Auflösung σ/E_{rec} der Energiemessung für gemessene und simulierte Ereignisse im FB1H-Modul. Dabei ist σ die Breite der Verteilung, die man aus einer Anpassung einer Gaussfunktion im Intervall

$$\langle E_{rec} \rangle - 3 \cdot \sigma < E_{rec} < \langle E_{rec} \rangle + 3 \cdot \sigma$$

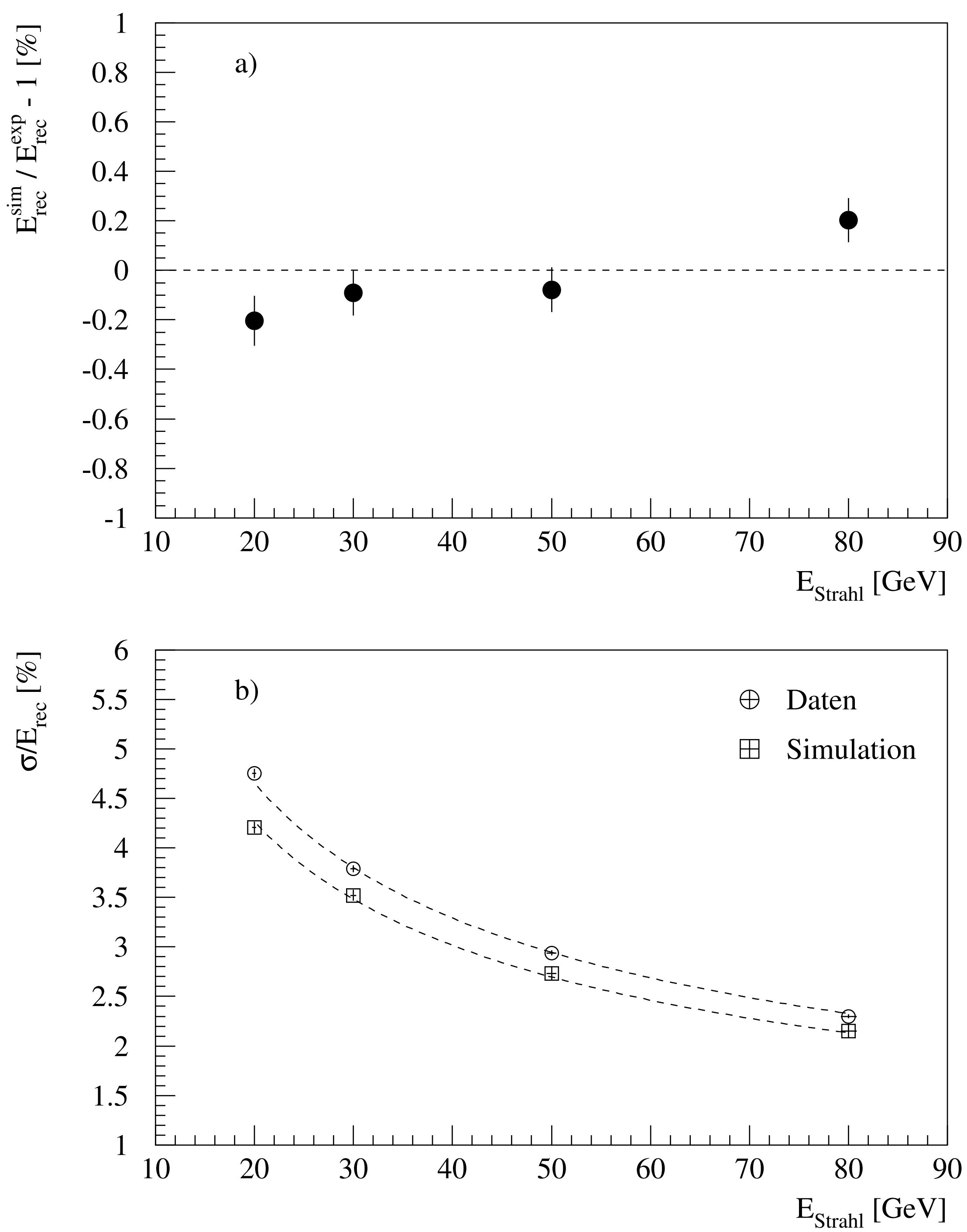

Abbildung 5.7: Vergleich zwischen den Resultaten der Kalibrationsmessungen mit Elektronen [Kor94] und denen der Simulation, a) Verhältnis der rekonstruierten Energien, b) Vergleich der relativen Auflösungen

erhält. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen einer Funktion der Form

$$\frac{\sigma}{E_{rec}} = \sqrt{\frac{A_1^2}{E_{strahl}}} \tag{5.1}$$

an die ermittelten Auflösungen für gemessene Daten und Simulation in Anlehnung an die Formel 2.6 in Abschnitt 2.3.1. Die beiden dort angegebenen Parameter A_2 und A_3 sind bei einer Anpassung sowohl für Daten als auch für Simulation mit Null verträglich, da der Einfluß des Rauschens durch den $3 \cdot \sigma$-Schnitt gering und Leckverluste wegen der Größe des FBH-Moduls vernachlässigbar sind. Um die Anzahl der freien Parameter bei der Anpassung an nur vier Punkte klein zu halten, wurden A_2 und A_3 in der Anpassungsfunktion 5.1 nicht berücksichtigt. Für den Parameter A_1 erhält man:

	A_1 [$\% \cdot \sqrt{\mathrm{GeV}}$]
Simulation	18.4 ± 0.2
gemessene Daten [Kor94]	20.4 ± 0.1

Die in der Abbildung deutlich sichtbare Abweichung der Auflösung bei simulierten Ereignissen von der bei gemessenen Ereignissen zeigt sich auch in den Ergebnissen der Anpassung. Ursache für die größeren Fluktuationen der Energiemessung von realen Ereignissen können Inhomogenitäten des Kalorimeters sein, die in der Simulation nicht kodiert sind, oder aber auch eine fehlerhafte Dicke der Flüssigargonschichten in der Simulation.

Als eine der möglichen Inhomogenitäten wurde die in Abschnitt 4.1.2 beschriebene Struktur aus einer Niete und Distanzringen im folgenden näher untersucht. Diese stellt eine räumliche Inhomogenität in den Auslesekarten dar, da dort keine Ionisationsladung gemessen werden kann. Insgesamt werden von den Nieten und Distanzringen etwa 3% des Argons ersetzt, was in der Standardversion von ARCET nicht berücksichtigt wird.

ARCET wurde in dieser Hinsicht erweitert und es wurden Simulationen bei der Einschußenergie 30 GeV und 80 GeV durchgeführt. Die Struktur aus den Distanzringen und der Niete wurde dabei nicht im Detail simuliert, sondern lediglich das Flüssigargon im betroffenen Bereich durch G10 ersetzt. In der Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse aus Simulation mit Nieten, Simulation ohne Nieten und gemessenen Daten zusammengefaßt.

Es ergeben sich für beide Strahlenergien keine signifikanten Änderungen der relativen Auflösung bei simulierten Ereignissen. Dies kann anhand von Abbildung 5.8 erklärt werden, wo die Lage des Teststrahls bezüglich der Auslesekarten des FB1H-Kalorimeters gezeigt ist. Die durch die Strahlteilchen ausgelösten elektromagnetischen Schauer entwickeln sich vorwiegend zwischen den Nieten, so daß die Verschlechterung der Auflösung hierdurch nur gering sein kann. Die Inhomogenitäten,

	E_{Strahl} = 30 GeV	E_{Strahl} = 80 GeV
	σ/E_{rec}[%]	
Simulation ohne Nieten	3.52 ± 0.06	2.15 ± 0.06
Simulation mit Nieten	3.47 ± 0.05	2.07 ± 0.06
gemessene Daten[Kor94]	3.79 ± 0.04	2.30 ± 0.02

Tabelle 5.1: Energieauflösungsvermögen bei Simulationen ohne Nieten, mit Nieten und bei gemessenen Daten.

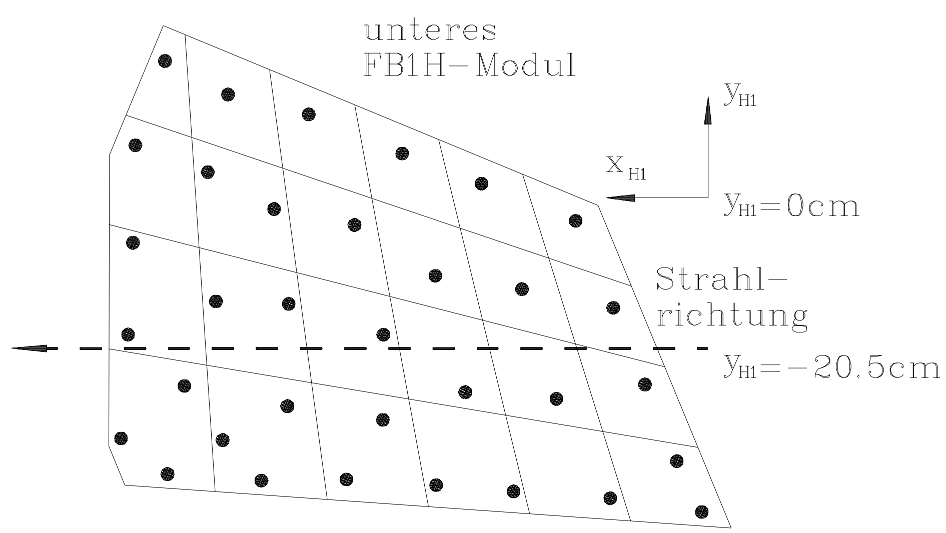

Abbildung 5.8: Strahlposition relativ zu den Auslesekarten des unteren Moduls des FBH-Kalorimeters für Strahlposition 1.

die durch die Nieten entstehen, können die Unterschiede in der relativen Auflösung also nicht erklären.

Die von M. Korn ermittelte Kalibrationskonstante weicht deutlich von der bis dahin in der H1-Kollaboration verwendeten ab. Im folgenden soll erläutert werden, wie diese ermittelt wurde, und eine mögliche Ursache für die Abweichung diskutiert werden.

5.5 Bestimmung der Kalibrationskonstanten des FBH-Kalorimeters durch Übertragung der Kalibration des FBE-Kalorimeters per Simulation

Bevor durch die Ergebnisse der Testmesssungen im November 1992 am CERN die Kalibrationskonstante des FBH-Kalorimeters direkt aus gemessenen Daten bestimmt werden konnte [Kor94], wurde diese durch Übertragung der zuvor gemessenen Kalibrationskonstanten des FBE-Kalorimeters mit Hilfe von Simulationen bestimmt [Tam92]. Die Methode soll im folgenden kurz erläutert werden.

Unter der Annahme, daß die im Kalorimeter erzeugte Ionisationsladung Q_0 proportional zur im Flüssigargon deponierten Energie E_{Ar} in der Simulation ist, läßt sich die folgende Beziehung für die durch Übertragung ermittelte Kalibrationskonstante c_{tran}^{FBH} aufstellen:

$$c_{tran}^{FBH} = c_{exp}^{FBE} \cdot \frac{c_{sim}^{FBH}}{c_{sim}^{FBE}}$$

Mit der von P. Hartz [Har93] gemessenen Kalibrationskonstanten $c_{exp}^{FBE} = 3.41 \pm 0.01$ GeV/pC und den von R. Tamoschat [Tam92] ermittelten Werten $c_{sim}^{FBE} = 12.84 \pm 0.02$ und $c_{sim}^{FBH} = 25.24 \pm 0.08$ aus Simulationen ergibt sich c_{tran}^{FBH} zu

$$c_{tran}^{FBH} = 6.704 \pm 0.031 \text{ GeV/pC}$$

Will man dieses Ergebnis mit der von M. Korn zu $c_{exp}^{FBH} = 7.360 \pm 0.003$ GeV/pC ermittelten Kalibrationskonstanten für das Testkalorimeter vergleichen, so muß man berücksichtigen, daß die Absorberplatten des verwendeten FBH-Moduls um etwa 1.2 % dicker waren als die des in der Simulation von R. Tamoschat betrachteten Moduls [Kor94]. Dies führt zu einer um 1.2 % vergrößerten Kalibrationskonstanten. Berücksichtigt man dies, so erhält man für die Abweichung

$$1 - \frac{c_{exp}^{FBH} \cdot (1 - 1.2\ \%)}{c_{tran}^{FBH}} \approx 8.5\ \%$$

Die Übertragung der Kalibration per Simulation vom FBE- zum FBH-Kalorimeter führt zwangsläufig zu fehlerhaften Resultaten, falls die Simulation falsche Werte für die inverse Sampling-Fraction c_{sim} eines oder beider Module liefert.

Für das FBH-Kalorimeter stehen sich für die Dicke der ausgelesenen Argonschichten ein gemessener Wert von (2.45 ± 0.04) mm [Sch94] und ein Designwert von (2.21-2.33) mm [H1-93a] gegenüber. Im standardgemäßen ARCET bzw. H1SIM wird der Wert der Messung verwendet. Eine demgegenüber verkleinerte Dicke der Flüssigargonschicht führt nicht nur zu einem vergrößerten Wert für c_{sim}^{FBH}, sondern sollte tendenziell auch zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen.

Hierzu wurden Simulationen mit einer reduzierten Dicke der ausgelesenen Flüssigargonschicht von 2.30 mm und der Absorberplattendicke des Testkalorimeters bei einer Strahlenergie von 30 GeV durchgeführt, die Nieten waren bei dieser Simulation nicht kodiert. Während sich die inverse Sampling-Fraction erwartungsgemäß erhöhte, konnte eine Verschlechterung der Energieauflösung nicht bestätigt werden. Im einzelnen ergab sich:

$$\begin{aligned} c_{sim}^{FBH} &= 27.67 \pm 0.03 \\ \frac{\sigma}{E_{rec}^{sim}} &= (3.54 \pm 0.07)\ \% \end{aligned}$$

Überträgt man mit diesem Wert für c_{sim}^{FBH} die von P. Hartz [Har93] ermittelte Kalibrationskonstante des FBE-Kalorimeters mit der inversen Sampling-Fraction c_{sim}^{FBE} [Tam92] auf das FBH-Testkalorimeter, so erhält man:

$$c_{tran}^{FBH} = (7.35 \pm 0.08)\ \mathrm{GeV/pC}$$

Dieser Wert stimmt im Rahmen der statistischen Fehler gut mit der von M. Korn bestimmten Kalibrationskonstanten des FBH-Moduls des Testkalorimeters überein.

An dieser Stelle sei jedoch angemerkt, daß dieses Ergebnis lediglich als Indiz für eine fehlerhaft bestimmte Dicke der Flüssigargonschichten zu bewerten ist, da auch mit dieser Simulation die gemessene Energieauflösung nicht reproduziert werden konnte.

Kapitel 6

Vergleich der Simulationsergebnisse von GHEISHA und CALOR mit gemessenen Daten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse von Simulationen mit GHEISHA und CALOR denen gemessener Ereignisse gegenübergestellt. Zum Vergleich werden die folgenden Größen herangezogen:

- die räumliche Verteilung der Energiedeposition hadronischer Schauer im Kalorimeter,
- die auf der elektromagnetischen Skala rekonstruierte Energie im Kalorimeter,
- die Anzahl der nach dem Schnitt gegen elektronisches Rauschen verbleibenden Kanäle und
- das Energieauflösungsvermögen.

Zum Abschluß des Kapitels wird das e/π- und e/h-Verhältnis des Testkalorimeters aus der Simulation bestimmt und die Aufteilung der im Schauer deponierten Energie auf die in Kapitel 3 diskutierten Schauerkomponenten gezeigt. Hier ist ein Vergleich mit gemessenen Daten jedoch nicht möglich.

6.1 Die räumliche Verteilung der Energiedeposition hadronischer Schauer im Kalorimeter

Einen Eindruck von der Ausdehnung hadronischer Schauer im Testkalorimeter vermitteln die Abbildungen 6.1 und 6.2. Dort ist die mittlere Energiedeposition hadronischer Schauer, ausgelöst durch 20 GeV Pionen, in den Kanälen des Kalorimeters

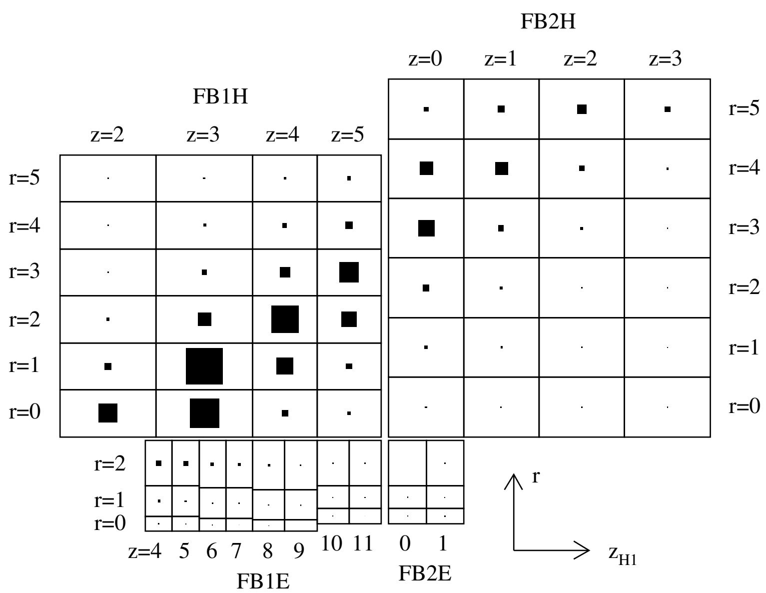

Abbildung 6.1: Verteilung der mittleren Energiedeposition in der r-z_{H1}-Ebene in hadronischen Schauern von 20 GeV Pionen bei Strahlposition 1, Simulation mit CALOR.

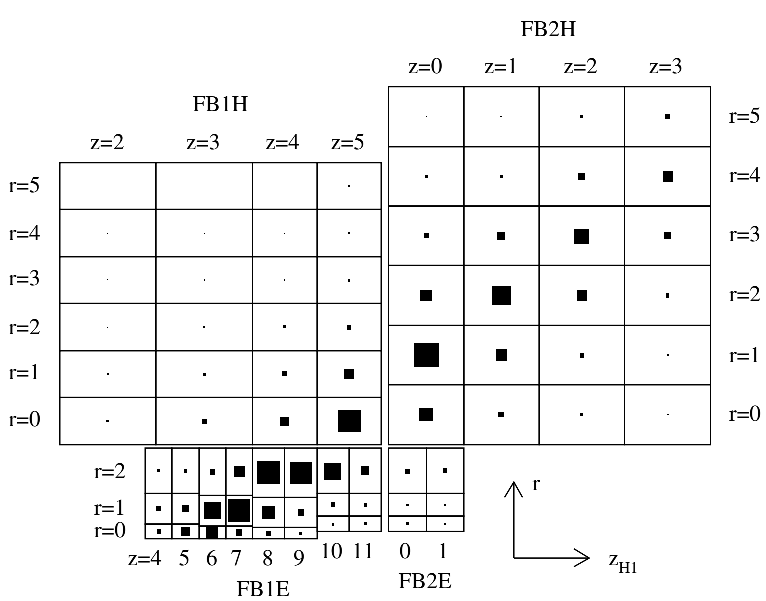

Abbildung 6.2: Verteilung der mittleren Energiedeposition in der r-z_{H1}-Ebene in hadronischen Schauern von 20 GeV Pionen bei Strahlposition 2, Simulation mit CALOR.

in der r-z_{H1}-Ebene gezeigt. Dabei sind die Energiedepositionen in den zu einem bestimmten r und z gehörigen Kanälen in ϕ-Richtung aufsummiert und durch die Fläche der Quadrate dargestellt.

Aufgrund des Winkels, unter dem die Strahlteilchen auf das Kalorimeter auftreffen, ist es nicht möglich, aus den gemessenen Energien in den einzelnen Kanälen ein echtes longitudinales oder transversales Schauerprofil, wie in Kapitel 3 für Simulationen gezeigt, zu extrahieren.

Betrachtet man die Verteilung der rekonstruierten Energie auf z- und r-Lagen, so ist in ihnen jeweils das longitudinale und transversale Schauerprofil enthalten. Lediglich die Verteilung der Energie auf die ϕ-Lagen kann in erster Näherung als transversales Schauerprofil interpretiert werden. Stimmen longitudinale und transversale Schauerentwicklung bei realen und simulierten Ereignissen überein, so sollte auch die Verteilung der rekonstruierten Energien auf z- und r-Lagen gleich sein.

Wegen der Granularität des Kalorimeters ist dies nur richtig, wenn die Verteilung der Auftreffpunkte auf das Kalorimeter für simulierte und reale Strahlteilchen gut übereinstimmt. Während die relative Verteilung der Teilchen im Strahl bezüglich des Strahlschwerpunktes gut simuliert wurde, siehe Kapitel 4, mußte der mittlere Auftreffpunkt der Teilchen auf das Kalorimeter optimiert werden.

Es ergab sich bei der Analyse, daß dies für die Strahlposition 1, in der die Teilchen direkt in das FBH-Kalorimeter eingeschossen wurden, besser gelungen ist als für die Strahlposition 2, da hier die Abweichungen der Simulationsergebnisse von den gemessenen Daten etwas größer sind. Bei dem folgenden Vergleich der räumlichen Schauerentwicklung werden deshalb die Ergebnisse der Simulationen in Strahlposition 1 vorgestellt.

Wie schon in Kapitel 3 gezeigt, ist der Anteil der nachweisbaren Energie an der gesamten deponierten Energie in hadronischen Schauern für GHEISHA und CALOR unterschiedlich. Um hiervon und von der Kalibration des Kalorimeters unabhängig zu sein, werden bei der Untersuchung der räumlichen Verteilung nur die Anteile der rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie betrachtet.

Die in Kapitel 3 angeführten Ergebnisse der Simulationen an einem Eisenblock zeigen, daß die Unterschiede in der räumlichen Schauerentwicklung bei Simulationen mit GHEISHA und CALOR gering sind. Dies ergibt sich auch für simulierte Ereignisse im Testkalorimeter.

Zunächst soll das Spektrum der rekonstruierten Energie in einer einzelnen Lage diskutiert werden. Dazu zeigt Abbildung 6.3 exemplarisch die Verteilungen der rekonstruierten Energie in der z-Lage 3 des FB1H- und der z-Lage 2 des FB2H-Kalorimeters relativ zur gesamten rekonstruierten Energie. Simuliert wurden hier 20 GeV Pionen in Strahlposition 1. Wie Abbildung 6.1 zeigt, repräsentiert die z-Lage 3 des FB1H-Kalorimeters dabei eine Lage mit einem hohem Anteil an der rekonstruierten Energie, während die z-Lage 2 des FB2H-Kalorimeters ein Beispiel für eine z-Lage mit einem niedrigen Anteil ist. Beide Simulationsprogramme beschreiben die hier gezeigten gemessenen Verteilungen gleichermaßen gut.

Die Verteilungen für die anderen z- und die r- und ϕ-Lagen haben die glei-

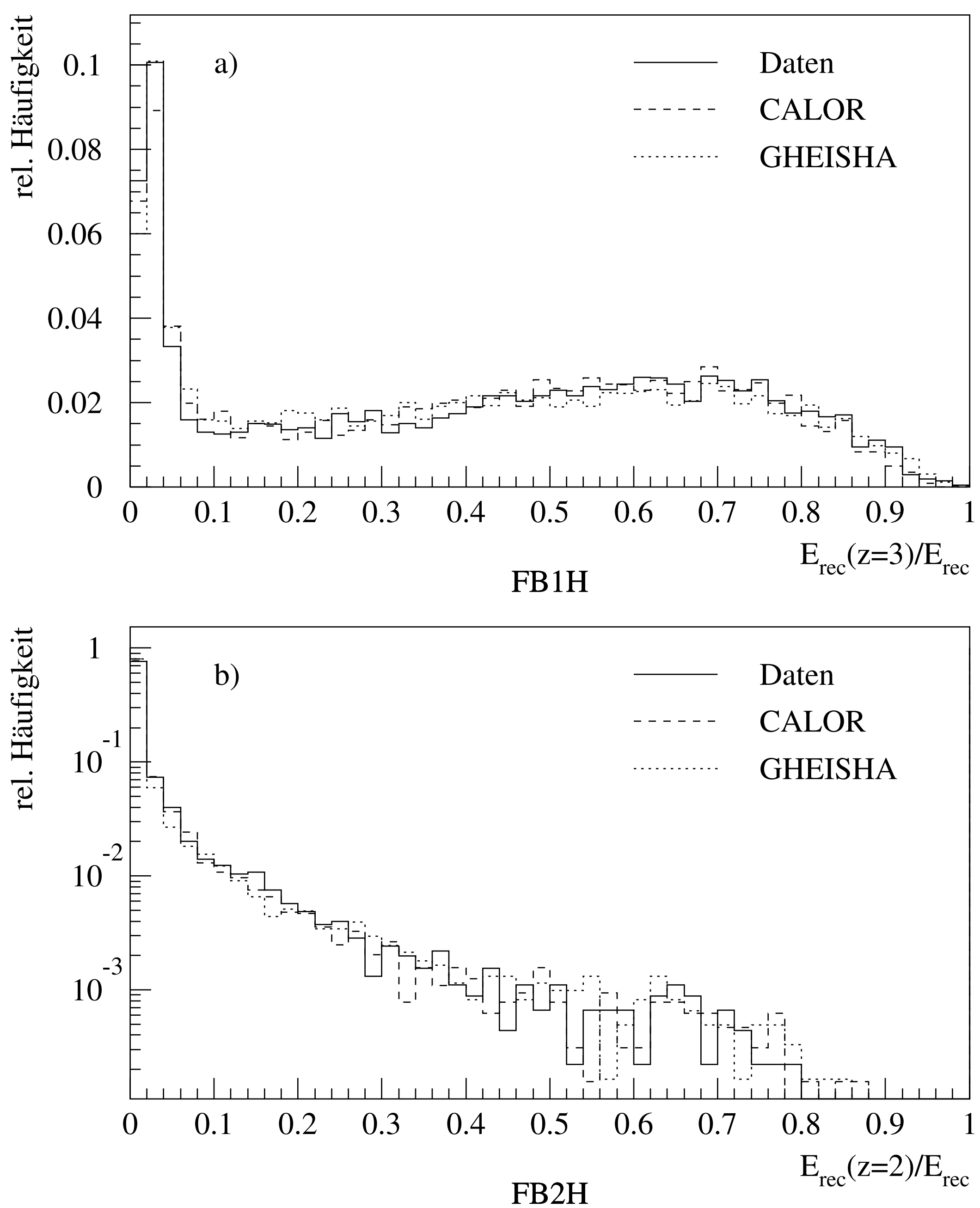

Abbildung 6.3: Verteilung des Anteils der rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie, a) in der z-Lage 3 des FB1H- und b) in der z-Lage 2 des FB2H-Kalorimeters für 20 GeV Pionen in Strahlposition 1, siehe auch Abbildung 6.1 für den Ort der z-Lagen im Kalorimeter

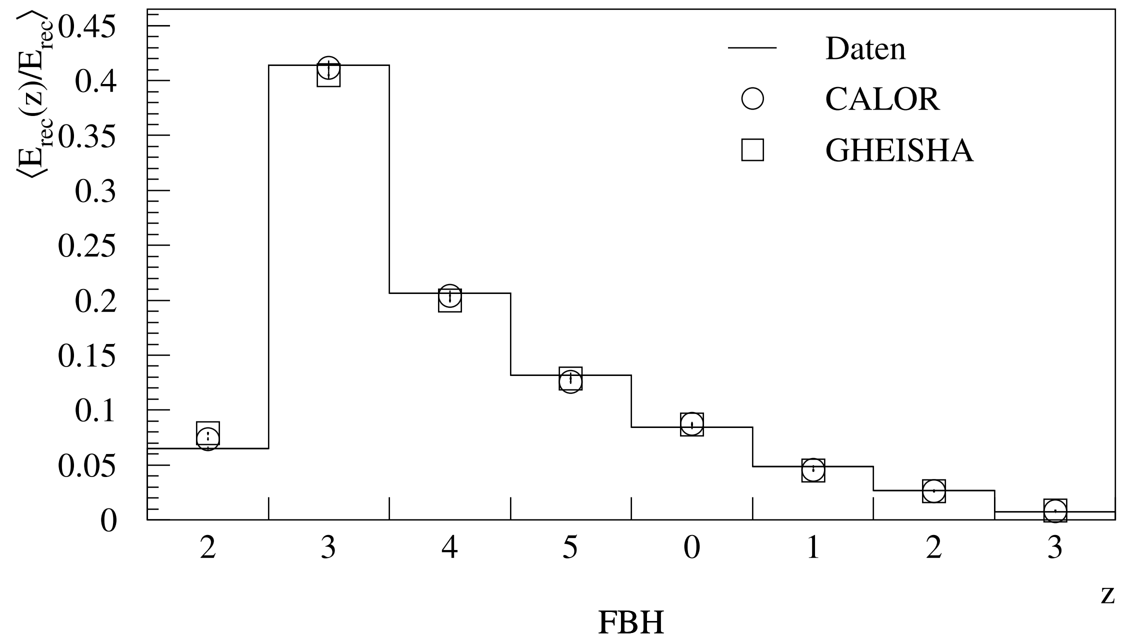

Abbildung 6.4: Mittlerer Anteil der rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie in den z-Lagen des FBH-Kalorimeters für 20 GeV Pionen in Strahlposition 1, z=2..5: FB1H, z=0..3: FB2H.

che charakteristische Form, die aufgrund der großen Fluktuationen der räumlichen Verteilung der Energiedeposition in hadronischen Schauern keiner Gauß-Verteilung entspricht.

Einen Vergleich des mittleren Anteils der rekonstruierten Energie in den z-, ϕ- und r-Lagen des hadronischen Kalorimeters zeigen die Abbildungen 6.4 bis 6.6. Die eingezeichneten Fehler sind aus den Standardabweichungen der Verteilungen in den jeweiligen Lagen berechnet. Bei der Interpretation der Fehler muß man daher berücksichtigen, daß die zugrundeliegenden Verteilungen keine Gauß-Verteilungen sind. So enthält der Bereich einer Standardabweichung um den Mittelwert für die Verteilung in Abbildung 6.3 a) nur $\approx$ 56% der Ereignisse, wohingegen dieser Wert für die Verteilung in Diagramm b) $\approx$ 94% beträgt.

Während die Resultate der Simulationen und der gemessenen Daten für die Aufteilung der rekonstruierten Energie auf die ϕ- und z-Lagen gut übereinstimmen, ist bei beiden Simulationsprogrammen der Anteil in der r-Lage 0 des FB1H- und der r-Lage 3 des FB2H-Kalorimeters in den gezeigten Diagrammen tendenziell zu hoch. Auch bei den anderen Strahlenergien ergibt sich dieses Verhalten. Da beide Simulationsprogramme die gleiche Tendenz zeigen, ist es wahrscheinlich, daß die Ursache nicht in der Simulation der hadronischen Wechselwirkungen liegt, sondern in der Beschreibung des Experiments im Simulationsprogramm.

Insgesamt ergibt sich für die Aufteilung der rekonstruierten Energie auf die einzelnen Lagen eine gute Übereinstimmung für gemessene Daten und Simulationen.

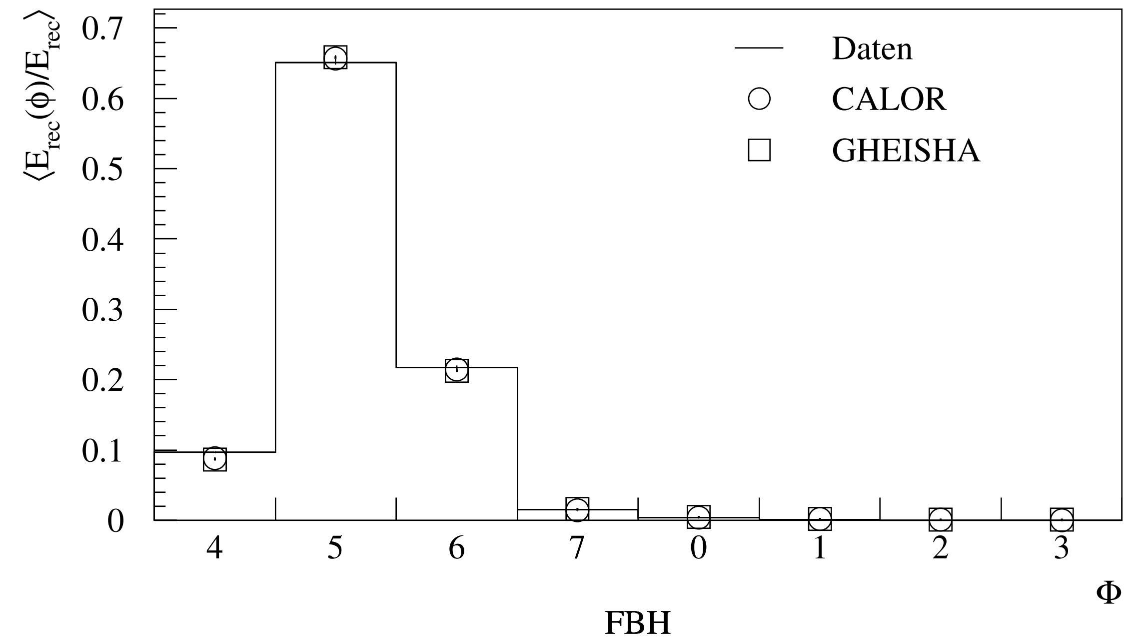

Abbildung 6.5: Mittlerer Anteil der rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie in den ϕ-Lagen des FBH-Kalorimeters für 20 GeV Pionen in Strahlposition 1, ϕ=4..7: unteres Modul, ϕ=0..3: oberes Modul.

Insbesondere die gute Beschreibung der Verteilung auf die ϕ-Lagen, siehe Abbildung 6.5, zeigt die Güte der Simulation der transversalen Schauerentwicklung.

Für die Strahlenergien 30 GeV, 50 GeV, 80 GeV und 120 GeV ist die Simulation mit beiden Programmen von vergleichbarer Qualität.

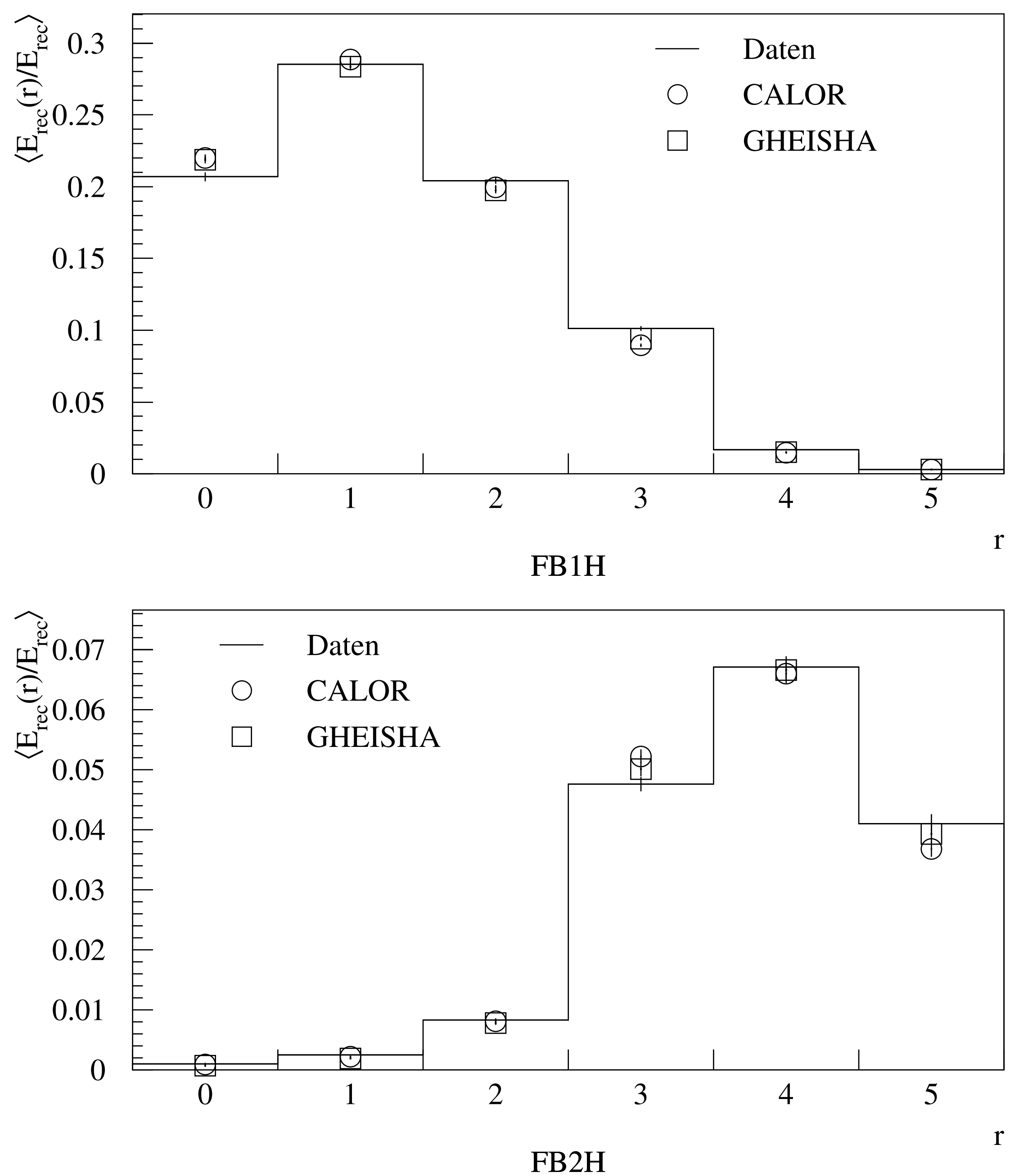

Abbildung 6.6: Mittlerer Anteil der rekonstruierten Energie an der gesamten rekonstruierten Energie in den r-Lagen des FB1H- und FB2H-Kalorimeters für 20 GeV Pionen in Strahlposition 1.

6.2 Vergleich der rekonstruierten Energie von Pionen auf der elektromagnetischen Skala

In diesem Abschnitt wird die rekonstruierte Energie von simulierten der von realen Pionschauern gegenübergestellt. Der Vergleich wird dabei unter Verwendung der in Kapitel 5 definierten elektromagnetischen Skala durchgeführt, die dadurch charakterisiert ist, daß die rekonstruierte Energie eines Elektrons im Mittel gerade der im Kalorimeter deponierten Energie entspricht. Die zur Bestimmung der rekonstruierten Energie von simulierten und realen Ereignissen durchzuführenden Schritte wurden bereits im 5. Kapitel diskutiert. Auch bei den im folgenden gezeigten Ergebnissen wurde bei der Rekonstruktion der Energie ein $3 \cdot \sigma$-Schnitt angewandt, um den Einfluß des Rauschens gering zu halten.

Aufgrund der in Kapitel 3 gezeigten Ergebnisse von Simulationen in einem Eisenblock erwartet man für die beiden Simulationsprogramme GHEISHA und CALOR unterschiedliche Ergebnisse. Ein Vergleich mit den Daten wird zeigen, welches der beiden Programme die Realität besser beschreibt. Dazu wurden für beide in Kapitel 4 beschriebenen Strahlpositionen mit den bei der Datennahme verwendeten Strahlenergien Simulationen durchgeführt.

Darüberhinaus ist aus früheren Testmessungen mit ähnlichen Kalorimetermodulen des H1-Detektors bei niedrigeren Energien bekannt, daß GHEISHA die gemessenen Daten insbesondere bei einer Energie von 3.7 GeV gut beschreibt [Fli92]. Deshalb wurden auch Pionschauer bei dieser Strahlenergie mit GHEISHA und CALOR simuliert.

Abbildung 6.7 zeigt die gemessenen und simulierten Energiespektren bei den Strahlenergien 20 GeV, 50 GeV, 80 GeV und 120 GeV in der für das H1-Experiment relevanten Strahlposition 2. Die mittlere rekonstruierte Energie im Kalorimeter weicht für alle Energien von der Strahlenergie ab. Dies liegt zum einen an dem von 1 verschiedenen e/π-Verhältnis des Kalorimeters (siehe auch Abschnitt 2.3.2) und zum anderen daran, daß bei einer longitudinalen Ausdehnung des Kalorimeters von etwa 7 λ Leckverluste nicht vernachlässigbar sind. Die Ereignisse der Pionen können in drei Kategorien klassifiziert werden, die unterschiedliche Teile des Spektrums bestimmen:

- Pionen, die frühzeitig aufschauern und vollständig im Kalorimeter absorbiert werden, erzeugen ein vergleichsweise hohes Signal mit näherungsweise gaußischen Fluktuationen.

- Spätaufschauernde Pionen, die nur einen Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren, erzeugen im Spektrum Ausläufer zu niedrigen Energien.

- Ein kleiner Anteil der Pionen, etwa $e^{-7} \approx 1$ ‰, durchquert das Kalorimeter ohne aufzuschauern. Das Signal solcher Pionen ist dem von Myonen vergleichbar und ergibt eine rekonstruierte Energie von ≈ 1.5 GeV.

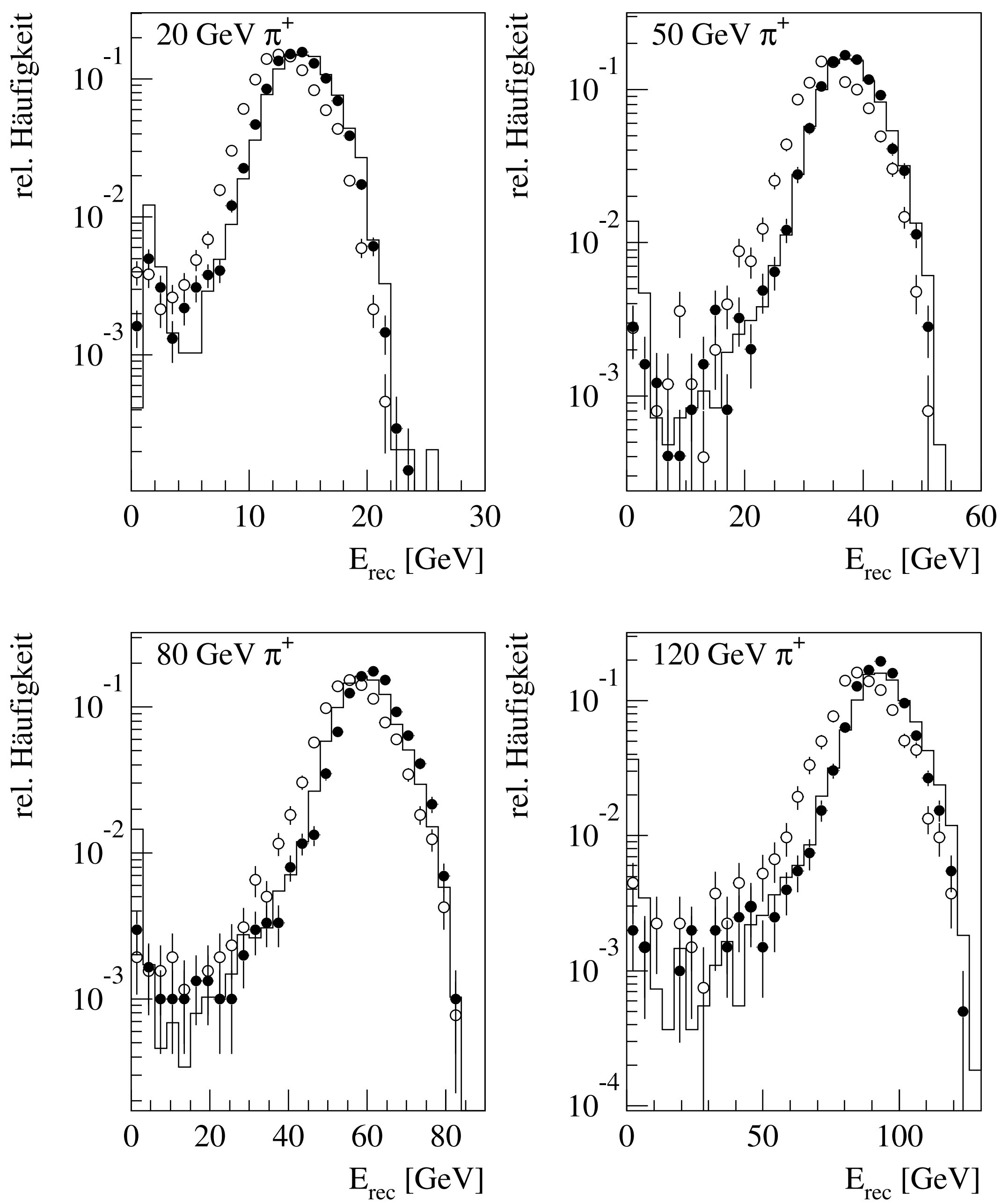

Abbildung 6.7: Verteilung der rekonstruierten Energie von Pionen bei verschiedenen Strahlenergien in Strahlposition 2, Rekonstruktion auf der elektromagnetischen Skala mit der in Kapitel 5 angegebenen Kalibrationskonstanten c_{sim}^{FBH} für das FBH-Kalorimeter, — Daten [Kor94], • Simulation mit CALOR, ∘ Simulation mit GHEISHA.

Für die Strahlposition 1 und die hier nicht gezeigten Strahlenergien ergeben sich ähnliche Ergebnisse. Die hier abgebildeten Spektren zeigen für Simulationen mit CALOR eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten als dies für die Simulationen mit GHEISHA der Fall ist.

Die auch für CALOR deutlichen Abweichungen im Energiebereich unterhalb von 5 GeV sind auf eine Kontamination des Teststrahls mit Myonen zurückzuführen. Auf der $\approx$ 600 m langen Strecke vom Entstehungsort im Target bis zum Kalorimeter zerfallen bei einer Energie von 20 GeV etwa 41% der Pionen. Die entstehenden Myonen halten sich im gleichen Phasenraum auf wie die Pionen und erreichen daher das Kalorimeter. Werden diese nicht durch die Myonwände M1 und M2 identifiziert, siehe Abbildung 4.8, so wird ihr Signal als das eines Pions aufgezeichnet. Dies kann z. B. geschehen, wenn das betreffende Myon die Myonwand M2 nicht erreicht.

Während CALOR in etwa die richtige mittlere rekonstruierte Energie liefert, ist diese bei GHEISHA deutlich zu niedrigeren Energien hin verschoben. Um die Abweichungen zu quantifizieren, wurden an die Energieverteilungen im Bereich

$$\langle E_{rec}\rangle - 3\cdot\sigma < E_{rec} < \langle E_{rec}\rangle + 3\cdot\sigma$$

Normalverteilungen angepaßt. Hierdurch wird der Einfluß der Ausläufer in den Spektren auf den Mittelwert reduziert. Tabelle 6.1 zeigt die aus den Anpassungen erhaltenen Mittelwerte $\langle E_{rec}\rangle$ und Breiten σ für beide Strahlpositionen und alle simulierten Energien. Eine graphische Darstellung der Ergebnisse ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Dort ist das Verhältnis aus mittlerer rekonstruierter Energie und Strahlenergie $\langle E_{rec}\rangle/E_{strahl}$ gegen E_{Strahl} aufgetragen. Die Unsicherheit der Strahlenergie wurde mit 1% abgeschätzt und dominiert die eingezeichneten Fehler. Für beide Strahlpositionen und alle Strahlenergien zeigt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten für die Simulationen mit CALOR. Während der maximale Unterschied in der rekonstruierten Energie

$$1 - E_{rec}^{exp}/E_{rec}^{sim}$$

für CALOR $\approx$ 3% beträgt, nimmt er für GHEISHA Werte bis zu 12% an.

Auffällig ist die gute Übereinstimmung zwischen GHEISHA und CALOR für die simulierte Strahlenergie von 3.7 GeV. Da schon in früheren Testmessungen gezeigt wurde, daß GHEISHA bei dieser Energie mit gemessenen Daten übereinstimmende Resultate liefert, kann davon ausgegangen werden, daß auch CALOR die Daten bei dieser Energie gut beschreibt.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, daß sich bei den früheren Testmessungen mit Pionen auch bei höheren Energien eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung zwischen Simulationen mit GHEISHA und gemessenen Daten ergeben hat [Fli92]. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in einer Fehlkalibration der verwendeten hadronischen Kalorimetermodule, da die Kalibration wie bei allen anderen vorangegangenen Testmessungen durch Übertragung der gemessenen Kalibrationskonstante eines gleichzeitig getesteten elektromagnetischen Moduls gewonnen wurde.

		Strahlposition 2		Strahlposition 1	
E_{strahl}		$\langle E_{rec} \rangle$ [GeV]	σ [GeV]	$\langle E_{rec} \rangle$ [GeV]	σ [GeV]
3.7 GeV	CALOR	2.39 ± 0.01	0.80 ± 0.01		
	GHEISHA	2.42 ± 0.04	0.76 ± 0.01		
20 GeV	Daten	13.65 ± 0.05	2.28 ± 0.04	14.51 ± 0.04	2.45 ± 0.03
	CALOR	13.85 ± 0.05	2.31 ± 0.04	14.25 ± 0.03	2.43 ± 0.02
	GHEISHA	12.80 ± 0.04	2.34 ± 0.03	12.95 ± 0.03	2.59 ± 0.03
30 GeV	Daten	21.15 ± 0.06	3.12 ± 0.05	22.26 ± 0.04	3.23 ± 0.03
	CALOR	21.39 ± 0.05	3.09 ± 0.04	21.83 ± 0.09	3.19 ± 0.07
	GHEISHA	19.81 ± 0.06	3.23 ± 0.04	20.42 ± 0.2	3.5 ± 0.2
50 GeV	Daten	36.06 ± 0.08	4.60 ± 0.06	37.83 ± 0.06	4.83 ± 0.04
	CALOR	36.9 ± 0.1	4.39 ± 0.09	37.7 ± 0.1	4.60 ± 0.08
	GHEISHA	34.1 ± 0.1	5.15 ± 0.09	34.9 ± 0.1	5.32 ± 0.09
80 GeV	Daten	58.8 ± 0.1	6.74 ± 0.09	59.63 ± 0.08	7.24 ± 0.07
	CALOR	59.9 ± 0.2	6.7 ± 0.1	61.4 ± 0.1	6.7 ± 0.1
	GHEISHA	56.2 ± 0.2	7.5 ± 0.2	56.9 ± 0.2	8.0 ± 0.1
120 GeV	Daten	89.2 ± 0.2	9.4 ± 0.1	93.6 ± 0.2	10.5 ± 0.1
	CALOR	91.3 ± 0.3	9.3 ± 0.3	92.6 ± 0.2	8.9 ± 0.2
	GHEISHA	85.8 ± 0.4	10.3 ± 0.4	86.5 ± 0.3	11.0 ± 0.3
170 GeV	Daten	127.9 ± 0.2	12.8 ± 0.2		
	CALOR	131.4 ± 0.6	12.3 ± 0.7		
	GHEISHA	124.1 ± 0.8	15.2 ± 0.6		

Tabelle 6.1: Mittlere im Kalorimeter rekonstruierte Energie $\langle E_{rec} \rangle$ und die Breite σ ihrer Verteilung für Pionen verschiedener Strahlenergien, Rekonstruktion der Daten [Kor94] auf der elektromagnetischen Skala mit der in Kapitel 5 angegebenen Kalibrationskonstanten c_{sim}^{FBH} für das FBH-Kalorimeter.

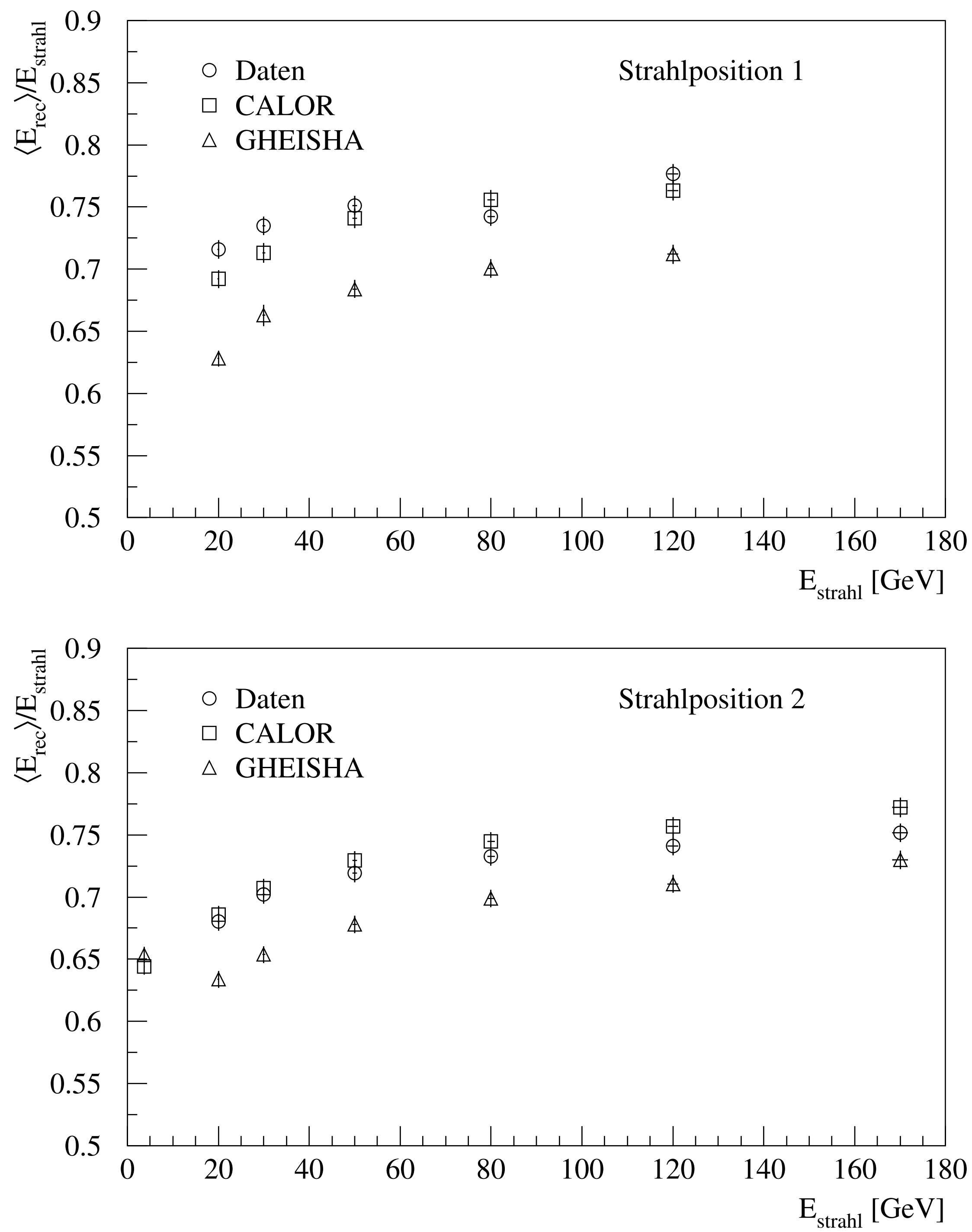

Abbildung 6.8: Verhältnis aus mittlerer rekonstruierten Energie und Strahlenergie $\langle E_{rec} \rangle / E_{strahl}$ für Pionen in Strahlposition 1 und 2.

Daß diese Methode zu einer zu niedrigen Kalibrationskonstante führt, ist in Kapitel 5 gezeigt. Da mit zunehmender Teilchenenergie ein immer größerer Teil der Pionschauer im hadronischen Kalorimeter absorbiert wird, nimmt der Fehler der rekonstruierten Energie durch die Fehlkalibration mit der Teilchenenergie zu. Wie Simulationsrechnungen zeigen, werden z. B. bei einer Primärenergie des Pions von 3.7 GeV mehr als 2/3 der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert, während dies bei einer Strahlenergie von 120 GeV zu etwa 2/3 im hadronischen Kalorimeter geschieht. Als Konsequenz ergibt sich dann für eine Strahlenergie von 3.7 GeV nur eine geringe Abweichung von der richtig rekonstruierten Energie. Bei höheren Strahlenergien wird jedoch systematisch eine zu niedrige Energie rekonstruiert, was die bessere Übereinstimmung der gemessenen Daten mit Simulationen von GHEISHA in früheren Experimenten erklärt.

Neben der gesamten rekonstruierten Energie ist die Anzahl N_{sim} der nach dem $3 \cdot \sigma$-Schnitt gegen das Rauschen verbleibenden Kanäle eine weitere Größe, anhand der die Güte der Simulation mit GHEISHA und CALOR beurteilt werden kann. Dabei ist N_{sim} zwangsläufig mit der Höhe der gesamten rekonstruierten Energie korreliert, denn es verbleiben um so mehr Kanäle nach dem Schnitt gegen Rauschen, je höher die gesamte rekonstruierte Energie ist. Stimmt diese in gemessenen Daten und in der Simulation überein, so gibt N_{sim} Aufschluß über die Verteilung der Energie in einzelnen Kanälen. Hierbei haben die Kanäle besonders großen Einfluß, in denen nur wenig Energie deponiert wird. Darüberhinaus kann Übereinstimmung mit den gemessenen Daten nur dann erwartet werden, wenn die in Kapitel 5 beschriebene Methode der Überlagerung gemessener Rauschereignisse mit den simulierten Ereignissen realistische Signale liefert.

Hierzu zeigt die Abbildung 6.9 die relative Abweichung

$$\frac{N_{sim}}{N_{exp}} - 1$$

der mittleren Anzahl der Kanäle in der Simulation N_{sim} von der in gemessenen Daten N_{exp}. Während die mittlere Anzahl der Kanäle von CALOR im Rahmen der Fehler richtig beschrieben wird, sind die Abweichungen für die Simulation mit GHEISHA auf die niedrigere mittlere gesamte rekonstruierte Energie zurückzuführen.

Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen Daten und den Simulationen mit CALOR zeigt, daß mit der Überlagerung der Rauschereignisse ein realistisches Signal in der Simulation erzeugt wird.

6.3 Vergleich der Auflösung der Energiemessung von Pionen

Aufgrund der in Kapitel 3 durchgeführten Untersuchungen erwartet man neben den im vorhergehenden Abschnitt gezeigten Unterschieden zwischen den beiden Simu-

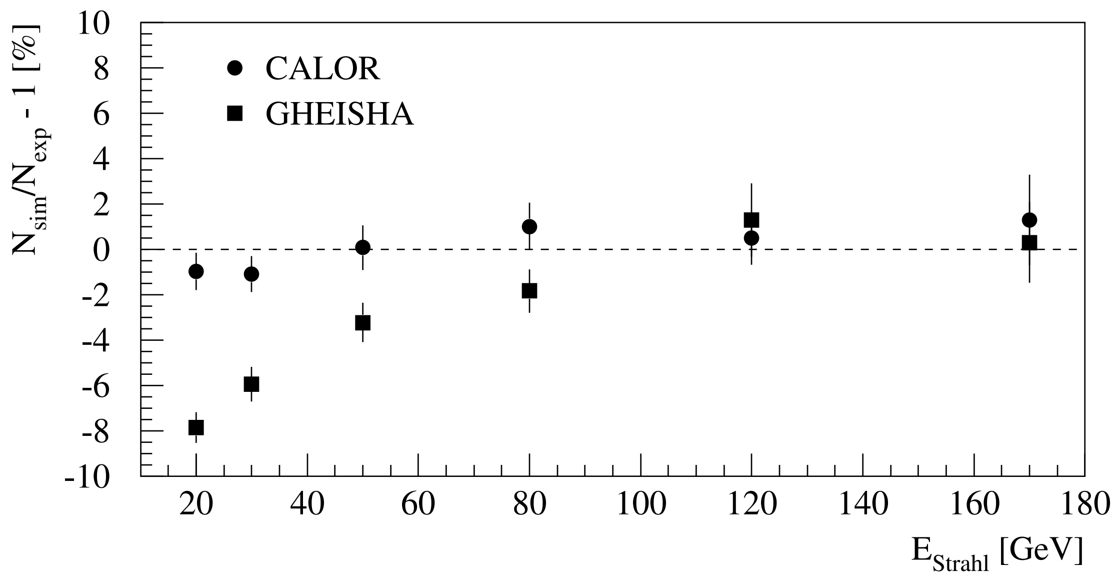

Abbildung 6.9: Relative Abweichung der Anzahl der nach dem Schnitt gegen Rauschen verbleibenden Kanäle in der Simulation von der bei gemessenen Daten.

lationsprogrammen und den gemessenen Daten auch für die relative Auflösung bei der Energiemessung signifikante Abweichungen.

Die relative Auflösung der Energiemessung berechnet sich aus der mittleren rekonstruierten Energie $\langle E_{rec} \rangle$ und der Breite σ ihrer Verteilung zu

$$\frac{\sigma}{\langle E_{rec} \rangle}$$

Da die Energieverteilungen Ausläufer zu niedrigen Energien haben, sind der statistische Mittelwert und die Standardabweichung keine geeigneten Größen zur Bestimmung der relativen Auflösung. Daher werden die in Tabelle 6.1 angegebenen Werte aus der Anpassung einer Gaußfunktion zur Berechnung herangezogen. Die so erhaltenen relativen Auflösungen sind in der Tabelle 6.2 für beide Strahlpositionen und alle Strahlenergien aufgelistet, eine graphische Darstellung gibt Abbildung 6.10. Für beide Strahlpositionen zeigt sich für die Simulationen mit CALOR eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen relativen Auflösungen als für Simulationen mit GHEISHA. Insbesondere bei der für das H1-Experiment relevanten Strahlposition 2 beschreibt CALOR die Daten nahezu perfekt, während die Fluktuationen bei der Simulation mit GHEISHA deutlich zu groß sind.

An die relativen Auflösungen wurde in Anlehnung an Gleichung 2.6 die Funktion

$$\frac{\sigma}{E_{rec}} = \sqrt{\frac{A_1^2}{E_{strahl}} + A_3^2} \tag{6.1}$$

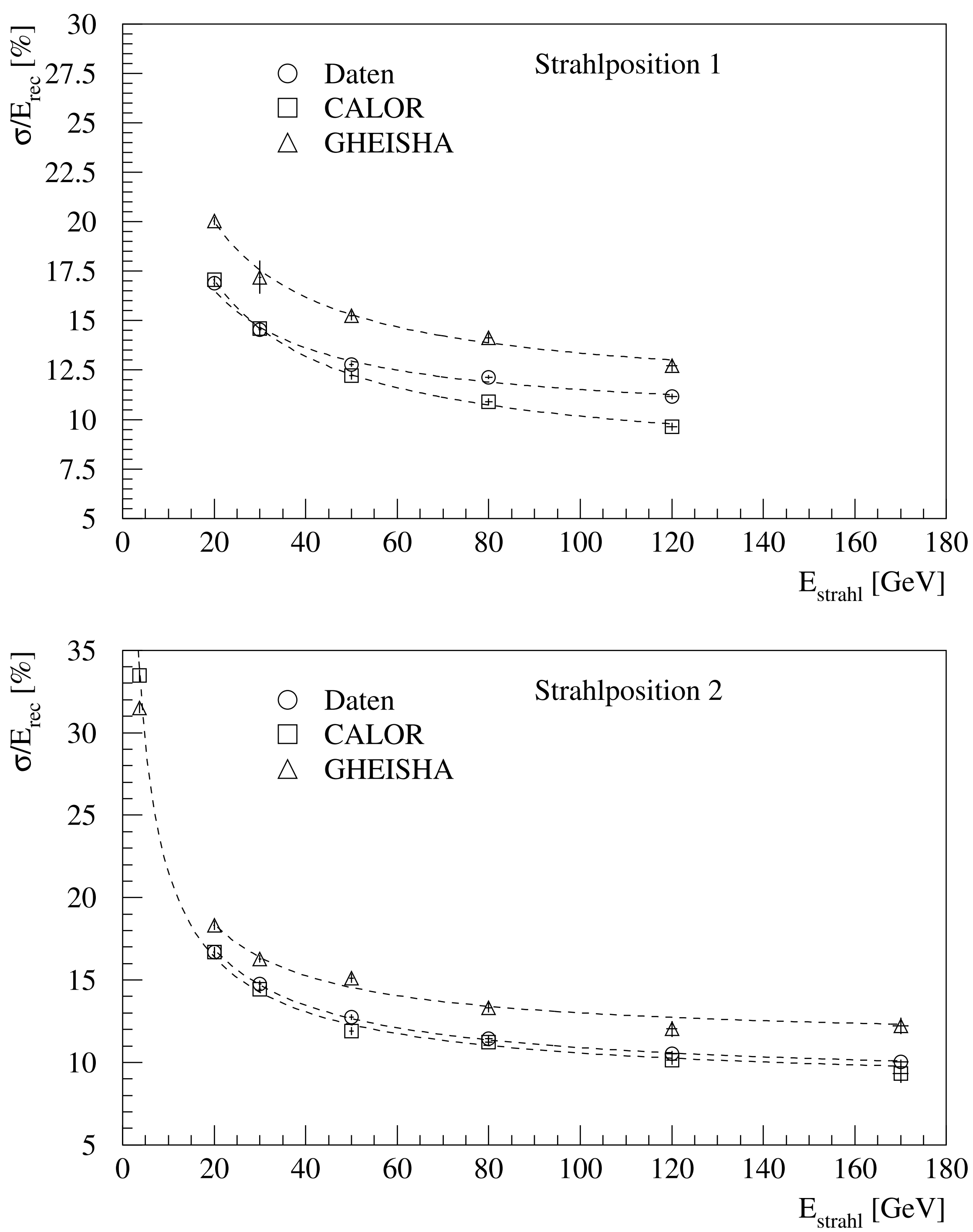

Abbildung 6.10: Relative Auflösung bei der Energiemessung von hadronischen Schauern für Daten [Kor94] und Simulationen mit GHEISHA bzw. CALOR. Die Kurven zeigen Anpassungen an die erhaltenen Werte, siehe Text.

		Strahlposition 2	Strahlposition 1
E_{strahl}		$\langle\sigma\rangle/E_{rec}$ [%]	$\langle\sigma\rangle/E_{rec}$ [%]
3.7 GeV	CALOR	33.5 ± 0.4	
	GHEISHA	31.5 ± 0.3	
20 GeV	Daten	16.7 ± 0.3	16.9 ± 0.2
	CALOR	16.7 ± 0.3	17.1 ± 0.2
	GHEISHA	18.3 ± 0.3	20.0 ± 0.2
30 GeV	Daten	14.7 ± 0.2	14.5 ± 0.1
	CALOR	14.4 ± 0.2	14.6 ± 0.3
	GHEISHA	16.3 ± 0.2	17.2 ± 0.9
50 GeV	Daten	12.8 ± 0.2	12.8 ± 0.1
	CALOR	11.9 ± 0.3	12.2 ± 0.2
	GHEISHA	15.1 ± 0.3	15.3 ± 0.3
80 GeV	Daten	11.4 ± 0.2	12.2 ± 0.1
	CALOR	11.3 ± 0.3	10.9 ± 0.2
	GHEISHA	13.3 ± 0.3	14.1 ± 0.3
120 GeV	Daten	10.5 ± 0.2	11.2 ± 0.1
	CALOR	10.2 ± 0.3	9.6 ± 0.2
	GHEISHA	12.0 ± 0.5	12.7 ± 0.3
170 GeV	Daten	10.0 ± 0.2	
	CALOR	9.3 ± 0.5	
	GHEISHA	12.2 ± 0.5	

Tabelle 6.2: Relative Auflösung bei der Energiemessung von Pionen für verschiedene Strahlenergien und beide Strahlpositionen.

angepaßt. Der in Gleichung 2.6 zusätzliche Parameter A_2, der den Einfluß des elektronischen Rauschens parametrisiert, ist aufgrund des $3 \cdot \sigma$-Schnittes gegen Rauschen bei einer Anpassung einer ihn enthaltenden Funktion mit 0 verträglich und wurde in den endgültigen Anpassungen nicht berücksichtigt. Der Parameter A_3 wird durch das e/h- bzw. e/π-Verhältnis des Kalorimeters dominiert. Für ein kompensierendes Kalorimeter sollte sich ein in etwa mit 0 verträglicher Wert für A_3 ergeben [Wig87]. Die einzelnen Ergebnisse der Anpassungen sind in der Tabelle 6.3 zusammengestellt.

Bei der Anpassung der Funktion an die mit GHEISHA simulierten Auflösungen in Strahlposition 2 wurde der Punkt bei der Strahlenergie 3.7 GeV nicht berücksichtigt, da nur dann eine vernünftige Anpassung möglich war.

Während für die Strahlposition 2 die Parameter A_1 für beide Simulationsprogramme und die gemessenen Daten übereinstimmen, weichen diese in den bei Strahlposition 1 erhaltenen Anpassungen deutlich voneinander ab. Dabei ist die durch A_1

[1]der Punkt für die Strahlenergie 3.7 GeV wurde bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

Strahlposition 1		
	A_1 [$\%\cdot\sqrt{\text{GeV}}$]	A_3 [%]
Daten	60 $\pm$ 1	8.8 $\pm$ 0.2
CALOR	69 $\pm$ 1	7.5 $\pm$ 0.2
GHEISHA	75 $\pm$ 2	11.1 $\pm$ 0.3

Strahlposition 2		
	A_1 [$\%\cdot\sqrt{\text{GeV}}$]	A_3 [%]
Daten	65 $\pm$ 2	8.7 $\pm$ 0.2
CALOR	63 $\pm$ 1	8.5 $\pm$ 0.2
GHEISHA[1]	65 $\pm$ 2	11.3 $\pm$ 0.3

Tabelle 6.3: Parameter A_1 und A_3 der angepaßten Funktion, siehe Text, für Daten und Simulation.

parametrisierte Auflösung bei niedrigen Energien für die Daten am besten.

Die Parameter A_3 sind für die gemessenen Daten und die Simulation mit CALOR bei der Strahlposition 2 innerhalb der Fehler gleich. Für die Strahlposition 1 simuliert CALOR bei hohen Energien deutlich zu gute Auflösungen, wie der niedrigere Wert von A_3 beweist.

Der in beiden Strahlpositionen zu große Parameter A_3 bei der Simulation mit GHEISHA deutet daraufhin, daß GHEISHA ein zu großes e/π-Verhältnis simuliert. Bei der endgültigen Rekonstruktion der Energie kann dies zu Problemen führen, denn nach der Rekonstruktion der gemessenen Daten auf der elektromagnetischen Skala wird zur Kompensation des von 1 verschiedenen e/π-Verhältnisses eine Signalgewichtung durchgeführt, siehe auch Kapitel 3. Die hierfür benötigten Parameter werden durch Simulationsrechnungen bestimmt. Dabei spielt das simulierte e/π-Verhältnis eine wesentliche Rolle, so daß bei der Verwendung von GHEISHA nicht davon ausgegangen werden kann, daß die Anwendung der Signalgewichtung auf gemessene Daten korrekte Ergebnisse liefert.

Insgesamt sind die Abweichungen der Simulationsergebnisse von den Daten für die Strahlposition 1 deutlich größer als für Strahlposition 2. Da bei der Strahlposition 1 longitudinale Leckverluste einen stärkeren Einfluß auf die Energiemessung haben, könnte dies darauf hindeuten, daß die longitudinale Schauerentwicklung in den Simulationen von der realen abweicht. Dies konnte jedoch in den Untersuchungen im ersten Abschnitt dieses Kapitels nicht bestätigt werden.

Die Ursachen für die weniger gute Simulation in der Strahlposition 1 auch mit CALOR konnten letztendlich nicht geklärt werden.

Zusammenfassend kann man jedoch festhalten, daß die Simulation des Energieauflösungsvermögens in der für das H1-Experiment relevanten Strahlposition 2 mit CALOR nahezu perfekt ist.

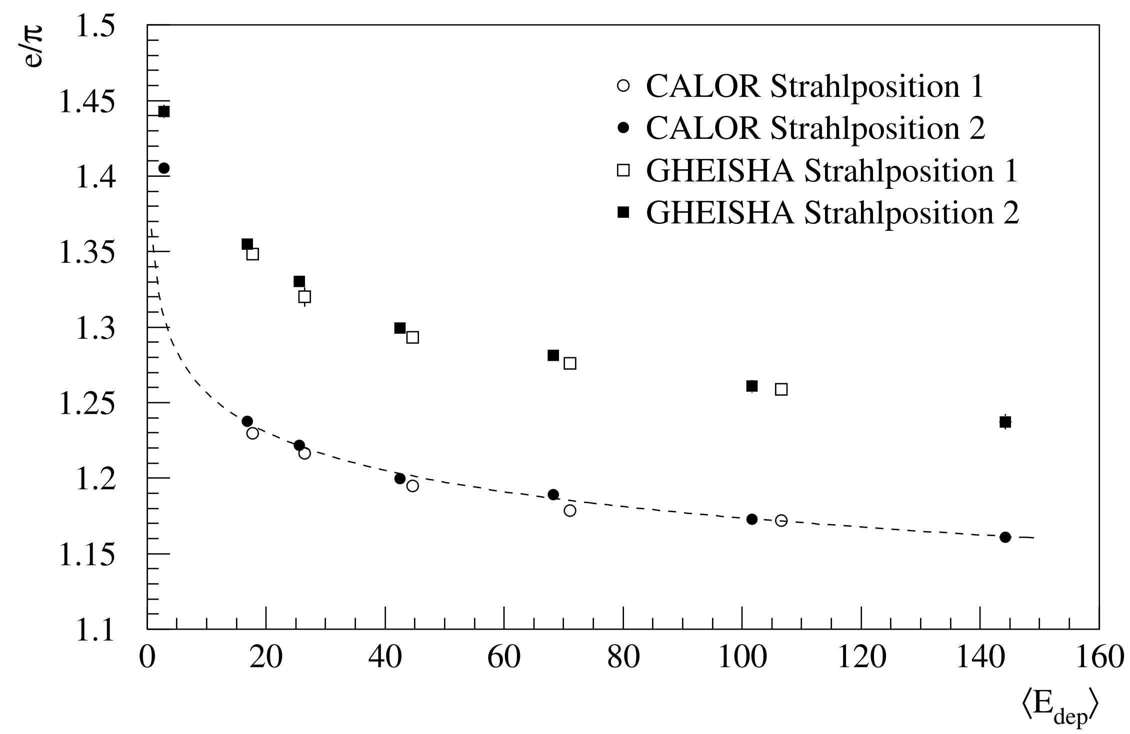

Abbildung 6.11: Verhältnis e/π in Abhängigkeit von der mittleren im Kalorimeter deponierten Energie $\langle E_{dep} \rangle$ simuliert mit CALOR und GHEISHA für die Strahlpositionen 1 und 2. Die Kurve zeigt eine Anpassung gemäß Gleichung 2.7.

6.4 Bestimmung des e/π-Verhältnisses

Bei der Bestimmung des e/π-Verhältnisses des Testkalorimeters muß berücksichtigt werden, daß Leckverluste bei der Energiemessung hadronischer Schauer nicht vernachlässigbar sind.

Eine Selektion mit dem Ziel, Ereignisse auszuwählen, bei denen die Pionen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren, würde das Ergebnis für e/π verfälschen, da hierbei kompakte Schauer mit besonders großem elektromagnetischen Anteil bevorzugt würden.

Eine gute Näherung für e/π ist das Verhältnis aus nachweisbarer Energie E_{vis} und deponierter E_{dep}

$$\frac{e}{\pi} \approx \langle \frac{E_{vis}}{E_{dep}} \rangle,$$

da Elektronen ihre gesamte Energie als nachweisbare Energie E_{vis} deponieren.

Diese Größe kann nur in der Simulation bestimmt werden und ist für CALOR und GHEISHA in Abbildung 6.11 gegen die mittlere deponierte Energie $\langle E_{dep} \rangle$ aufgetragen. Die mit GHEISHA erhaltenen Werte weichen aufgrund des niedrigeren

Anteils an nachweisbarer Energie deutlich von den mit CALOR simulierten ab, siehe auch Kapitel 3. Die unterschiedlichen in den Kalorimetermodulen deponierten Energien bei den beiden Strahlpositionen erklären sich dadurch, daß bei Strahlposition 2 zusätzlich Energie im ϕ- und z-Crack des elektromagnetischen Kalorimeters und im r-Crack zwischen den Kalorimetern verloren gehen kann.

Für das H1-Kalorimeter sind aufgrund der im vorigen Abschnitt gezeigten Abweichungen der Simulationen mit GHEISHA die mit CALOR erhaltenen Ergebnisse relevant. Es ergibt sich ein $e/\pi \approx 1.24$ bei einer mittleren deponierten Energie $\langle E_{dep}\rangle \approx 15$ GeV und ein $e/\pi \approx 1.16$ bei $\langle E_{dep}\rangle \approx 145$ GeV.

Aus den Simulationsergebnissen konnte unter Verwendung der Gleichung 2.7 das e/h-Verhältnis des Kalorimeters ermittelt werden. Dazu wurde an die Punkte, die sich aus Simulationen mit CALOR ergaben, die folgende Funktion gemäß Gleichung 2.7 angepaßt:

$$\frac{e}{\pi}(E_{dep}) = \frac{\frac{e}{h}}{1 + (c_1 \cdot \ln(E_{dep}/\mathrm{GeV}) + c_2)(\frac{e}{h} - 1)}$$

Hierfür wurden die Punkte der Strahlposition 2 verwendet, da nur bei dieser eine mit dem H1-Experiment übereinstimmende Einschußposition vorliegt. Der Punkt bei der Strahlenergie 3.7 GeV wurde nicht berücksichtigt, da eine vernünftige Anpassung dann nicht möglich war. Der Parameter c_1 wurde zu $c_1 = 0.089 \pm 0.003$ bestimmt und entspricht damit innerhalb der Fehler dem in Kapitel 2 ermittelten Wert von 0.09 ± 0.001. Für den Parameter c_2 ergab sich ein Wert von 0.05 ± 0.02. Dieser Wert weicht von dem in Kapitel 2 bestimmten Wert von 0.108 ± 0.001 ab. Hierbei sollte jedoch berücksichtigt werden, daß der dort angegebene Fehler keine systematischen Effekte enthält.

Für e/h liefert die Anpassung einen Wert

$$\frac{e}{h} = 1.38 \ \pm \ 0.02$$

Im folgenden soll der Einfluß von e/h auf die Auflösung des Kalorimeters diskutiert werden. Wigmans gibt für A_3 in einer Parametrisierung gemäß Gleichung 6.1 bei einem $e/h = 1.38$ einen Wert $A_3 \approx 5$ % an [Wig87]. Die oben durchgeführte Anpassung ergibt jedoch einen deutlich größeren Wert von 8.5 % in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Der von Wigmans angegebene Wert berücksichtigt nur den Einfluß des e/h-Verhältnisses, während bei den hier vorliegenden Messungen und Simulationen z. B. Leckverluste den Wert von A_3 erhöhen.

Abschließend soll an dieser Stelle die Verteilung der im Kalorimeter deponierten Energie E_{dep} auf die in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Schauerkomponenten gezeigt werden. Dazu sind in Abbildung 6.12 die mittleren Anteile der einzelnen Schauerkomponenten $\langle E_{em}/E_{dep}\rangle$, $\langle E_{had}/E_{dep}\rangle$ und $\langle E_{inv}/E_{dep}\rangle$ gegen die mittlere deponierte Energie $\langle E_{dep}\rangle$ für Pionschauer in Strahlposition 2 aufgetragen. Ein Vergleich mit Abbildung 3.1 zeigt, daß für die Materialanordnung des Testkalorimeters auch die elektromagnetische Komponente bei Simulationen mit GHEISHA geringer ist als bei

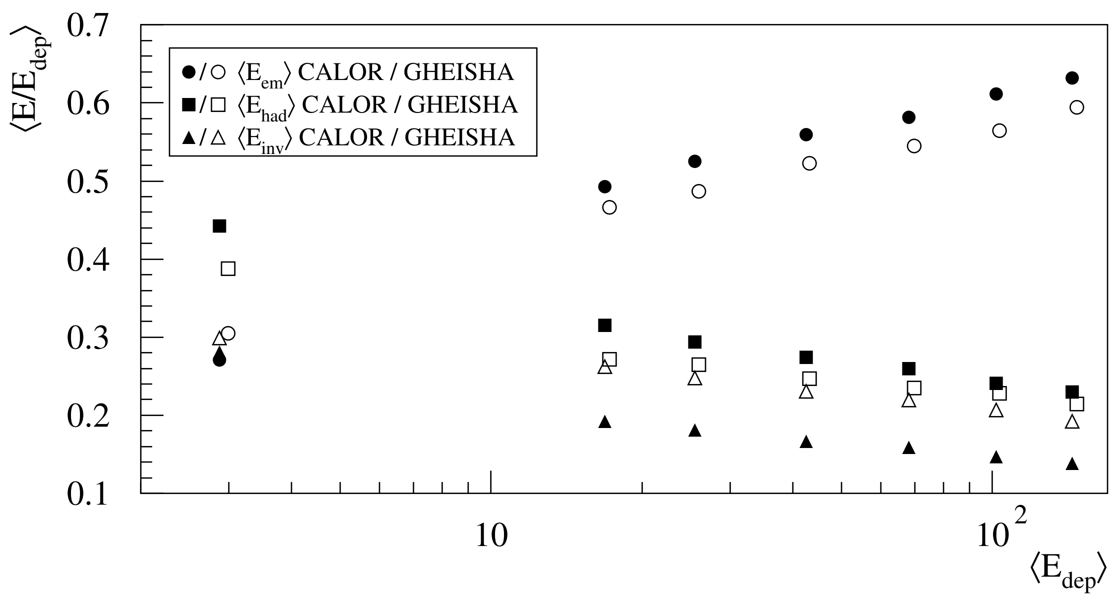

Abbildung 6.12: Mittlere Anteile der verschiedenen in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Schauerkomponenten an der gesamten deponierten Energie E_{dep} in Abhängigkeit von E_{dep} für Simulationen mit CALOR und GHEISHA bei Strahlposition 2.

Simulationen mit CALOR. Sowohl dies, als auch der geringere Anteil der hadronischen Komponente, führen bei Simulationen mit GHEISHA zu dem oben gezeigten deutlich größeren e/h.

Zusammenfassung

Bei Testmessungen am CERN mit Prototypen der FBE- und FBH-Module des H1-Kalorimeters im November des Jahres 1992 wurden Daten von elektron- und pion-induzierten Schauern aufgezeichnet. Das von der H1-Kollaboration zur Simulation solcher Testmessungen entwickelte Programm ARCET wurde ihm Rahmen dieser Arbeit an den speziellen Aufbau angepaßt. Zur Simulation der hadronischen Schauer stand neben dem bei der H1-Kollaboration verwendeten Programm GHEISHA mit CALOR ein weiteres Programm zur Verfügung. Zunächst wurden mit GHEISHA und CALOR durch Simulationen einer einfachen Geometrie Größen ermittelt, in denen sich die beiden Programme unterscheiden:

- die räumliche Verteilung der Energiedeposition,
- der Anteil der nachweisbaren Energie an der gesamten deponierten Energie,
- die Fluktuationen der nachweisbaren Energie.

Hier konnte gezeigt werden, daß die Unterschiede in der räumlichen Verteilung der Energiedeposition nur gering sind, CALOR jedoch einen deutlich größeren Anteil nachweisbarer Energie mit niedrigeren Fluktuationen simuliert.

Mit beiden Programmen wurden die bei den Testmessungen im Energiebereich von 20 GeV bis 170 GeV vermessenen, durch Pionen ausgelösten Schauer simuliert.

Die zum Vergleich der gemessenen Daten mit den Simulationen notwendige Kalibration wurde von M. Korn [Kor94] durchgeführt. Dabei konnte erstmals das FBH-Kalorimeter mittels gemessener Daten von direkt in das Modul eingeschossenen Elektronen kalibriert werden. Die zur Kalibration notwendigen Simulationen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Dabei wurde die inverse Sampling-Fraction des FBH-Kalorimeters zu $c_{sim}^{FBH} = 25.24 \pm 0.04$ bestimmt.

Der von M. Korn angegebene Wert für die Kalibrationskonstante [Kor94] $c_{exp}^{FBH} = (7.360 \pm 0.03)$ GeV/pC weicht um etwa 8.5 % von dem bisher von der H1-Kollaboration verwendeten ab, der mit Hilfe von Simulationen indirekt aus der gemessenen Kalibrationskonstanten des FBE-Kalorimeters von R. Tamoschat bestimmt wurde [Tam92].

In diesem Zusammenhang wurde in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß die Kalibrationskonstante auch bei indirekter Bestimmung durch Simulation reproduziert wird, wenn in der Simulation die Dicke der Flüssigargonschichten im FBH-

Kalorimeter um ≈ 7 % reduziert wird. Die Dicke der Flüssigargonschichten entspricht dann in etwa dem Designmaß [H1-93a] und nicht dem aus Messungen erhaltenen Wert [Sch94], der von R. Tamoschat verwendet wurde.

Für den Vergleich der gemessenen Daten von Pionen mit den Resultaten der beiden Simulationsprogramme wurde im weiteren die von M. Korn bestimmte Kalibrationskonstante verwendet.

Bezüglich der räumliche Verteilung der Energiedeposition wurde kein signifikanter Unterschied zwischen Simulationen mit GHEISHA bzw. CALOR und den gemessenen Daten gefunden.

Der Vergleich der rekonstruierten Energie zeigte jedoch für Simulationen mit CALOR bei allen Strahlenergien eine deutlich bessere Übereinstimmung mit der gemessenen Energie, als dies für Simulationen mit GHEISHA der Fall war. Während für CALOR die Abweichungen von der aus den Daten rekonstruierten Energie typischerweise zwischen 1 % und 2 % lagen, simulierte GHEISHA systematisch bis zu 12 % zu niedrige Energien.

Für beide Simulationsprogramme und für die Daten wurde die Energieauflösung auf der elektromagnetischen Skala in Abhängigkeit von der Strahlenergie bestimmt. Eine Anpassung der Funktion

$$\sigma/E_{strahl} = \sqrt{A_1^2/E_{strahl} + A_3^2}$$

liefert bei der für das H1-Experiment relevanten Strahlposition die folgenden Ergebnisse:

	A_1 [%$\cdot\sqrt{\mathrm{GeV}}$]	A_3 [%]
Daten	65 ± 1	8.7 ± 0.2
CALOR	63 ± 1	8.5 ± 0.2
GHEISHA	65 ± 2	11.3 ± 0.3

Auch hier zeigt sich die sehr gute Übereinstimmung zwischen den Simulationen mit CALOR und gemessenen Daten.

Da nach Wigmans [Wig87] der Wert für den Parameter A_3 durch das e/h[1]-Verhältnis des Kalorimeters dominiert wird, kann man schließen, daß GHEISHA ein zu hohes e/h-Verhältnis simuliert. Daher wurde das e/h-Verhältnis des Testkalorimeters, und damit das des H1-Kalorimeters, aus den Simulationen mit CALOR ermittelt, und es ergab sich ein Wert von:

$$\frac{e}{h} = 1.38 \pm 0.02$$

[1]In der Literatur wird das e/h-Verhältnis auch als intrinsisches e/π-Verhältnis bezeichnet

Anhang A

Energieerhaltung bei GHEISHA

Wie schon in Kapitel 3 angedeutet, ist bei der Simulation hadronischer Schauer, die durch Protonen ausgelöst werden, die Energieerhaltung bei GHEISHA massiv verletzt. Dies zeigte sich bei den Untersuchungen bezüglich der Aufteilung der deponierten Energie auf die einzelnen Schauerkomponenten. Dazu wurden in dem in Kapitel 3 beschriebenen Eisenblock die Schauer von Protonen verschiedener Energie simuliert. Die Verletzung der Energieerhaltung trat bei GHEISHA am stärksten bei einer Protonenenergie von 1 GeV auf und führte hier sogar zu einem e/π deutlich unterhalb von 1. Da auch in Schauern, die durch andere Primärteilchen ausgelöst werden, Protonen in diesem Energiebereich auftreten, wurde dieses Problem näher untersucht. In Abbildung A.1 ist die Verteilung der nachweisbaren Energie E_{vis} für Simulationen mit GHEISHA und CALOR bei einer Protonenenergie von 1 GeV gezeigt. Bei der Simulation mit CALOR ist das Spektrum zu hohen Energien hin durch solche Ereignisse begrenzt, bei denen die Protonen ihre gesamte Energie durch Ionisation und Anregung verlieren und daher die sichtbare Energie $E_{vis} = 1$ GeV ist. Im Gegensatz dazu überschreitet diese bei der Simulation mit GHEISHA bei mehr als der Hälfte der Ereignisse deutlich die maximal dafür zur Verfügung stehende Energie des primären Protons.

Die Ursache für diesen Effekt ist ein Programmierfehler, der einige Zeit später von D. Bailey gefunden wurde [Bai93]. Bei jeder inelastischen Wechselwirkung eines Protons mit einem Kern des Absorbermaterials wird dabei die Gesamtenergie der produzierten Sekundärteilchen fälschlicherweise um eine zusätzliche Protonmasse erhöht. Die von Bailey vorgeschlagenen Änderungen im Programmtext wurden probehalber vorgenommen. Das Resultat von Simulationen nach der Korrektur ist in Abbildung A.2 aufgetragen. Das Spektrum zeigt jetzt bei GHEISHA die gleiche charakteristische Form wie bei CALOR. Die Energieerhaltung ist offenbar nicht mehr verletzt. Es ergeben sich jedoch bei GHEISHA deutlich stärker ausgeprägte Ausläufer zu niedrigen sichtbaren Energien hin, so daß die mittlere sichtbare Energie niedriger liegt als bei CALOR.

Da auch in jedem durch Pionen ausgelösten Schauer Protonen als Sekundärteilchen entstehen, erwartet man insbesondere bei höheren Energien des primären Pi-

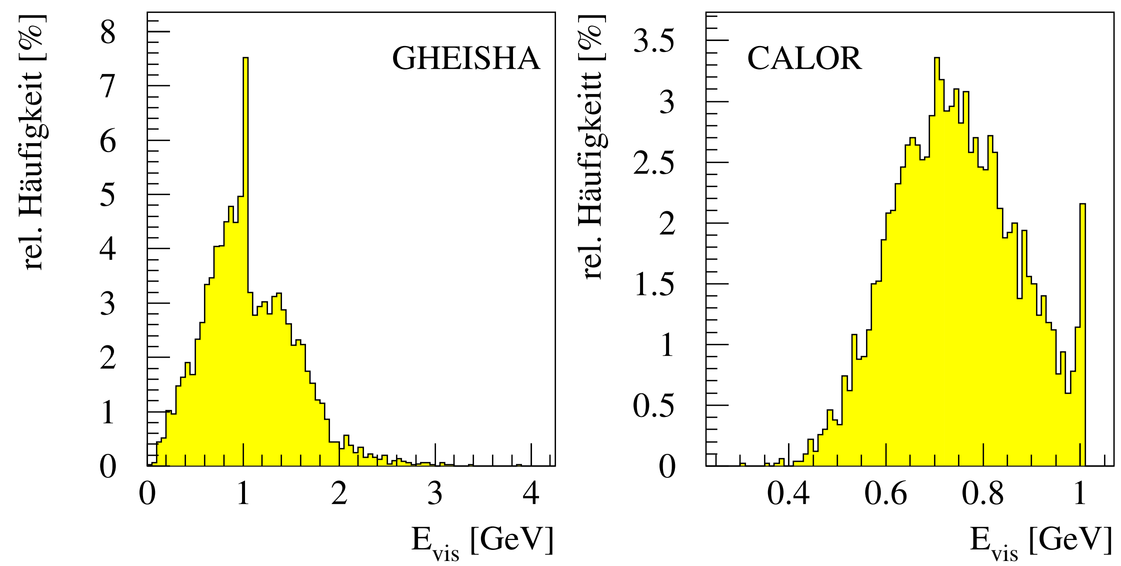

Abbildung A.1: Verteilung der nachweisbaren Energie E_{vis} bei durch 1 GeV Protonen ausgelösten Schauern in einem Eisenblock, Simulation mit GHEISHA und CALOR.

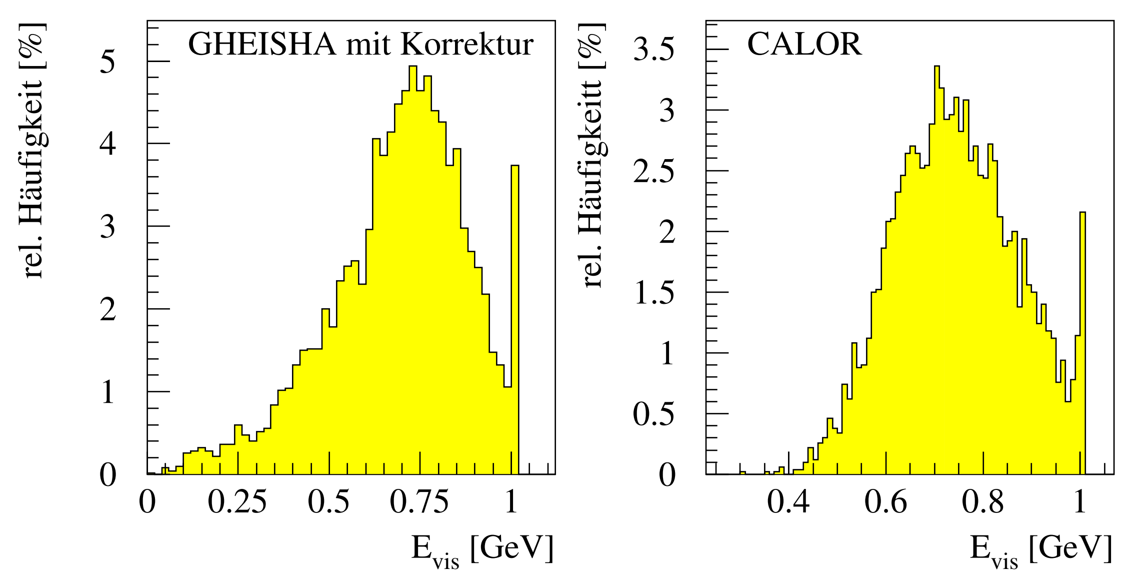

Abbildung A.2: Verteilung der nachweisbaren Energie E_{vis} bei durch 1 GeV Protonen ausgelösten Schauern in einem Eisenblock, Simulation mit korrigiertem GHEISHA und CALOR.

ons Auswirkungen der Korrektur auf die Simulationsergebnisse. Deshalb wurden im Energiebereich von 1 GeV bis 50 GeV Pionschauer in Eisen mit der korrigierten Version von GHEISHA simuliert. Abbildung A.3 zeigt die bei der Simulation erhaltenen Ergebnisse im Vergleich zu den Resultaten der Simulation ohne die Korrektur.

Bei einer Primärenergie des Pions von 1 GeV ist kein Unterschied zwischen der Simulation mit und ohne Korrektur zu erkennen. Offensichtlich reicht hier die Energie des Pions nicht aus, um ein Proton genügend hoher Energie aus einem Kern des Absorbermaterials herauszustoßen, das dann selbst an einer inelastischen Wechselwirkung teilnimmt. Erst bei höheren Energien macht sich der Einfluß der Korrektur auf das Energiespektrum bemerkbar, da immer mehr sekundäre Protonen genügend hoher Energie erzeugt werden können. Bei einer Primärenergie von z. B. 50 GeV wird die sichtbare Energie durch die Korrektur um ≈ 10 % reduziert.

Bei den in dieser Arbeit mit dem Testkalorimeter durchgeführten Simulationen wurde die Korrektur aus den folgenden Gründen jedoch nicht angewendet:

- Ein Vergleich mit in der Vergangenheit durchgeführten Simulationen ist nicht möglich, falls die korrigierte Version verwendet wird,

- die Simulationsergebnisse mit GHEISHA würden noch stärker von den gemessenen Daten abweichen und

- die von Bailey vorgeschlagene Korrektur ist nicht als offizielle Korrektur herausgegeben worden.

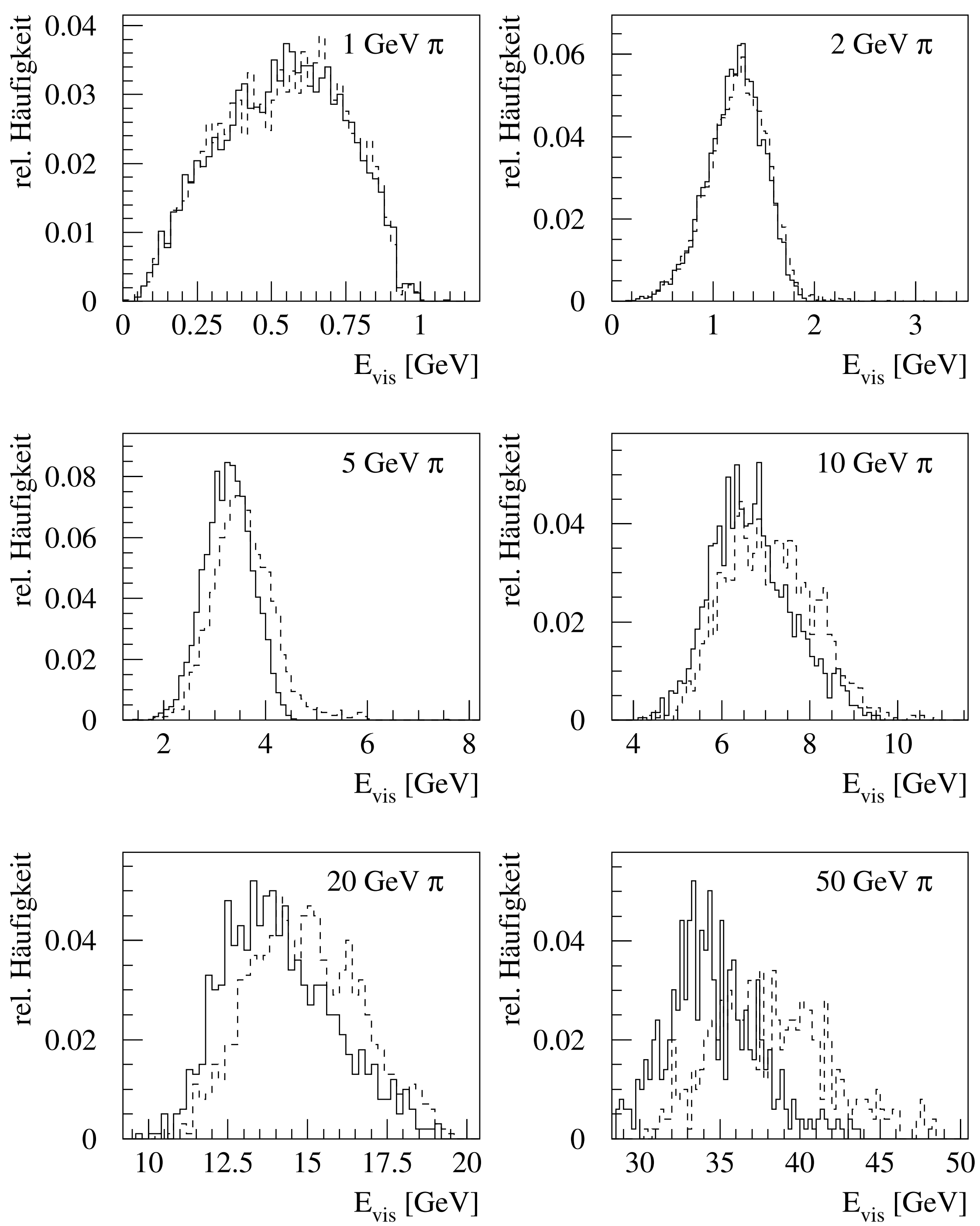

Abbildung A.3: Verteilung der sichtbaren Energie E_{vis} in Pionschauern bei verschiedenen Pionenergien, Simulation mit GHEISHA ohne Korrektur - - - - - - und mit Korrektur ———

Literaturverzeichnis

[Abr81] H. Abramowicz et al., *The Response and Resolution of an Iron-Scintillator Calorimeter for Hadronic and Electromagnetic Showers between 10 GeV and 140 GeV*, Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 429

[Ama81] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scripta 23 (1981) 409

[Bai93] D. Bailey, Mitteilung in der GEANT news group. (1993)

[Bat70] G. Bathow et al., Nucl. Phys. B 20 (1970) 592

[Ber69] H. W. Bertini, *Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment*, Phys. Rev. 188 (1969) 1711

[Bir51] J. B. Birks, *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*, Proc. Phys. Soc. 64 (1951) 874

[Boc81] R. Bock et al., *Parametrization of the longitudinal development of hadronic showers*, Nucl. Instr. Meth. 186 (1981) 533

[Bor87] K. Borras, *Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssigargon-Testkalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987)

[Bra89] W. Braunschweig et al. (H1 Collaboration), *Results from a Test of a Pb-Fe Liquid Argon Calorimeter*, DESY 89-022

[Brü87] H. Brückmann et al., *On the theoretical understanding and calculation of sampling calorimeters*, DESY 87-064

[Bru87] R. Brun et al., *GEANT 3 Manual*,CERN DD/EE/84-1 (1987)

[Cap80] A. Capella, U. Sukhatme, C. I. Tan und J. Tran Thanh Van, *Soft multihadron production from partonic structure and fragmentation functions*, Z. Phys. C3 (1980) 329

[Col90] M. Colombo, *Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[Dre83] A. Drescher et al. *The ARGUS Electron/Photon Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. 216 (1983) 35

[Eng84] J. Engler, *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 525

[Fab85] C. W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54 (1985)

[Fab89] C. W. Fabjan and R. Wigmans, *Energy Measurement of elementary Particles*, Rept. Prog. Phys. 52 (1989) 1519

[Fas93] A. Fassò et. al. *FLUKA 92*, Proceedings of the Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, Santa Fe, USA, 11-15 January 1993

[Fel87] J. Feltesse, *Measurement of Inclusive Differential Cross Sections*, Proceedings of the HERA Workshop 33-57, R. D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)

[Fes85] H. Fesefeldt, *The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications*, PITHA 85/02

[Fli92] M. Flieser, *Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssigargon-Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 3.7 – 170 GeV*, MPI-PhE/92-08 bzw. H1-07/92-231, Diplomarbeit, Technische Universität München (1992)

[Gab85] T. A. Gabriel, *The High Energy Transport Code HETC*, ORNL/TM-9727 (1985)

[Gab90] T. A. Gabriel et. al., *CALOR 89: A Monte Carlo Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems*, ORNL/TM-11185 (1990)

[Gre90] H. Greif, *Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten*, MPI-PAE/Exp.El. 229 (1990) (Dissertation Technische Universität München)

[H1-93a] H1 Calorimeter Group, *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instr. Meth. A 336 (1993) 460-498

[H1-93b] H1-Kollaboration, Softwarepaket ARCET zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen in den Aufbauten am H6-Strahl des CERN SPS

[H1-93c] H1-Kollaboration, Softwarepaket H1SIM zur Simulation von Teilchenwechselwirkungen im H1-Detektor

[H1-93d] H1 Kollaboration, *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103 (1993)

[H6-81] *Beam H6* SPS/EBP/PC, CERN (1981)

[Har93] P. Hartz, *Kalibration eines Blei-Flüssigargon-Kalorimeters mit Elektronen für das H1-Experiment*, Dissertation, Univerität Dortmund (1993)

[Hei27] W. Heisenberg, *Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik*, Z. Phys. 43 (1927) 172

[Hof56] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[Hüt94] M. Hütte, *Nachweis elektromagnetischer Schauer in einem Flüssigargon-Kalorimeter: Vergleich von Meßdaten mit Modellrechnungen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

[Joh88] J. O. Johnson, T. A. Gabriel, *A User's Guide to MICAP: A Monte Carlo Ionization Chamber Analysis Package*, ORNL/TM-10340, January 1988

[Kor94] M. Korn, *Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1*, Dissertation, Universität Dortmund (1994)

[Kur91] J. Kurzhöfer, *Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

[Len89] U. Lenhardt, *Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssigargon-Kalorimeter des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)

[Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag Berlin (1987)

[Loc92] P. Loch, *Kalibration des H1-Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[Lon75] E. Longo und I. Sestili, *Monte Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nucl. Instr. Meth. 128 (1975) 283

[Mol47] G. Molière, *Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z. Naturforsch. 3a (1948) 78

[Nel85] W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, *The EGS4 Code System*, SLAC-report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)

[Par90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physical Letters B 239, April 1990

[Pro80] Yu. D. Prokoshkin, *Proc. Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors*, Les Diablerets, 1979, U. Amaldi, ed. CERN, Geneva (1980), p. 405

[Pro87] *Proceedings of the HERA Workshop October 12-14,1987*, R. D. Peccei (Herausgeber), DESY 1987

[Pro91] *Proceedings of the Workshop Physics at HERA, October 1991*, ed. W. Buchmüller and G. Ingelmann, DESY 1992

[Rit80] S. Ritter und J. Ranft, *Simulation of quark jet fragmentation into mesons and baryons on the basis of a chain decay model*, Acta Phys. Pol. B11 (1980) 259

[Ros64] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice Hall, New York (1964)

[Rut11] E. Rutherford, *The scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Phil. Mag. 21 (1911) 669

[Sal69] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Nobelsymposium No. 8, Wiley, New York (1969)

[Sch94] P. Schacht, private Mitteilung

[Seg65] E. Segrè, *Nuclei and Particles*, Benjamin, New York (1965)

[Ste52] R. M. Sternheimer, *The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. 88 (1952) 851

[Ste84] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Seltzer, *Density Effect for the Ionisation Loss of charged Particles in various Substances*, At. Data Nucl. Data Tabl. 30 (1984) 261

[Tam92] R. Tamoschat *Untersuchungen zum Photon- und Elektronnachweis mit dem H1-Detektor unter Berücksichtigung des Magnetfeldes*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1992)

[Weg89] D. Wegener, *Hadronkalorimeter — Entwicklung und Anwendungen*, Phys. Bl. 45 (1989) 358

[Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264

[Wig87] R. Wigmans, *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389

[Zei93] C. Zeitnitz, T. A. Gabriel, *The GEANT-CALOR interface*, Int. Conference on Monte Carlo Simulation in High Energy Physics and Nuclear Physics, Februar 1993, Tallahassee Florida

[Zeu90] ZEUS Collaboration, *Test of the ZEUS Forward Calorimeter Prototype*, Nucl. Instr. Meth. A 289 (1990) 115-138

Danksagung

Mein Dank gebührt all denen, die zum Enstehen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere möchte ich mich bedanken bei

- Prof. Dr. D. Wegener für die interessante Aufgabenstellung und seine hilfreiche und motivierende Betreuung,
- Prof. Dr. H. Kolanoski für das Interesse an dieser Arbeit und seine Bereitschaft zum Korreferat,
- M. Korn und M. Hütte für die gute Zusammenarbeit in der Gruppe und unzählige angeregte Diskussionen,
- U. Obrock für die Korrektur einiger Kapitel dieser Arbeit,
- allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis und die angenehme Arbeitsatmosphäre,

  dabei insbesondere Dr. K. Wacker für seine erfolgreichen Bemühungen, einen störungsfreien Betrieb der HEP-Rechner zu gewährleisten,
- Dr. P. Verrecchia für die umfassende Unterstützung bei der Anpassung des Programms ARCET,
- Dr. C. Zeitnitz für die frühzeitige Bereitstellung der in GEANT verwendbaren CALOR-Version und sein allzeit offenes Ohr für diesbezügliche Fragen.

Ganz besonders danke ich an dieser Stelle Barbara, ohne deren Geduld und Unterstützung diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.