

PITHA 94/16

März 1994

Studien zur Energierekonstruktion
in nicht-sensitiven Bereichen des
H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters

Guido Robers

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen
52056 Aachen, Germany

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Studien zur Energierekonstruktion in nicht-sensitiven Bereichen des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters

von
Guido Robers

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im November 1993

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B
(Prof. Dr. G. Flügge)

Abstract

The possibilities to correct for energy losses in cracks of the H1 liquid argon calorimeter are analysed. After a summary of the existing correction procedures for electrons and hadrons in the standard H1 reconstruction chain, energy losses especially of electrons in the electromagnetic calorimeter are studied.

For this purpose Monte Carlo events are analysed. The lateral shower profile and the influence of the calorimeter segmentation is examined. An algorithm based on the lateral shower profile is introduced and its possibility to correct for losses is tested.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen der Kalorimetrie	3
2.1 Elektromagnetische Schauer	3
2.2 Hadronische Schauer	5
2.3 Ein einfaches Modell einer elektromagnetischen Kaskade	7
2.3.1 Longitudinale Schauerentwicklung	8
2.3.2 Laterale Schauerentwicklung	9
2.4 Bauarten von Kalorimetern	11
2.5 Energieauflösung	12
3. Das H1-Experiment	13
3.1 Der H1-Detektor	13
3.2 Das LAr-Kalorimeter	15
3.2.1 Aufbau des Kalorimeters	16
3.2.2 Die Randbereiche des Kalorimeters	20
4. Simulation und Rekonstruktion	23
4.1 Simulation des H1-Detektors	23
4.2 Rekonstruktion am H1-Experiment	27
4.2.1 Von Ladung zur Energie	27
4.2.2 „Clustering“	28
4.3 Korrektur auf Basis von Zellinformationen	29
4.3.1 Prinzip	29
4.3.2 Effizienz	31

5. Untersuchungen zum transversalen Schauerprofil	34
5.1 Einfluß der Kalorimetergranularität	34
5.2 Laterale Profile in der Simulation	37
5.3 Der Einfluß des toten Materials	41
5.3.1 Die Auswirkungen auf die Energiedeposition	41
5.3.2 Crackübergreifende Schauerprofile	43
6. Korrektur auf Basis des transversalen Schauerprofils	48
6.1 Das Korrekturverfahren	48
6.2 Die Ergebnisse der Korrektur	49
6.3 Das „Verhalten“ der Anpassung	51
6.4 Der Deus absconditus der Schauerentwicklung	52
6.4.1 Einfluß des Materials „in front“	53
6.4.2 Einfluß des Magnetfeldes	55
7. Zusammenfassung	57
Abbildungsverzeichnis	58
Tabellenverzeichnis	60
Literaturverzeichnis	61

1. Einleitung

Der H1-Detektor ist einer von zwei Detektoren an der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. HERA wurde 1992 in Betrieb genommen und ist weltweit der erste Elektron-Proton-Speicherring. Es werden Elektronen mit einem Impuls von 30 GeV und Protonen mit 820 GeV bei einer Schwerpunktenenergie von 314 GeV zur Kollision gebracht. Mit HERA können Viererimpulsüberträge (Q^2) bis zu $4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ erreicht und Untersuchungen bei kleiner Bjorken-Skalenvariable ($x \sim 10^{-4}$) durchgeführt werden. Die Bjorken-Skalenvariable kann im Rahmen des Quark-Parton-Modells als der Impulsbruchteil des getroffenen Quarks im einlaufenden Proton interpretiert werden. In diesem, durch bisherige Fixed-Target-Experimente noch nicht erfaßten, kinematischen Bereich bietet sich ein breites physikalisches Aufgabenfeld, unter anderem:

- ◇ Messung der Strukturfunktion des Protons durch tiefinelastische Streuung,
- ◇ Test des Standardmodells,
- ◇ Untersuchungen der Leptonen und Quarks auf Substrukturen,
- ◇ Suche nach neuen exotischen Teilchen mit Massen bis $\sim 300 \text{ GeV}$,
- ◇ Physik schwerer Quarks.

Bei tiefinelastischen Streuprozessen ist die Auflösung der wichtigsten kinematischen Variablen durch den Fehler bei der Energiebestimmung des Elektrons und, bei kleinem Streuwinkel, durch die Unsicherheit bei der Winkelmessung beschränkt [9]. Außerdem ist die Ereignisrate bei hohem Q^2 gering; es ist also eine auf lange Zeit stabile Energiemessung nötig.

Im gleichen Maße bedeutend ist die sichere Identifikation der entstandenen Teilchen. Dies geschieht über ihre charakteristischen Eigenschaften, wie Impuls, Ladung und Masse.

Um all diesen Anforderungen gerecht zu werden, besteht der H1-Detektor aus einer Vielzahl von Komponenten, die für eine spezielle Aufgabe entwickelt und

optimiert sind, z.B. Driftkammern zur Impulsmessung und Kalorimeter zur Energiemessung.

Die Detektoren müssen auch, um eine vollständige Erfassung der gestreuten Teilchen zu gewähren, den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt umfassen.

Allerdings entstehen durch die Grenzflächen zwischen den einzelnen Detektorelementen und durch die Konstruktion der einzelnen Komponenten selbst Zwischenräume, in denen eine Signalaufnahme nicht stattfinden kann: die *nicht-sensitiven Bereiche*, oft auch als „*Totes Material*“ bezeichnet. Trotz der Optimierung beim Entwurf des H1-Detektors sind diese nicht-sensitiven Bereiche, allein durch mechanische Vorgaben, nicht vermeidbar. So besteht z.B. 2,6 % des Volumens des in dieser Arbeit betrachteten Kalorimeterrings aus totem Material.

Die Untersuchung des Einflusses dieser Bereiche auf die Energiedeposition in einem speziellen Teil des Kalorimeters des H1-Detektors ist Ziel dieser Arbeit.

Nach einer kurzen Einführung in die Physik der kalorimetrischen Energiemessung in der Elementarteilchenphysik (Kapitel 2), wird im Kapitel 3.1 der Aufbau des Detektors und besonders seiner Kalorimeter beschrieben. Hier werden auch die konstruktiven Maßnahmen zur Reduzierung des toten Materials in und vor den Kalorimetern dargestellt.

Eine Übersicht über die zur Analyse benutzten Programme und die zur Zeit im H1-Experiment verwendeten Korrekturen auf Energieverluste in nicht-sensitiven Bereichen schließt sich in Kapitel 4 an.

Um eine Beschreibung der Energiedeposition zu erreichen, wird in Kapitel 5 ein Konzept zur Parametrisierung des transversalen Schauerprofils unter Berücksichtigung der Segmentierung des Kalorimeters vorgestellt, und im folgenden an Hand von Monte-Carlo Simulationen studiert. Eine Korrektur auf Basis der eingeführten Beschreibung wird in Kapitel 6 getestet. In diesem Kapitel wird auch auf den Einfluß der Kalorimetergeometrie und des Magnetfeldes auf diese Schauerprofile eingegangen.

2. Grundlagen der Kalorimetrie

In der Hochenergiephysik werden Instrumente, mit denen die Energie von Teilchen durch ihre Absorption bestimmt wird, in Anlehnung an die Wärmelehre als Kalorimeter bezeichnet. Dabei handelt es sich im weitesten Sinne um einen instrumentierten Materieblock, dessen Signal proportional zur Energie des ihn durchquerenden Teilchens ist. Es wird nicht die durch das Teilchen deponierte Wärmemenge gemessen, sondern z.B. die Anregungs- und Ionisationsenergie, die das primär einfallende Teilchen im sensitiven Bereich des Detektors deponiert. Bei diesen Prozessen entsteht eine Kaskade neuer niederenergetischer Teilchen, ein sog. Teilchenschauer. Diese werden nach der Art der sie erzeugenden Teilchen in elektromagnetische und hadronische eingeteilt.

Neben der Energiemessung kann auch, bei geeigneter Segmentierung, eine Aussage über den Ort und — durch den Vergleich der Signalformen — eine Teilchenidentifikation erfolgen. Ist das Kalorimeter wie im H1-Detektor hermetisch abgeschlossen, d.h. alle entstehenden Teilchen werden im Kalorimeter gestoppt, so können über die Energiemessung auch Aussagen über nicht direkt nachweisbare Teilchen, wie Neutrinos, gemacht werden.

Da in dieser Arbeit hauptsächlich das elektromagnetische Kalorimeter des H1-Detektors betrachtet wird, wird auf die hadronischen Schauer und ihre zahlreichen, durch die starke Wechselwirkung bedingten Prozesse, nur kurz eingegangen.

2.1 Elektromagnetische Schauer

Zur Entstehung eines elektromagnetischen Schauers tragen hauptsächlich Elektronen, Positronen und Photonen bei. Oberhalb 1 GeV verlieren diese ihre Energie weitgehend über Bremsstrahlung bzw. Paarproduktion. Mit diesen Prozessen entstehen, im Gegensatz zum Energieverlust durch Ionisation, neue sekundäre Teilchen, die auf die gleiche Weise wechselwirken. Es findet also eine Vervielfältigung der am Schauer beteiligten Teilchen statt, es entsteht eine Kaskade (vgl. Abbildung 2.1).

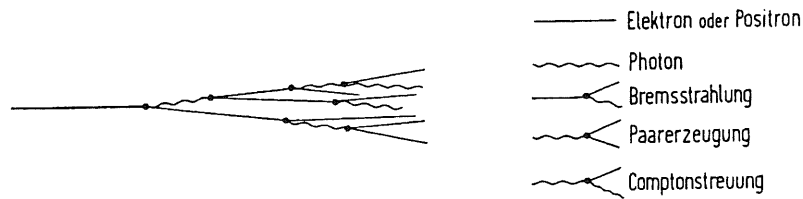


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Entwicklung eines elektromagnetischen Teilchenschauers.

Unterschreiten die an dieser Kaskade beteiligten Teilchen die Energieschwelle (kritische Energie ϵ), an der die Wirkungsquerschnitte für Strahlungs- und Ionisationsverluste identisch sind, so setzt die Teilchenmultiplikation aus. Der Schauer klingt ab.

Die kritische Energie lässt sich mit der Kernladungszahl Z des betreffenden Materials ausdrücken als [5]:

$$\epsilon \approx 800 \text{ MeV} / (Z + 1,2)$$

Die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen, mit der Masse m_0 und Energie E im Coulombfeld eines Kernes abgebremst zu werden und Energie durch Emission eines Photons abzugeben, ist proportional zu $(E/m_0c^2)^4$, also für schwere Teilchen unterdrückt.

Der Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung kann mit der Einführung der materialunabhängigen Strahlungslänge X_0 als

$$\frac{1}{X_0} \equiv \frac{4\alpha\rho N_A Z^2 r_e^2}{A} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (2.1)$$

wobei α Feinstrukturkonstante r_e klassischer Elektronenradius
 Z Kernladungszahl A Atomgewicht
 ρ Dichte N_A Avogadro'sche Zahl

in einer einfachen Form parametrisiert werden [19]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems.}} = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

Die Strahlungslänge ist also die mittlere Weglänge, in der ein hochenergetisches Elektron auf $1/e$ seiner Energie abgebremst wird.

Analog ist für Photonen die freie Weglänge X_γ definiert: Innerhalb dieser Strecke konvertieren aus einem Ensemble identischer Photonen 63 %¹ in ein e^+e^- -Paar.

¹Dies entspricht $1 - 1/e$.

Es gilt:

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (2.3)$$

Paarbildung durch hochenergetische Photonen — ihre Energie muß größer als $2m_e c^2$ sein — kann wegen der Viererimpulserhaltung nur in der Nähe eines Atomkernes stattfinden.

Außerdem müssen noch folgende Prozesse bei der Bildung eines elektromagnetischen Schauers berücksichtigt werden [23]:

◇ für Elektronen und Positronen:

Vielfachstreuung: Ablenkung eines geladenen Teilchens durch Rutherfordstreuung an Kernen und Elektronen der Atome; der Beitrag dieser Streuung steigt mit wachsender Kernladungszahl.

Møllerstreuung : Elektron–Elektron–Streuung

Bhabhastreuung : Elektron–Positron–Streuung

Annihilation : $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$

◇ für Photonen:

Photoeffekt : Absorption eines Photons von einem (gebundenen) Elektron, wobei dieses „herausgeschlagen“ wird.

Comptoneffekt: Streuung eines Photons an einem Elektron.

2.2 Hadronische Schauer

Kaskaden, die von stark wechselwirkenden Teilchen, den sog. Hadronen, initiiert werden, erreichen eine große Komplexität. Zwar entstehen, wie bei einem von Elektronen oder Photonen induzierten elektromagnetischen Schauer, auch niederenergetische Teilchen, allerdings wird ca. die Hälfte der Energie von einigen wenigen hochenergetischen Partikeln getragen.

Durch die starke Wechselwirkung des einfallenden Hadrons werden zu Beginn des Schauers hauptsächlich Pionen (zu einem Drittel neutrale Pionen π^0) und Nukleonen erzeugt. Bedingt durch die kurze Lebensdauer ($\sim 8 \cdot 10^{-17}$ s) der π^0 und ihren fast vollständigen Zerfall (zu 99%) in zwei Photonen, entsteht eine schnelle elektromagnetische Komponente in der hadronischen Kaskade.²

²Teilchen- und Materialeigenschaften sind entnommen aus [24].

Die beim Zerfall der π^\pm entstehenden Myonen und Neutrinos erzeugen durch ihre äußerst geringe Wechselwirkung einen kaum zu detektierenden Energieverlust. Überdies führen die statistischen Schwankungen der am Schauer beteiligten Pionen zu starken, von der Primärenergie unabhängigen, Fluktuationen (π^0 -Fluktuationen).

Die sekundär erzeugten Hadronen gehen auf Grund ihrer geringen Energie hauptsächlich inelastische Wechselwirkungen ein. Diese tragen größtenteils nicht zur Ladungsantwort des Kalorimeters bei, so z.B. inelastische Stöße mit Kernen des Absorbermaterials, die zur Anregung der Kerne, teilweise auch zu deren Spaltung führen. Die hieraus entstehenden niederenergetischen Photonen und Kernfragmente besitzen eine so kurze Reichweite, daß sie in den Absorberplatten eines Sampling-Kalorimeters (vgl. Kapitel 2.4) nahezu ihre gesamte Energie deponieren, und so zu keinem Signal im sensitiven Bereich des Kalorimeters führen.

Im einzelnen gibt es für ein in das Kalorimeter eindringendes Hadron eine Vielzahl von Möglichkeiten, seine Energie zu verlieren. Allein der Gesamtwirkungsquerschnitt derjenigen Reaktionen, die in das „Aufplatzen“ eines Kernes münden (Spallationsprozesse), wird aus ungefähr 300 verschiedenen Reaktionen — mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit ($> 0,1\%$ bis maximal 2%) beitragend — gebildet [29]. Hinzu kommen noch nichtionisierende Partikel wie Neutronen von wenigen MeV aus der Kernverdampfung, deren Energiedeposition weitgehend durch Kollision geschieht.

Diese Effekte führen bei gleichbleibender Primärenergie des einfallenden Hadrons zu großen Unterschieden in der räumlichen Verteilung und dem sichtbaren Anteil der Energie, wodurch das Zusammenfassen in Cluster erschwert wird (vgl. Kapitel 4.2.2).

Zur Beschreibung von hadronischen Schauern dient die Kernabsorptionslänge λ_I , welche die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Neutronen zwischen zwei inelastischen Wechselwirkungen angibt. Ihre Bedeutung in der Skalierung des longitudinalen und transversalen Schauerprofils entspricht der Strahlungslänge X_0 bei elektromagnetischen Schauern. Sie ist typischerweise viel größer als die Strahlungslänge, was die (im Vergleich zu elektromagnetischen) großen hadronischen Kalorimeter erzwingt. Es gilt z.B. für Eisen: $\lambda_I = 131,9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ im Vergleich zu $X_0 = 13,84 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

Bedingt durch die Vielfalt und Statistik der beteiligten Prozesse ist eine Modellbeschreibung hadronischer Schauer sehr schwierig, so daß Monte-Carlo Simulationen die Grundlage für ihr Studium sind. Diese sind für das Verständnis der Energiedeposition und somit für die Kalibration der hadronischen Kalorimeter des H1-Detektors besonders wichtig. Die Signale von Hadronen sind, bedingt durch die zahlreichen Prozesse, die in einer „unsichtbaren“ bzw. keiner Energiedeposition resultieren, um 30% kleiner als die von Elektronen gleicher Energie [18].

2.3 Ein einfaches Modell einer elektromagnetischen Kaskade

Da die beiden Kenngrößen X_γ und X_0 für die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers nahezu übereinstimmen, kann leicht ein sehr einfaches Modell eines elektromagnetischen Schauers geschaffen werden [25].

Jedes Elektron mit einer Energie $E_e > \epsilon$ wird innerhalb einer Strahlungslänge ein Bremsquant mit der Energie $E_\gamma = E_e/2$ emittieren und genauso konvertiert jedes Photon mit E_γ in ein e^+e^- -Paar mit $E_{e^+} = E_{e^-} = E_\gamma/2$.

Nach n dieser Schritte, gleichbedeutend mit n Strahlungslängen, besteht also der Schauer, unabhängig davon ob er elektron- oder photoninduziert ist, aus 2^n Teilchen, die eine mittlere Energie von $E = E_0/2^n$ besitzen. Unter der Annahme, daß Energieabgabe für $E > \epsilon$ nur mittels Bremsstrahlung oder Paarerzeugung und für $E < \epsilon$ nur durch Ionisation, bei der die Teilchenvervielfältigung aussetzt, stattfindet, ergibt sich für die Lage t_{\max} des Schauermaximums bei $E = \epsilon$ in Einheiten der Strahlungslänge:

$$t_{\max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon)}{\ln 2}$$

und für die Anzahl der dann am Schauer beteiligten Teilchen:

$$N_{\max} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (2.4)$$

Weiterhin interessiert auch die Länge L eines Schauers, die dem Wegintegral über die einzelnen Teilchenspuren entspricht, das man näherungsweise ausdrücken kann als:

$$\begin{aligned} L &= \frac{2}{3}X_0 \sum_{i=1}^{t_{\max}} 2^i + \frac{2}{3}sN_{\max} \\ &\approx \left(\frac{4}{3}X_0 + \frac{2}{3}s\right) \frac{E_0}{\epsilon} \end{aligned}$$

Hierbei ist s die Strecke, die bis auf die Energie ϵ abgebremste Schauerteilchen im Schnitt zurücklegen, bevor sie vollständig absorbiert werden.

Die Schauerlänge ist somit proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens. Der Proportionalitätsfaktor hängt davon ab, ob die Teilchen auf dem Weg der Abbremsung von der kritischen Energie bis zum endgültigen Abstoppen nachgewiesen werden können. Dies ist meistens nicht der Fall, da Teilchen einer Kaskade unterhalb einer bestimmten Abschneideenergie E_c kein Signal mehr erzeugen.

Wird dieser Effekt berücksichtigt, so ergibt sich [1, 5] für die detektierbare Wegstrecke L_D :

$$L_D = F(\eta) X_0 \frac{E_0}{\epsilon} \quad \text{mit} \quad F(\eta) = e^\eta \left(1 + \eta \ln \frac{\eta}{1,526} \right) \quad (2.5)$$

$$\eta = 4,58 \frac{ZE_c}{A\epsilon}$$

2.3.1 Longitudinale Schauerentwicklung

Eine Analyse longitudinaler Schauerprofile auf Basis von Monte-Carlo Simulationen photoninduzierter Schauer führt zu [22]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \left(\frac{(bt)^{(a-1)} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \right) \quad (2.6)$$

wobei t die Schauertiefe in Einheiten von X_0 ist und a bzw. b die an die Daten oder die Simulation angepaßten Parameter sind. Diese Parametrisierung ist durch eine Vielzahl von Untersuchungen bestätigt worden [5, 14], ein Beispiel zeigt Abbildung 2.2.

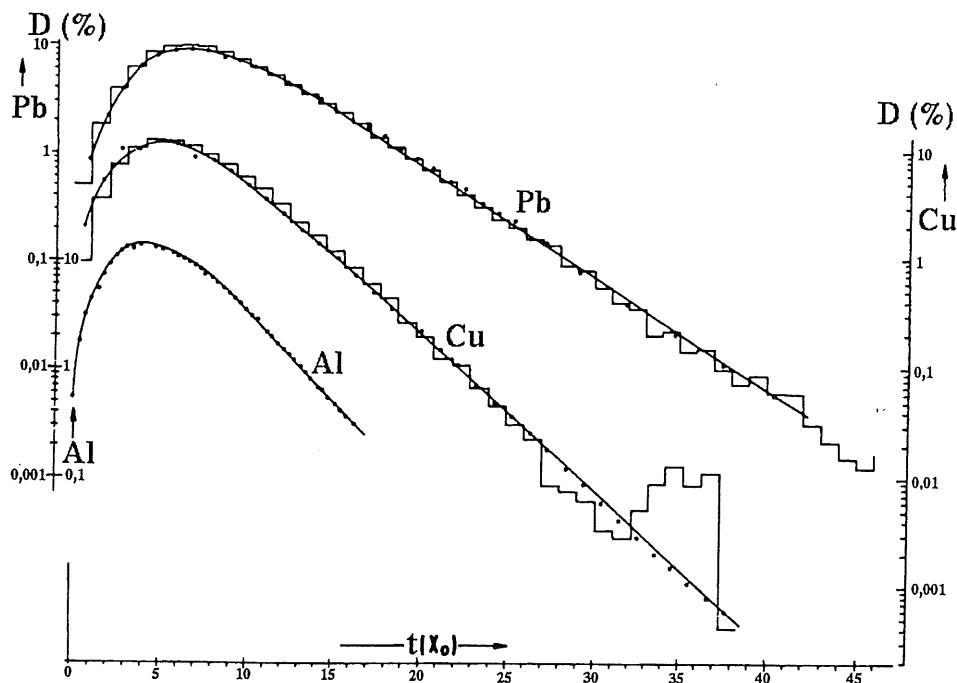


Abbildung 2.2: Longitudinale Verteilung des Energieverlustes $D = \frac{dE/dt}{E_0}$ mit $t = x/X_0$ und $E_0 = 6 \text{ GeV}$ (Energie des einfallenden Elektrons) für verschiedene Materialien: Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm) [3].

Für die Lage des Maximums ergibt sich $t_{\max}(X_0) = \ln(E_0/\epsilon) + C$, wobei für photoninduzierte Schauer $C = C_\gamma = +0,5$ gilt. Wird der Schauer dagegen durch ein Elektron initiiert, so ist $C = C_e = -0,5$ [24].

Mit steigender Kernladungszahl Z sinkt die kritische Energie im betreffenden Material und somit setzt die Teilchenvervielfachung erst bei niedrigeren Energien aus; das Schauermaximum liegt also tiefer im Schauerzähler. Nach dem Maximum klingt die Energie und Anzahl der sekundären Partikel nahezu exponentiell ab und es gilt für die Schauertiefe $t_{95\%}$, an der 95 % des Schauers „im Kalorimeter liegen“ [14]:

$$t_{95\%} \approx t_{\max} + 0,08Z + 9,6$$

Die longitudinale Schauerausdehnung wächst somit nur logarithmisch mit der Energie, selbst bei großen Energien können so durch geeignete Wahl des Materials kompakte Schauerzähler gebaut werden.

2.3.2 Laterale Schauerentwicklung

Bestimmender Faktor für die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers sind Streuvorgänge der sekundären Teilchen unter großen Winkeln.

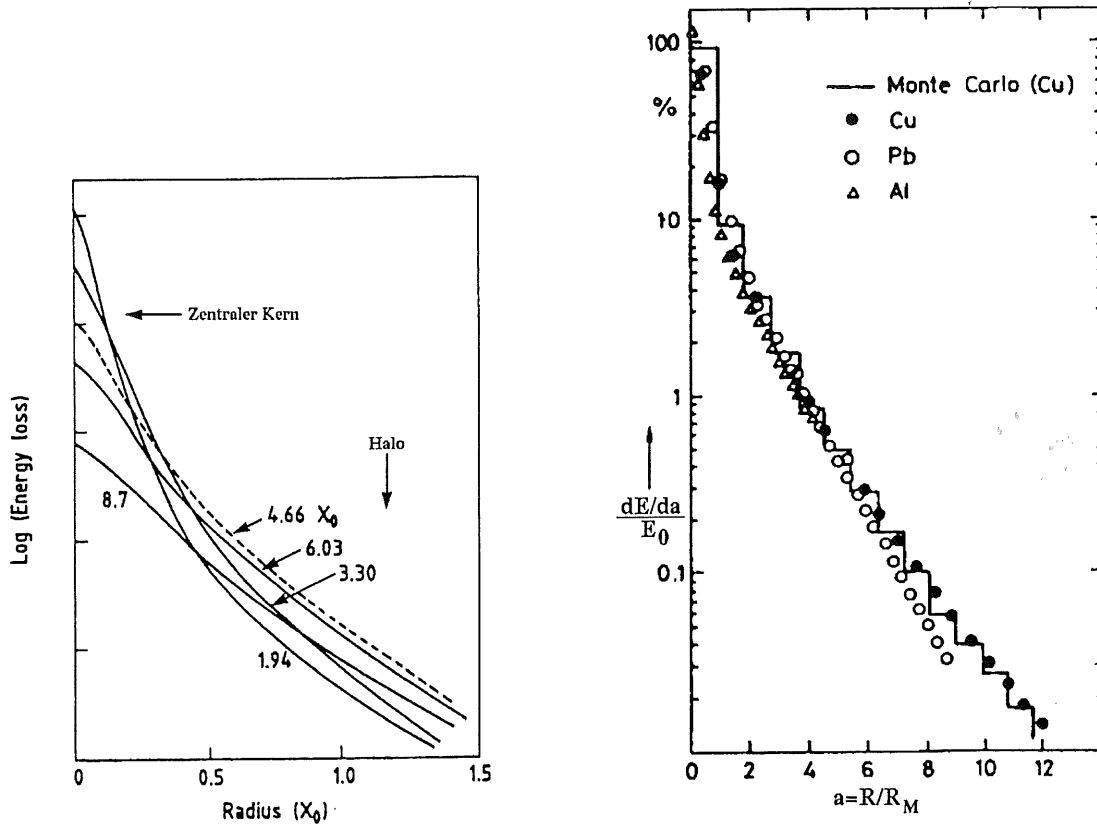
Im ersten, hochenergetischen Teil des Schauers ist die Aufweitung gering und hauptsächlich bedingt durch Bremsstrahlungsprozesse; der Schauer zeigt einen ausgeprägten zentralen Kern umrandet von einem Halo (vgl. Abbildung 2.3(a)).

Mit wachsender Tiefe und abnehmender Energie verliert die Bremsstrahlung an Bedeutung und der Beitrag der Vielfachstreuung wächst an. Diese elastische Streuung der Elektronen an Atomkernen führt bei niedrigen Energien zu starken Richtungsänderungen ohne Energieverlust. Die resultierende graduelle Aufweitung ist gut erkennbar.

Um das transversale Schauerprofil materialunabhängig zu beschreiben, kann der Molière-Radius ρ_M eingeführt werden [24]:

$$\rho_M \equiv m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi X_0}{\alpha \epsilon}} \approx \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} X_0$$

Dieser beschreibt die laterale Ausdehnung in Bezug auf die Schauerachse für Elektronen mit der kritischen Energie ϵ , während sie eine Strahlungslänge an Material durchqueren [13]. Näherungsweise wird 90 % der Energie des Primärteilchens in einem Zylinder mit einem Radius von $1 \cdot \rho_M$ deponiert und weitere 8 % innerhalb der nächsten zwei ρ_M (vgl. Abbildung 2.3(b)). Der Molière-Radius ist also ein Maß für die maximal erreichbare laterale Auflösung in einem sehr fein granulierten Kalorimeter.



(a) Das radiale Schauerprofil für Elektronen mit einer Energie von 1 GeV in Aluminium für verschiedene Schauer-tiefen [13].

(b) Die transversale Energiedeposition $\frac{dE/da}{E_0}$ mit $a = R/\rho_M$ normiert auf die Energie des einfallenden Elektrons ($E_0 = 6 \text{ GeV}$) für verschiedene Materialien [3].

Abbildung 2.3: Beispiele für transversale Schauerprofile.

Die transversale Energiedeposition kann im einfachsten Fall durch eine Exponentialfunktion angenähert werden [2]:

$$\frac{dE}{dR} = a e^{-\frac{|R|}{\chi}}$$

Hierbei ist R der radiale Abstand vom Eintrittspunkt des Teilchens in das Kalorimeter und χ ein von dem Aufbau des Kalorimeters abhängiger Parameter, in den z.B. der Molière-Radius eingeht. Werden zwei Exponentialfunktionen eingeführt — eine zur Beschreibung des zentralen Kerns und die andere, um den Halo des Schauerprofils zu erfassen — so folgt:

$$\frac{dE}{dR} = a_1 e^{-\frac{|R|}{\chi_1}} + a_2 e^{-\frac{|R|}{\chi_2}}$$

2.4 Bauarten von Kalorimetern

Die verschiedenen Schauerzähler können danach unterschieden werden, ob das aktive, zur Signalauslese dienende Material mit dem Absorber identisch ist (bei sog. homogenen Kalorimetern), oder ob sich Schichten aus passivem Absorbermaterial mit aktiven Schichten abwechseln (Sandwich- oder Sampling-Kalorimeter).

Homogene Kalorimeter

Diese reagieren auf Szintillationslicht oder Čerenkovphotonen. Es werden also optisch durchlässige Materialien mit zur Messung angekoppelten schnellen lichtempfindlichen Detektoren verwendet. Typisch für Szintillatoren sind Kristalle aus Natrium-Jodid (NaJ) und Wismut-Germanium-Oxid (BGO), die den Vorteil einer hohen Kernladungszahl besitzen. Um eine gute Energiebestimmung zu erreichen, muß jede entstehende Kaskade möglichst ganz vom Kalorimeter erfasst werden. Hier liegt, neben seiner Strahlungshärte, ein Vorteil von BGO. Durch seine geringe Strahlungslänge von 1,1 cm ermöglicht es eine sehr kompakte Bauweise. NaJ und das für Čerenkov-Licht häufig eingesetzte Bleiglas erzwingen dagegen durch größere X_0 auch größere Kalorimeter. Nachteilig erweist sich auch die durch Alterungsprozesse (Strahlungsschäden an den Kristallen) sehr häufig durchzuführende Kalibration.

Ein Vorteil homogen aufgebauter Schauerzähler ist die gute, nur durch statistische Prozesse beeinträchtigte, Energieauflösung, z.B. erreicht das Bleiglaskalorimeter der OPAL-Kollaboration eine Genauigkeit von $5\%/\sqrt{E}$ [24].

Sampling-Kalorimeter

In einem Sandwich-Kalorimeter wechseln sich Schichten aus einem Absorber mit hoher Dichte und einem Nachweismedium ab. Durch geeignete Wahl des absorbierenden Materials (z.B. Blei, $X_0 = 0,6$ cm) können sehr kompakte Kalorimeter entworfen werden. Außerdem lassen sich Schauerzähler dieser Art für spezielle Anforderungen, wie Ortsauflösung oder bezüglich der Antwortzeit, optimieren.

Im Gegensatz zu den homogenen Kalorimetern wird nicht der gesamte elektromagnetische Schauer „gemessen“, sondern auf Stichprobenbasis analysiert, also „gesampelt“. Es ist nur der Anteil an Energie (die sog. Sampling-Fraction, $R_{\text{Sampl.}}$) sichtbar, der in dem aktiven Nachweismedium deponiert wird (E_{aktiv}), nicht jedoch der im Absorbermaterial deponierte Anteil (E_{inaktiv}). Die Sampling-Fraction ist von der Teilchenart abhängig:

$$R_{\text{Sampl.}} = \frac{E_{\text{aktiv}}}{E_{\text{aktiv}} + E_{\text{inaktiv}}}$$

Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten die deponierte sichtbare Energie zu messen: Szintillationszähler oder, wie im H1-Detektor, Ionisationskammern.

2.5 Energieauflösung

Nimmt man ein ideales, unendlich großes und *homogenes* Kalorimeter an, so resultiert die einzige Beschränkung der Energieauflösung aus der Statistik der am Schauer beteiligten Teilchen. Da es sich hierbei um Zählen nichtkorrelierter Prozesse handelt, folgt für die ideale Auflösung:

$$\frac{\sigma}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{\max}}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (\text{vgl. Gleichung 2.4})$$

Bei Sandwich-Kalorimetern kommen auf Grund der stichprobenartigen Messung noch die statistischen Schwankungen der die N aktiven Lagen durchquerenden Teilchen hinzu: $\frac{\sigma_{\text{Sampl.}}}{E} = 1/\sqrt{N}$. Die Anzahl N ergibt sich aus der detektierbaren Wegstrecke der Teilchen L_D (vgl. Gleichung 2.5) und der Dicke d der aktiven Schichten zu [1]:

$$N = \frac{L_D}{d} = \frac{E_0 X_0 F(\eta)}{\epsilon d} \quad \text{woraus} \quad \frac{\sigma_{\text{Sampl.}}}{E} = \sqrt{\frac{d\epsilon}{F(\eta)X_0}} \frac{1}{\sqrt{E}} \quad \text{folgt.}$$

Die Verbesserung der Auflösung eines Kalorimeters mit steigender Energie ist mit einer der Hauptgründe für das Interesse der Elementarteilchenphysik an Kalorimetern auf dem Weg zu immer höheren Schwerpunktenenergien. Für magnetische Spektrometer müßte, um das gleiche Verhältnis für $\frac{\sigma_p}{p}$ zu erhalten, der Detektor proportional zu \sqrt{p} vergrößert werden.

Die ideale Auflösung verschlechtert sich in der Praxis vor allem durch nicht komplett erfaßte Schauer, sog. Leckverluste, und instrumentelle Effekte, wie z.B. Rauschen in der Ausleselektronik.

3. Das H1-Experiment

3.1 Der H1-Detektor

Der Aufbau des H1-Detektors ist aus Abbildung 3.1 ersichtlich und soll hier kurz beschrieben werden [16, 18]. Auffallend ist der asymmetrische Aufbau um den Wechselwirkungspunkt (WWP) [0], welcher der anisotropen Energie- und Teilchenverteilung bei der ep -Kollision Rechnung tragen soll.

Beim H1-Experiment wird die Protonenflugrichtung als Vorwärtsrichtung bezeichnet und bildet die $+Z$ -Achse des Standardkoordinatensystems; die $+Y$ -Achse ist die Senkrechte und die $+X$ -Achse ergänzt das System rechtshändig. Der nominelle WWP ist der Ursprung des Systems.

Das Kernstück um das Strahlrohr [1] bilden die Spurkammern. Diese sind, um eine Optimierung für den jeweiligen Winkelbereich zu erreichen, eingeteilt in zentrale [2] und vordere Kammern [3]. Letztere sind um Übergangsstrahlungsmodule erweitert. Diese Spurkammern, auch „Tracker“ genannt, bilden die Grundlage für die Spurrekonstruktion, die eine Impulsauflösung für geladene Teilchen von $\sigma_p/p^2 \approx 0,01 \text{ GeV}^{-1}$ erreicht.

Nach außen hin schließt sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAR-Kalorimeter) an, aufgeteilt in das innenliegende elektromagnetische [4] und den umschließenden hadronischen [5] Teil. Das Kalorimeter wird in Kapitel 3.2 eingehend beschrieben.

Um das Volumen des nicht-sensitiven Materials vor dem Kalorimeter zu verringern, wurde beim Kryostaten [15], sonst üblicherweise aus Stahl gefertigt, die innere Wand aus Aluminium hergestellt und der Bereich zwischen der zum Kalorimeter gelegenen Wand und dem Beginn des Kalorimeters mit Polyurethan als sog. Argon-Excluder gefüllt.

Aus dem gleichen Grunde liegt die Spule [6] für das Magnetfeld von 1,2 T außen um das Kalorimeter. Für die Wahl einer außenliegenden Magnetspule spricht auch das, im Vergleich zu einer zwischen Kryostat und Spurkammern angebrachten Spule, homogenere Magnetfeld in den Spurkammern.

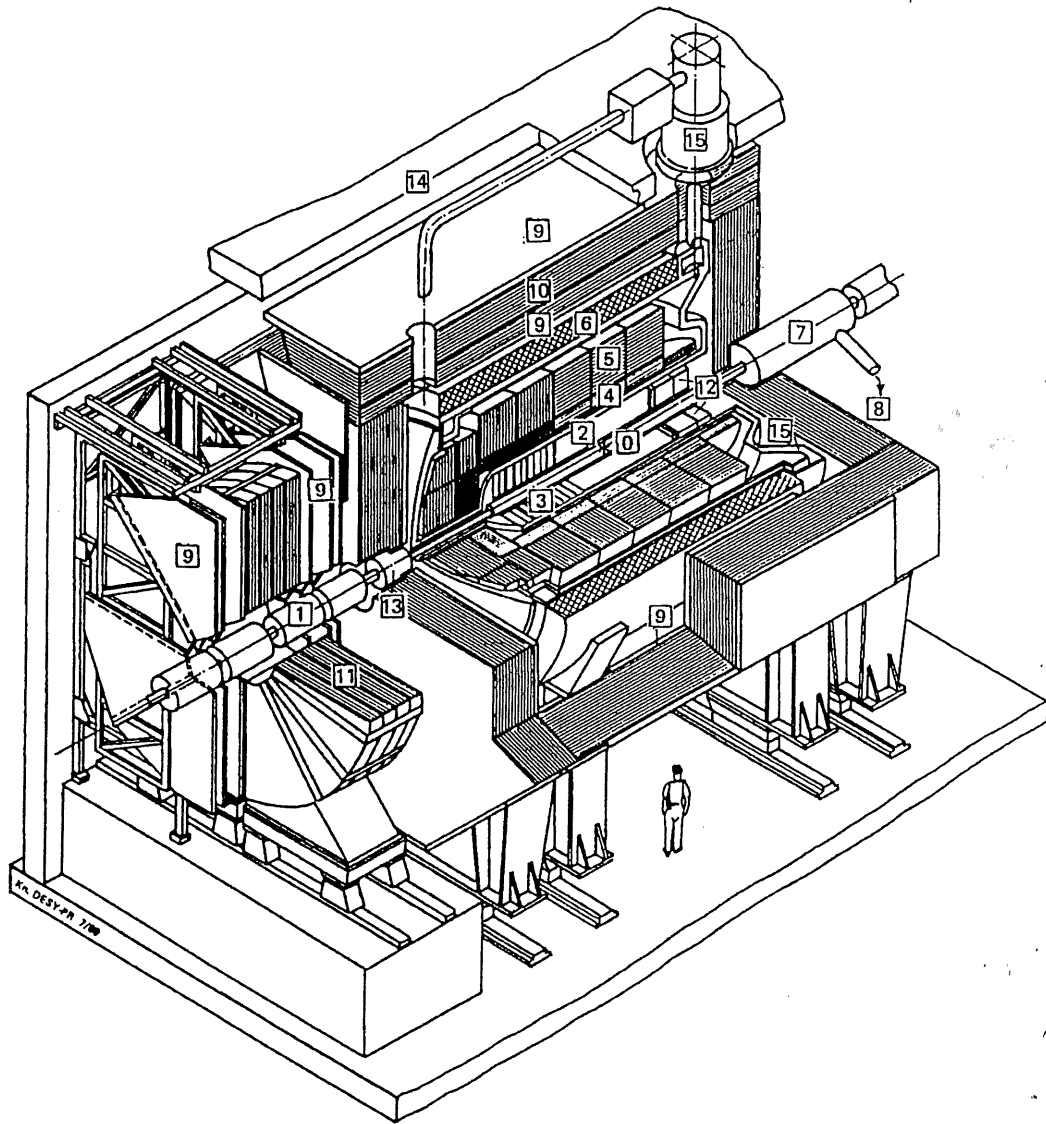


Abbildung 3.1: Ansicht des H1-Detektors.

In Rückwärtsrichtung befindet sich ein Kompensationsmagnet **7** mit Heliumkühlung **8** zur Aufhebung des H1-Magnetfeldes für die im HERA-Ring umlaufenden Teilchen.

Die Myonkammern **9** dienen zur Messung der den übrigen Detektor leicht durchquerenden Myonen. Zwischen den Lagen dieser Kammern befindet sich das sog. instrumentierte Eisen **10**, zur Rückführung des magnetischen Flusses und um evtl. nicht komplett vom Kalorimeter erfaßte Schauer durch Gasentladungsröhren nachzuweisen. Die Myonkammern in Protonenflugrichtung werden von einem Toroidmagneten **11** zur Spurkrümmung ergänzt.

Um den vom LAr-Kalorimeter erfaßten Winkelbereich zu vergrößern, kommt noch in Rückwärtsrichtung ein warmes Blei-Szintillator-Kalorimeter [12] zur Erfassung des auslaufenden Elektrons im Winkelbereich zwischen 151° und 177° und in Vorwärtsrichtung für Hadronen unter sehr kleinem Winkel ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter [13] hinzu. Letzteres erfaßt den Bereich zwischen Strahlrohr und $\theta \leq 4^\circ$.

Die äußere Begrenzung des Detektors bildet eine Betonabschirmung [14].

3.2 Das LAr-Kalorimeter

Um den physikalischen Anforderungen gerecht zu werden, wurde für den H1-Detektor ein Sampling-Kalorimeter gewählt, in dem mit Flüssig-Argon (Liquid Argon) gefüllte Ionisationskammern zur Auslese dienen. Als aktives Detektormaterial hat flüssiges Argon eine Anzahl von Vorteilen [6]:

- ◊ gute Langzeitstabilität; es werden kaum strahlungsbedingte Alterungsprozesse beobachtet,
- ◊ flüssiges Argon ist als Edelgas inert und besitzt eine hohe Elektronegativität, die das Einfangen von Elektronen nahezu ausschließt,
- ◊ es ist es sicherheitstechnisch unbedenklich und
- ◊ LAr ist in hoher Reinheit zu nicht zu hohen Kosten erhältlich.

Außerdem wird durch die (gegenüber Gasen) hohe Dichte von $1,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ eine größere Anzahl Elektronen bei der Ionisation frei, was den meßbaren Strom erhöht. Dies ermöglicht zusammen mit der hohen Elektronenmobilität von $\sim 5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ bei $1 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$

Das H1-LAr-Kalorimeter		
	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Segmentierung	10 bis 100 cm ²	50 bis 2000 cm ²
Tiefe (Kanalzahl)	20 bis 30 X ₀ (30784)	4,7 bis 7 λ _I (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	12 %/ $\sqrt{E_e} \oplus 1$ %	≈ 50 %/ $\sqrt{E_h} \oplus 2$ %
LAr Reinheit	Schwankungen $\leq 0,2$ % in einem Jahr	
Stabilität der el. Kalibration	Schwankungen $\leq 0,2$ % in einem einem Monat	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelbereich—Tote Kanäle	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$< 0,3$ %

Tabelle 3.1: Status des LAr-Kalorimeters am H1-Detektor nach der ersten Inbetriebnahme 1992 [18].

eine feine Segmentierung bei gutem Signal-Rauschverhältnis. Ungünstig ist die erforderliche Kälteanlage.

Als passives Material wird im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Stahl benutzt. Da Kalorimeter dieser Bauart nicht kompensierend sind, d.h. das Signalverhältnis von Elektronen und Hadronen ist nicht eins, wird eine Offline-Wichtung durchgeführt. Diese Methode begründet sich in der unterschiedlichen räumlichen Entwicklung von hadronischen und elektromagnetischen Schauern.

Diese Technologie ermöglicht es, sowohl den aus der Rekonstruktion der kinematischen Variablen (vgl. Kapitel 1) resultierenden Anforderungen an die Winkelauflösung und die Energierekonstruktion zu genügen (vgl. Tabelle 3.1), als auch ein kompaktes Kalorimeter zu konstruieren.

3.2.1 Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter liegt im H1-Detektor zylindersymmetrisch um die Strahlachse und umfaßt einen Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 153^\circ$. Es werden drei Bereiche unterschieden (vgl. Abbildung 3.2):

1. Backward Barrel (BB)
2. Central Barrel (CB)

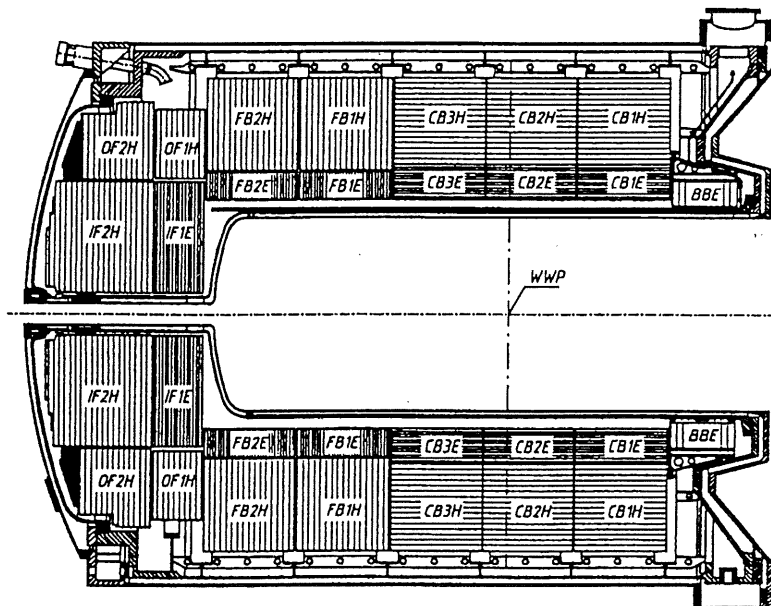


Abbildung 3.2: Längsschnitt durch das H1-Kalorimeter.

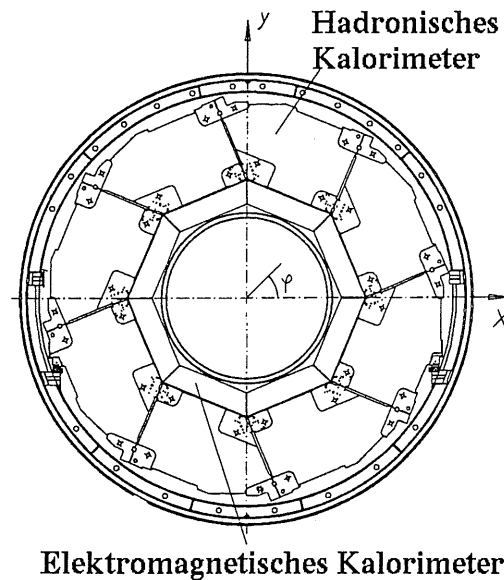


Abbildung 3.3: Querschnitt des FB-Kalorimeters.

3. der vordere Bereich, eingeteilt in:

- a) **Forward Barrel (FB)**
- b) **Inner Forward (IF)**
- c) **Outer Forward (OF)**

Insgesamt ist das Kalorimeter aus acht Ringen aufgebaut. Die mittleren sechs (CB und FB) bestehen aus innenliegenden elektromagnetischen und außen angeordneten hadronischen Modulen, die beiden Endringe dagegen nur aus einem elektromagnetischen (BBE) oder hadronischen (OF2/IF2) Teil.

Bei der in der Abbildung 3.2 erkennbaren Orientierung der Absorberplatten (Schraffur) wurde darauf geachtet, daß der Auftreffwinkel für vom primären Vertex stammende Teilchen nicht kleiner als 45° wird.

Jedes Rad des FB-Kalorimeters (vgl. Abbildung 3.3) ist in acht äquivalente Segmente aufgeteilt. Die Räder sind selbsttragend, wobei das elektromagnetische Kalorimeter an das außenliegende hadronische Kalorimeter, durch seine Konstruktion aus Stahl der eigentlich tragende Teil, angehängt ist. Die Form eines regelmäßigen Polygons bietet eine gute Annäherung an die gewünschte Kreisform und vereinfacht die technische Realisierung.

Die Stützkonstruktion

Die Kalorimetersegmente, auch als „Stacks“ bezeichnet, decken also jeweils einen Azimutalwinkel von $\Delta\phi \simeq 45^\circ$ ab und bestehen aus abwechselnd angeordneten

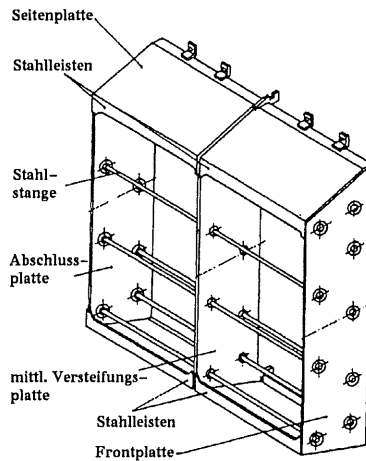


Abbildung 3.4: Die Stützkonstruktion des FB1E.

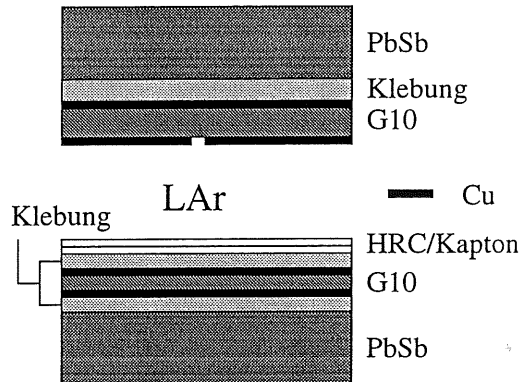


Abbildung 3.5: Skizze einer Auslese-zelle.

Absorber- und Ausleseplatten, welche in dem in dieser Arbeit hauptsächlich betrachteten FB1E-Ring senkrecht zur Protonenflugrichtung stehen. Jedes Segment besteht aus einem Stahlrahmen (vgl. Abbildung 3.4) mit jeweils 6 mm starken Front- und Abschlußplatten und einer zur Stabilisierung dienenden Mittelwand. Die Seitenplatten dagegen sind nur 3 mm dick. Die Platten werden mit Hilfe von neun, durch das gesamte Modul durchgeführten und mit Teflon beschichteten, Stahlstangen gehalten.

Die Struktur einer Auslese-zelle

Ein Modul des FB1E-Kalorimeters besteht aus 60 Hochspannungsplatten (HVB, High Voltage Boards) und 60 Ausleseplatten (ROB, Readout Boards). Diese sind in abwechselnder Reihenfolge in die Stützkonstruktion eingesetzt. Ihre Distanz, und somit die Dimension der mit LAr gefüllten Ionisationskammer, wird durch Abstandsringe auf 2,35 mm festgelegt. Diese sind auf die stabilisierenden Stahlstangen aufgeschoben.

Eine Standard-Auslese-zelle besteht aus einer halben Hochspannungs- und einer halben Ausleseplatte (vgl. Abbildung 3.5). Beide Platten besitzen einen 2,4 mm starken Kern aus einer Blei-Antimon-Legierung. Dieser wird durch in einem speziell entwickelten Verfahren auf beiden Seiten aufgeklebtes Fiberglas (G10) stabilisiert [26]. Auf diese G10-Schicht ist beiderseits Kupfer aufgetragen.

Bei den Hochspannungsplatten trägt das Kupfer noch zusätzlich Kapton und eine hochohmige Schicht (HRC) zur Einkoppelung der Hochspannung.

Die unbeschichtete und dem Flüssig-Argon zugewendete Kupferschicht der Ausleseplatten dient zur Ladungssammlung. Diese Schicht ist in die eigentlichen Auslese-zellen, den „Pads“, eingeteilt. Die Schicht auf der Innenseite trägt auf die

äußere Seite durchkontaktierte Leiterbahnen, die das Signal zu einer Kontaktleiste führen.

Um die, z.B. durch die stählerne Mittelplatte auftretenden, Strahlungslängen zu kompensieren, gibt es auch Platten ohne Blei. Zudem wird die lokale Störung des Auslesesignals durch die stabilisierenden Stangen mittels einer vergrößerten und mit einem Aluminiumring ausgefüllten Bohrung in den Bleiplatten ausgeglichen.

Die Granularität der Ausleseeinheiten

Die Segmentierung des gesamten Kalorimeters muß verschiedenen Anforderungen gerecht werden:

- ◇ Die Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern erfordert eine Einteilung transversal zur Richtung des eintreffenden Teilchens im Rahmen von $1-2\rho_M$.
- ◇ Die longitudinale Padgröße muß so dimensioniert sein, daß der Schauer in Längsrichtung zwei bis drei mal erfasst wird.
- ◇ Die longitudinale und transversale Einteilung soll auf den Vertex projizierbar sein, also vom Winkel des eintreffenden Teilchens nicht abhängen. Dies ermöglicht erst die Untersuchung von Schauerprofilen.
- ◇ Die Kapazität der einzelnen Kanäle sollte unter 15 nF liegen, um das Rauschen in der Ausleseelektronik zu minimieren.

Für den FB1-Ring des elektromagnetischen Kalorimeters wurde eine trapezförmige Segmentierung gewählt und die Größe der Auslezellen nimmt in radialer Richtung zu. Jede Ausleseplatte ist in drei Reihen mit jeweils 16 Segmenten unterteilt. Dies erfüllt die nötige laterale Auflösung und entspricht einer Unterteilung in $\sim 2\rho_M$.

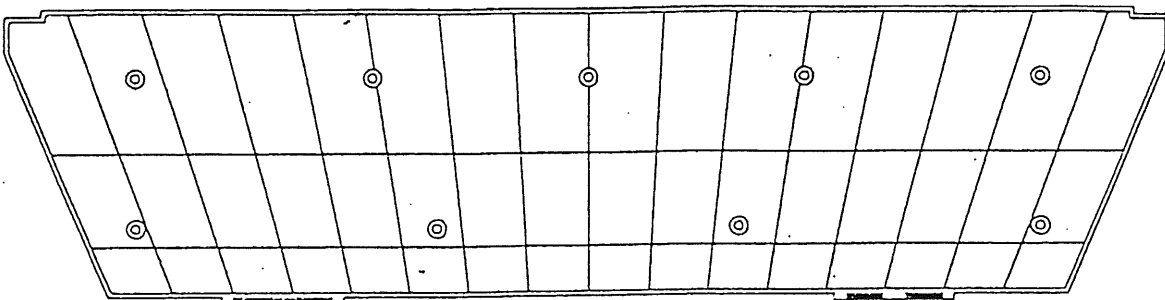


Abbildung 3.6: Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters.

Eine optimale Projizierbarkeit in θ würde bedeuten, daß für jede Ausleseplatte, da sie senkrecht zur Strahlachse stehen, eine unterschiedliche Padgröße gewählt werden müßte. Auf Grund von Monte-Carlo Studien wurde eine praktikable Lösung gefunden und die Platten sind in drei Familien mit angepaßten Padhöhen eingeteilt [4]. Die Segmentierung für die Kupferplatinen der ersten Familie ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Die Platten sind zur Auslese in sog. Schauer-Türme zusammengefaßt: Sie bilden in z-Richtung 12 Lagen, in denen jeweils vier, fünf bzw. sechs Ausleseplatten zusammen ausgelesen werden. Ein Modul des FB1E-Ringes besitzt also $3 \cdot 16 \cdot 12 = 576$ Kanäle, der gesamte FB1E-Ring 4608. Im gesamten Kalorimeter stehen insgesamt ca. 45000 Auslesekanäle zur Verfügung (vgl. Tabelle 3.1).

Die von den Auslezellen gelieferten Signale werden, verstärkt und gesammelt, AD-Wandlern zugeleitet. Deren Zählrate wird anhand eines Polynoms dritten Grades in die entsprechende Ladung umgerechnet, und in den Strom der H1-Datenaquisition eingeleitet.

3.2.2 Die Randbereiche des Kalorimeters

Als Rand- bzw. nicht-sensitive („tote“) Bereiche des Kalorimeters werden Bereiche bezeichnet, in denen keine Auslese des Signals stattfinden kann. Obwohl beim Bau des Kalorimeters versucht wurde, diese Bereiche möglichst klein zu halten, ergeben sich aus der Einteilung des Kalorimeters in die verschiedenen Ringe und Segmente viele Begrenzungsflächen und Zwischenräume.

In den Modulen selbst wurde durch die oben besprochenen konstruktiven Maßnahmen (spezielle Platten ohne Blei, Aluminiumringe) eine Kompensation durchgeführt, die zu einer Homogenität des Signals im gewünschten Prozent-Bereich führt.

Die verschiedenen Randbereiche, auch Cracks genannt, werden nach ihrer Lage und Ausrichtung zum Wechselwirkungspunkt unterschieden:

Z-Cracks: Dies ist die vertikale Lücke zwischen zwei Kalorimeterringen, zum Beispiel FB1E und FB2E (vgl. Abbildung: 3.2). Im Mittel ist dieser Spalt 10 mm weit und bei Modulen mit vertikal ausgerichteten Platten wird ein IRB (Independent-Readout-Board) eingefügt. Es besteht aus zwei Hochspannungs- und einer Ausleseplatte ohne Bleikern und ist außerhalb der Stützkonstruktion vor der Frontplatte angebracht. Mit Hilfe seines Signales kann die Korrektur in der späteren Rekonstruktion für diesen Crack verbessert werden.

R-Cracks: Hiermit wird der Spalt zwischen dem äußeren und inneren Teil eines Kalorimeterrings bezeichnet: im FB1-Ring zwischen den FB1H- und FB1E-Segmenten.

In-Front : Eine wichtige Rolle spielt auch das Material vor dem Kalorimeter, zum einen gebildet durch den Kryostaten, zum anderen durch den Tracker (vgl. Abbildung 3.7). Beim Bau des Kryostaten wurde sehr auf die Minimierung dieses „toten Materials“ geachtet.

ϕ -Crack : Bedingt durch die Segmentierung der Kalorimeterringe in acht einzelne Stacks entstehen die sogenannten ϕ -Cracks. Sie verlaufen im elektromagnetischen Kalorimeter radial, im hadronischen Teil dagegen bilden sie mit der äußeren Kante des elektromagnetischen Teiles einen rechten Winkel (vgl. Abbildung 3.3). Dadurch wird garantiert, daß Teilchen die den ϕ -Crack des elektromagnetischen Kalorimeters durchqueren ihre Energie im hadronischen Teil deponieren.

Im Falle des FB1E-Ringes (vgl. Abbildung 3.8) wird der ϕ -Crack von den Seitenwänden der Stahlrahmen zweier Stacks gebildet. Der 8 mm große Zwischenraum ist mit flüssigem Argon gefüllt und an die 3 mm starken Stahlplatten schließt sich die Sandwich-Struktur der Kalorimeterplatten an.

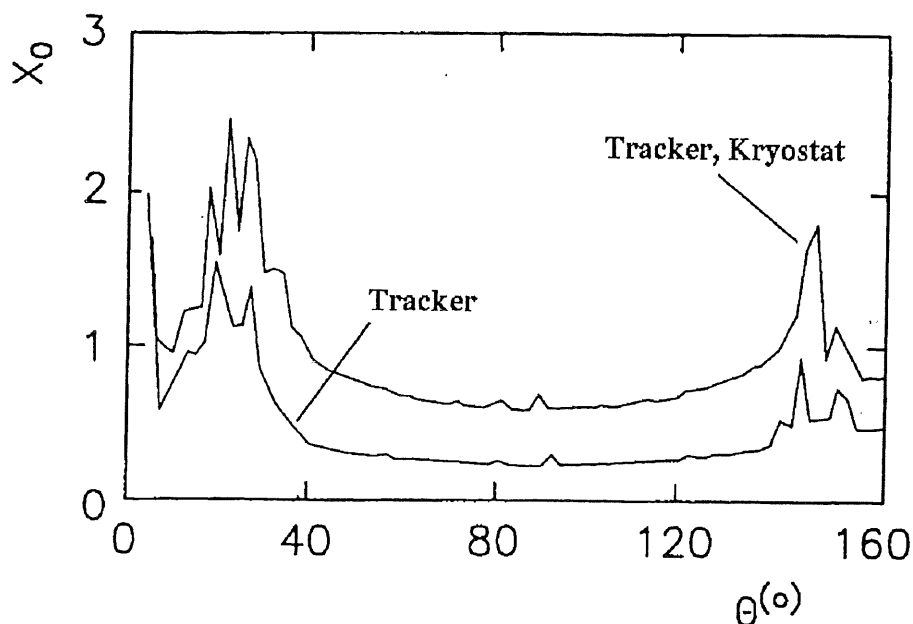


Abbildung 3.7: Material vor dem LAr-Kalorimeter in Einheiten der Strahlungslänge gegen den Polarwinkel, untere Kurve Tracker, obere Tracker und Kryostat [16].

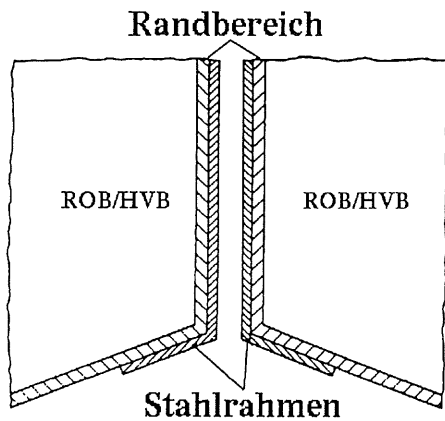


Abbildung 3.8: Der ϕ -Crack [8].

Bei beiden Typen der Kalorimeterplatten wurde ein 4 mm breiter Rand ohne Bleikern gelasert. Weiterhin ist in diesem Randbereich bei den Ausleseplatten keine Kupferschicht aufgetragen und auch bei den Hochspannungsplatten ist er nicht mit HRC beschichtet. Seine Materialzusammensetzung wird somit durch G10, das verwandte Klebematerial und das flüssige Argon geprägt.

Es ergibt sich eine laterale Breite des ϕ -Cracks von 22 mm, was $\sim 0,8^\circ$ entspricht. Auf die XY-Ebene bezogen entspricht dies insgesamt $6,4^\circ$

bzw. 1,6 % der Fläche. Das bedeutet, daß 2,6 % des Volumens des Polygons aus nicht-sensitivem Material besteht. In Einheiten des Molière-Radius entspricht der ϕ -Crack $\sim 0,5 \rho_M$, bzw. $\sim 0,4 X_0$ in Strahlungslängen.

4. Simulation und Rekonstruktion

Zur Untersuchung von nicht-sensitiven Bereichen des Detektors werden detaillierte Aussagen über die Entwicklung eines Schauers in der speziellen Detektorgeometrie und über die ihn initiierenden Teilchen benötigt. Eine Möglichkeit, elektromagnetische und auch hadronische Schauer realistisch zu simulieren, bieten Monte-Carlo Simulationen. In der H1-Kollaboration wurde hierzu das Programm H1SIM entwickelt.

Bei der Entwicklung des Simulations- und auch des Rekonstruktionsprogramms H1REC wurde eine modulare Grundstruktur angelegt, die auf einer dynamischen Speicherverwaltung, organisiert in sog. Bänken, basiert. Diese Bänke sind ein Satz von im Programmspeicher gehaltenen und aufeinander beziehenden Tabellen, die über spezielle Routinen verwaltet werden. Sie sollten einen möglichst klaren und strukturierten Datenfluß zwischen den einzelnen Programmodulen gewähren.

4.1 Simulation des H1-Detektors

Um ein Ereignis im Detektor umfassend zu simulieren, muß das entsprechende Programm neben Kenntnis über die Geometrie des Detektors und seine Materialien auch Wissen über die ablaufenden physikalischen Prozesse in einer Kaskade besitzen. Das Programm H1SIM für den H1-Detektor wurde im Rahmen des GEANT3-Programmpaketes geschrieben, das eine allgemeine Umgebung zur schrittweisen Verfolgung von Teilchen durch eine gegebene Geometrie bietet und den Weg dieser Teilchen, die von ihnen eingegangenen Wechselwirkungen und ihre Energiedeposition in den betreffenden Materialien als Ausgabe liefert [10].

Die berücksichtigten Materialparameter umfassen Dichte, Atomgewicht, Kernladungszahl, Strahlungslänge und Kernabsorptionslänge. Zur Vereinfachung der Übertragung der Geometrie in die Software können leicht Volumina als Mischung verschiedener Materialien definiert werden, was allerdings eine mögliche Ungenauigkeit impliziert. Bei den Auslese- und Hochspannungsplatten des elektromagnetischen Kalorimeters z.B. wurde nicht ihre Schichtstruktur aufgelöst, sondern die

Material	A [u]	Z	ρ [g/cm ³]	X ₀ [cm]
Stahl	55,44	25,8	7,85	1,78
Blei	207,20	82,0	11,35	0,56
Flüssig-Argon	39,95	18,0	1,40	14,0
Polyurethan	12,96	6,2	0,03	1400
FBE Zelle HV	179,98	71,5	6,75	1,07
FBE Zelle ROB	182,00	73,3	7,04	1,01

Tabelle 4.1: Beispiele für die im H1SIM benutzte Materialparameter.

Platten als einheitliches Medium deklariert. Beispiele für die vom H1-Experiment benutzten Materialparameter sind aus Tabelle 4.1 zu ersehen.

Diese Parameter werden ergänzt durch die sog. „Tracking Parameters“, die maßgebend auf die Genauigkeit der Simulation einwirken (vgl. Tabelle 4.2). Es sind z.B. die maximale Länge, die ein Teilchen in einem Simulationsschritt transportiert werden darf, die Energie, bis zu welcher ein Teilchen noch weiterverfolgt wird, und auch, ob und wie genau ein bestimmter physikalischer Prozeß überhaupt berücksichtigt werden soll. Unterschreitet ein Teilchen die für es gültige Abschneideenergie, so wird seine Restenergie an seinem aktuellen Ort komplett deponiert.

Die Tracking-Parameter können für die einzelnen Bereiche des Detektors getrennt eingestellt werden, und bieten so die Möglichkeit in vertretbarer Rechenzeit die gewünschte Genauigkeit für das betrachtete Problem zu erzielen. Auch stehen im H1SIM zwei Versionen der Detektorgeometrie als „fine“ und „coarse granularities“ zur Verfügung:

fine : In ihr ist die gesamte longitudinale Struktur des Kalorimeters Lage für Lage und im Tracker jeder Draht abgebildet.

coarse: Hier ist das Kalorimeter durch einen Block korrekt gemischten homogenen Materials ohne longitudinale Struktur und im Tracker das gesamte Gasvolumen als zusammengehörig genähert.

Auch die Wahl der Geometrie kann für die einzelnen Komponenten des H1-Detektors getrennt geschehen. Eine eingehendere Untersuchung der benutzten feinen Geometrie geschieht in Kapitel 5.3.1.

Alle Angaben, die nicht spezifisch für das zu erzeugende Ereignis sind — wie die Geometrie — werden in einer Datenbasis zur Verfügung gestellt.

Der Simulation werden zu Anfang Teilchen und ihre Vierervektoren vorgegeben, die „generierten Ereignisse“. Diese können sowohl von anderen Programmen wie

Tracking Parameter		
Name	Wert	Beschreibung
Abschneideenergien bzw. -schwellen (Cuts)		
CUTGAM	2,0 MeV	Cut für Photonen
CUTELE	10,0 MeV	Cut für Elektronen
CUTNEU	10,0 MeV	Cut für neutrale Hadronen
CUTHAD	10,0 MeV	Cut für geladene Hadronen
CUTMUO	10,0 MeV	Cut für Myonen
BCUTE	2,0 MeV	Cut für Elektron Bremsstrahlung
BCUTM	10,0 MeV	Cut für Myonen und Hadronen Bremsstrahlung
DCUTE	10,0 MeV	Cut für δ -Elektronen
DCUTM	10,0 MeV	Cut für δ -Myonen
TOFMAX	500 ns	Maximale Flugzeit
Berücksichtigte Prozesse		
IPAIR	1	Paarproduktion
ICOMP	1	Compton-Streuung
IPHOT	1	Photoelektrischer Effekt
IPFIS	0	keine Photon induzierte Kernspaltung
IDRAY	1	δ -Strahlung
IANNI	1	Positron-Annihilation
IBREM	1	Bremsstrahlung
IHADR	1	Hadronische Prozesse (GHEISHA)
IMUNU	1	Myon-Kern Wechselwirkung
IDCAY	1	Zerfall im Flug
ILOSS	1	Kontinuierlicher Energieverlust
IMULS	2	Vielfachstreuung (Molière Theorie)
IRAYL	0	Rayleigh-Streuung

Tabelle 4.2: Die benutzten GEANT-Parameter.

4. Simulation und Rekonstruktion

PYTHIA, das speziell zur Simulation von ep -Streuungsprozessen dient, als auch im Fall von einzelnen Teilchen unter Vorgabe von Richtung, Vertex vom H1SIM selbst generiert werden¹. Die Teilcheneigenschaften wie Ruhemasse, Ladung und Lebensdauer, ergänzt durch die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall instabiler Teilchen, werden auch vom GEANT geliefert.

Um die statistischen Prozesse in einem Schauer nachzustellen, werden Pseudozufallszahlen generiert und das Eintreten einer bestimmten Wechselwirkung „errechnet“. Als Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung wird vom GEANT ihr totaler Wirkungsquerschnitt herangezogen. Geht ein Teilchen eine Wechselwirkung ein, so dient der differentielle Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung der Endzustände. Im Anschluß werden das primäre und die evtl. generierten sekundären Teilchen unter Berücksichtigung ihrer Kinematik und des eingestellten Magnetfeldes weitertransportiert und über alle angeforderten Daten buchgeführt. Um auch nahezu kontinuierlich verlaufende Prozesse wie die Vielfachstreuung zu berücksichtigen, kennt das Programm durchschnittliche Annäherungen.

Das GEANT-Paket ermöglicht eine Schauersimulation im Bereich von 10 KeV bis 10 TeV und kann abhängig von der involvierten Teilchenart folgende Prozesse (vgl. Tabelle 4.2) berücksichtigen:

Photonen Comptoneffekt, Rayleigh-Effekte, photoelektrischer Effekt und Paarerzeugung.

e^- , e^+ Annihilation, Ionisation, δ -Elektronen, Bremsstrahlung und Vielfachstreuung.

Auch für Myonen werden die wichtigsten Prozesse berücksichtigt. Für hadronische Wechselwirkungen wird das Programm GHEISHA², das speziell für hadronische Schauer entwickelt wurde, herangezogen. Rekombinationseffekte im LAr werden durch Anwendung des Birk'schen Gesetzes auf die in einem Simulationsschritt im LAr deponierten Energien in Betracht gezogen [31].

Das GEANT-Modul der Simulation verbraucht durch die extensiven Berechnungen die meiste Rechenzeit, als Ausgabe stellt es die Koordinaten der Ein- und Austrittspunkte der Teilchentrajektorien für alle sensitiven Detektorbereiche und die Energiedeposition im Kalorimeter in den „hit banks“ zur Verfügung. Diese Angaben werden durch die „Digi“-Module für die einzelnen Unterdetektoren in die beim H1-Experiment üblichen Koordinaten und Referenzen auf Kanalnummern im Kalorimeter bzw. die Energiedeposition umgewandelt. Hierbei wird zwischen Auslesezellen und totem Material, welches analog zu den Auslesezellen eingeteilt

¹Dies geschieht im sog. *Inline-Event-Generator*.

²Gamma-Hadron-Electron-(i)-Shower Code-(a).

ist, unterschieden. Wurde die feine Geometrie gewählt, so resultiert das Energiesignal nur aus den aktiven Lagen, wodurch die durch das Sampling bedingten Fluktuationen intrinsisch erfaßt werden. Nach Ablauf dieses Modules stehen in den „digi-banks“ die Informationen so zur Verfügung, daß sie analog zu den vom Detektor gelieferten Daten rekonstruiert werden können.

In der Ausgabedatei stehen zum Schluß die gesammelten Informationen aus allen Modulen zur Verfügung.

In der Tabelle 4.2 sind die in dieser Arbeit benutzten GEANT-Parameter aufgelistet. Sie entsprechen einem H1-Standardsatz an Parametern, mit dem auch die feine Granularität der Kalorimetergeometrie angewählt wird.

4.2 Rekonstruktion am H1-Experiment

Die Eingabe für die Rekonstruktion H1REC sind die im Flüssig-Argon gesammelten Ladungen (für Detektordaten) bzw. die entsprechenden Energien (für die Simulation). Die Hauptaufgaben für die Kalorimeterrekonstruktion bestehen in:

- ◊ Umwandlung der Ladungen in die entsprechenden Energien,
- ◊ Korrektur von Detektorinhomogenitäten,
- ◊ Unterdrückung des Rauschens,
- ◊ Korrektur auf insensitive Bereiche (vgl. Kapitel 4.3),
- ◊ Cluster-Bildung.

Im folgenden werden die betreffenden Module kurz beschrieben.

4.2.1 Von Ladung zur Energie

Im ersten Modul der Rekonstruktion (ASCALE, [20]) wird auf der Basis einer Kalibration mit Elektronen [11] aus der — in den aktiven Schichten des Kalorimeters deponierten — Ladung die im Kalorimeter deponierte Energie berechnet. Diese wird auch als Energie auf der (idealen) elektromagnetischen Skala bezeichnet.

Für Daten wird auf Variationen in der Gap-Dicke, defekte Kanäle bzw. Hochspannungsversorgungen und auf die effektive Pad-Größe korrigiert.

Um das Rauschen des Detektors, z.B. durch die Ausleseelektronik, in einer Simulation zu berücksichtigen, kann diese mit einem Rauschen überlagert werden. Dies

geschieht zum einen durch Addieren eines gaußverteilten generierten Rauschens oder durch Überlagern mit Zufallsereignissen („Random-Trigger-Events“).

Das Modul ASCALE erzeugt eine Liste der getroffenen Kanäle und ihrer Energie und nach seinem Ablauf sind Simulation und Daten formell identisch.

Unterdrückung des Rauschens

Bei der Datennahme werden nur Zellen i mit einer Ladung Q_i berücksichtigt, für die gilt: $Q_i > +2 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$, wobei $\sigma_{\text{Rauschen},i}$ die Standardabweichung der Verteilung des Rauschens dieser Zelle ist. Diese wird bei der Kalibration des Kalorimeters bestimmt.

Untersuchungen von Zufallsereignissen haben ergeben, daß im Mittel 1100 Zellen diesen Schnitt passieren und so eine Energie von ~ 48 GeV zu jedem Ereignis im Kalorimeter addiert wird [18]. Um dieses Rauschen zu unterdrücken, wird ein topologischer Schnitt angewandt: Es werden nur noch Zellen mit einer Ladung $Q_i > +4 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$ und alle ihre Nachbarzellen in einem $3 \times 3 \times 3$ -Kubus berücksichtigt. Dies garantiert, daß auch kleine Signale am Rande eines Schauers nicht ignoriert werden. Um evtl. durch diesen Schritt als Signal akzeptiertes Rauschen zu kompensieren, werden auch Nachbarzellen mit einer Ladung $Q_i < -2 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$ akzeptiert. Weiterhin werden alle Zellen mit $Q_i < -4 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$ hinzugenommen. Dieses „negative“ Rauschen entsteht, falls eine gemessene Ladung kleiner ist als die bei der Kalibration bestimmte Schwelle der AD-Wandler („Pedestal“).

Durch dieses Verfahren kann der Beitrag des Rauschens auf das Kalorimetersignal auf $\sim 0,1$ GeV für ein Ereignis reduziert werden.

4.2.2 „Clustering“

Ziel des „Clustering“ im Modul ACLUST ist es, eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Zellgruppen, den „Clustern“, und dem sie erzeugenden Teilchenschauer zu erreichen.

Das Clustering läuft in zwei Schritten ab [15]:

1. In den longitudinalen³ Segmenten des Kalorimeters wird nach zusammenhängenden Bereichen gesucht. Diese werden an Hand ihrer evtl. vorhandener Maxima eingeteilt und bilden dann die sog. 2D-Cluster.
2. Die gefundenen zwei-dimensionalen Bereiche werden zusammengefaßt, zuerst innerhalb eines Kalorimetermoduls, dann über die Begrenzungen hin-

³Dies ist nach Konvention die Richtung senkrecht zu den Absorber- und Ausleseplatten.

weg. Hierbei wird die Verteilung der 2D-Cluster aus der Sicht vom Vertex aus berücksichtigt.

Bedingt durch den großen räumlichen Umfang hadronischer Schauer werden diese, im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, selten in einem einzigen Cluster erfaßt.

4.3 Korrektur auf Basis von Zellinformationen

Um die Effekte des toten Materials im H1-Detektor zu berücksichtigen, existiert für das LAr-Kalorimeter im H1REC das Modul ACDEAD.

Es wird nach den Modulen für die Tracker- und Spurkammern-Rekonstruktion und den Modulen ASCALE (globale Energie-Skalierung für das LAr-Kalorimeter) bzw. ACLUST (das Clustering für das LAr-Kalorimeter) aufgerufen.

Als Eingabe werden die Kanalnummern, die zugehörigen Zellenergien und die $1 \cdot \sigma$ -äquivalente Energie des Rauschens jeder Zelle ($\sigma_{\text{Rauschen},i}$), sowie die Cluster im LAr-Kalorimeter benötigt. Das Modul berechnet die korrigierte Energie.

In diesem Modul werden also nur Informationen aus dem LAr-Kalorimeter benutzt.

4.3.1 Prinzip

Die Korrekturen auf totes Material geschehen auf Ereignisbasis, d.h. sie werden für jedes Ereignis getrennt berechnet und angewendet, und legen die gemessenen Energien im Kalorimeter zu Grunde.

Da trotz der Unterdrückung noch ein gewisses Rauschen im Kalorimeter existiert (vgl. Kapitel 4.2.1), werden nur Zellen korrigiert, die eine Energie E_i von mehr als $3 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$ in prominenten bzw. von mehr als $5 \cdot \sigma_{\text{Rauschen},i}$ in allen anderen Clustern haben. Prominente Cluster besitzen entweder eine Energie über 0,5 GeV oder es gilt:

$$\sqrt{\sum \left(\frac{E_i}{\sigma_{\text{Rauschen},i}} \right)^2} > 8$$

So wird gewährleistet, daß das Rauschen nicht durch die Korrekturen wieder verstärkt wird.

Die Korrekturfaktoren werden an Hand von Monte-Carlo Simulationen bestimmt. Grundsätzlich wird die mit Hilfe der Korrekturen bestimmte „fehlende“ Energie denjenigen Zellen zugerechnet, die bei ihrer Bestimmung herangezogen wurden,

d.h. die Energie wird nicht auf den Cluster verteilt dem diese Zellen zugeordnet sind.

Energieverluste vor dem LAr-Kalorimeter

Um die Energieverluste „in front“ zu berücksichtigen, werden nur die inneren Lagen des Kalorimeters in Betracht gezogen. Zu allen betreffenden Zellen i wird eine Energie von $\alpha_{\text{front}} f_{\text{dead}}^i$ addiert, wobei α_{front} ein aus der Simulation bestimmter Faktor und f_{dead}^i die Dicke des Materials in der projektiven Detektorgeometrie (bezogen auf den nominalen Wechselwirkungspunkt) ist. Eine Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen findet nicht statt und die Energie der Zelle wird nicht in die Korrektur miteinbezogen; die Existenz einer Zelle bedingt also alleinig die Korrektur. Diese Korrektur variiert zwischen 60 und 100 MeV, teilweise aber auch 180 MeV [18].

Energieverluste zwischen den Modulen des LAr-Kalorimeters

Diese Korrektur betrifft die ϕ -, r - und z -Cracks. Hierbei werden nur die Zellen in direkter Nachbarschaft des betreffenden Spaltes herangezogen. Diese werden zu Paaren mit je einer Zelle auf beiden Seiten des Spaltes zusammengefaßt. Zellen, die keinen Nachbarn auf der anderen Seite des Cracks besitzen, werden nicht korrigiert.

Für alle gefundenen Zellpaare wird die durchschnittliche Energie E_{loss}^j , die in dem von ihnen begrenzten toten Material deponiert ist, berechnet. Hierbei werden die Energien $E_{1,2}^j$ der beiden getroffenen Zellen eines Paares j berücksichtigt:

$$E_{\text{loss}}^j = \beta g_{\text{dead}}^j \frac{E_1^j E_2^j}{E_1^j + E_2^j}$$

Diese Energie wird proportional zur Energie der sensitiven Zellen auf diese verteilt.

Energie des Clusters	E_{tot}	>	1 GeV
Bruchteil der Energie im elm. Kalorimeter	$\frac{E_{\text{elm}}}{E_{\text{tot}}}$	>	$\frac{3}{4}$
Bruchteil der elm. Energie in der „ersten“ Lage des elm. Kalorimeters	$\frac{E_{\text{vern}}}{E_{\text{elm}}}$	>	$f(\theta, E_{\text{tot}})^\dagger$
Bruchteil der elm. Energie in den vier energiereichsten Zellen	$\frac{E_{4\text{hot}}}{E_{\text{elm}}}$	>	$g(\theta)^\dagger$

[†]Aus Monte-Carlo-Untersuchungen bestimmte Funktionen.

Tabelle 4.3: Estimatoren für elektromagnetische Cluster [30, 17].

Um lokale Inhomogenitäten des Materials zu berücksichtigen, wird die sog. „Dead Material Function“ g_{dead}^j aus der Detektorgeometrie abgeleitet. Der Faktor β wird wiederum für jeden Crack-Typus getrennt mit Hilfe von Simulationen bestimmt.

Für Elektronen und Hadronen existieren zwei getrennte Sätze an Korrekturkonstanten β , die aus Simulationen von 20 GeV Elektronen und Pionen bestimmt wurden. Bei der Korrektur wird anhand von Estimatoren auf Clusterbasis entschieden, welcher Satz benutzt wird. Die Anforderungen, die ein elektromagnetischer Cluster erfüllen muß, sind in Tabelle 4.3 aufgelistet. Diese Estimatoren berücksichtigen sowohl die unterschiedlichen Anfangsstadien von elektromagnetischen und hadronischen Schauern ($\frac{E_{\text{vorn}}}{E_{\text{elm}}}$) als auch die verschiedenen Schauertopologien ($\frac{E_{\text{Ahot}}}{E_{\text{elm}}}$).

4.3.2 Effizienz

In Abbildung 4.1 ist das Korrekturverhalten für simulierte Hadronen dargestellt. Es ist erkennbar, daß die Korrekturen für Hadronen im verlangten Rahmen von $\pm 2\%$, angedeutet durch die horizontalen Linien, erfolgreich durchgeführt werden können.

Dies liegt vor allem an der speziellen Geometrie des ϕ -Cracks im hadronischen Kalorimeter (vgl. Kapitel 3.2.2) und dem günstigen Verhältnis zwischen der Kernabsorptionslänge von LAr ($\lambda_1 = 81$ cm) und der Breite des Cracks. So ist gewährleistet, daß der Energieverlust von Hadronen im toten Material nicht mehr als 10 % beträgt.

Betrachtet man allerdings die Korrektur für Elektronen in Bereich des ϕ -Cracks, so fällt auf, daß Elektronen bis zu 85 % ihrer Energie in den nicht-sensitiven Bereichen verlieren können (vgl. Abbildung 4.2). Für elektromagnetische Schauer machen sich die radiale Geometrie des ϕ -Cracks und die Strahlungslänge von Flüssig-Argon ($X_0 = 14$ cm) negativ bemerkbar. Gemessen an der Schauerdimension ist der Spalt für Elektronen gravierender als für Hadronen.

Für die Korrektur auf Verluste im Material vor dem Kalorimeter (vgl. Abbildung 4.2(a)) zeigt sich, daß sie auch für Bereiche, die noch nicht von dem Crack betroffen sind, nicht im gewünschten Rahmen arbeitet. Da diese Korrektur von der Existenz einer getroffenen Zelle in der, von der Strahlröhre aus ersten sensitiven Lage des Kalorimeters abhängt, nimmt ihr Beitrag zum Crack hin weiter ab.

Im Crack setzt dann die Korrektur auf Basis von gefundenen Zellpaaren ein. Ihr Effekt ist in Abbildung 4.2(b) gut erkennbar. Allerdings erreicht sie nicht eine Rekonstruktion auf $\pm 1\%$, sondern es findet sogar (zusammen mit der Korrektur auf Verluste „in front“) eine Überkorrektur statt (vgl. Abbildung 4.2(c)).

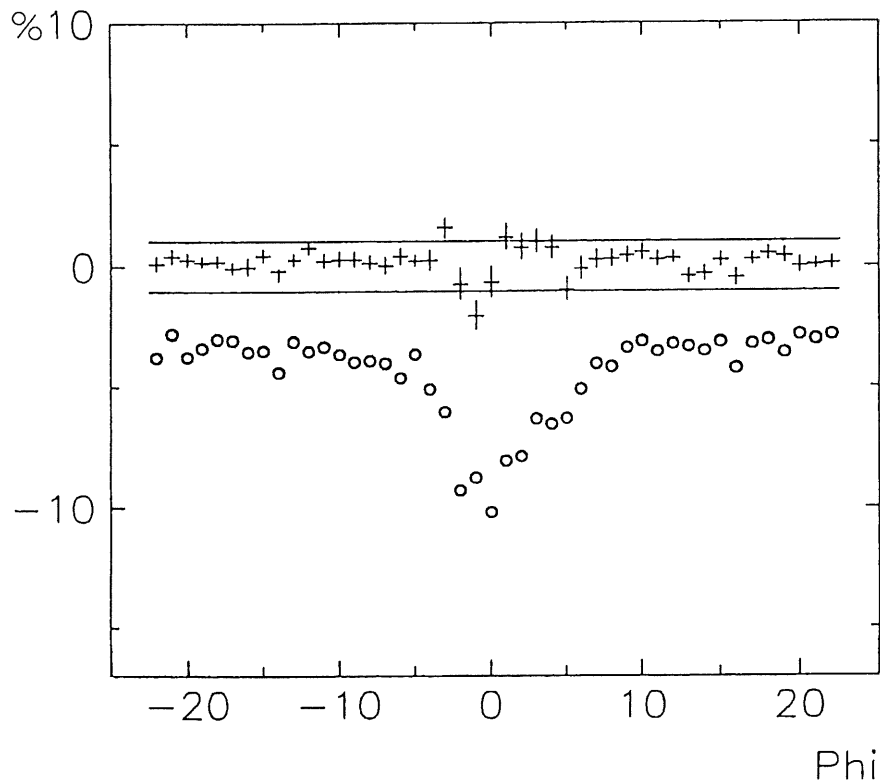
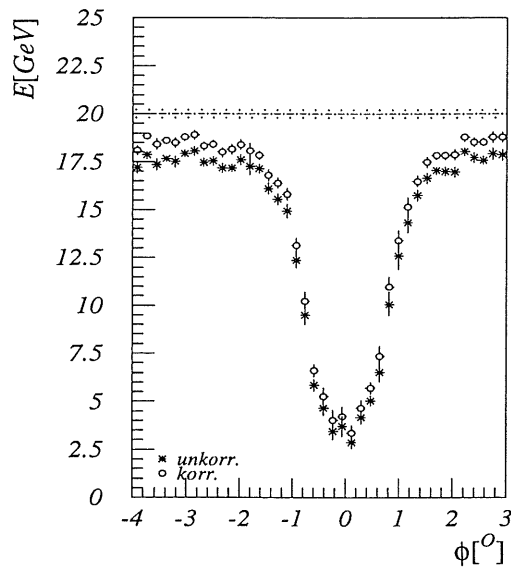
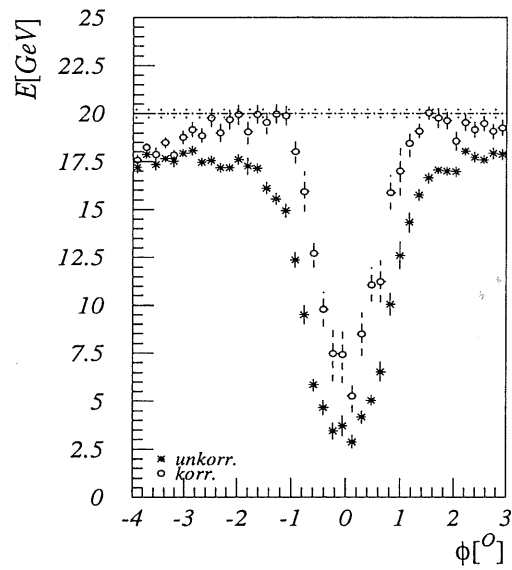


Abbildung 4.1: Korrekturverhalten für simulierte 20 GeV Pionen; prozentuale Anteile an der Gesamtenergie, (o) für die tatsächlichen Verluste im toten Material und (+) für die Abweichung zwischen den tatsächlichen und den rekonstruierten Verlusten [27].

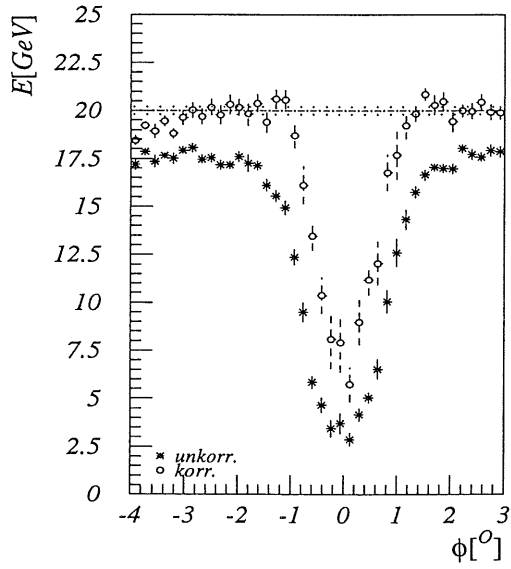
Auch, wenn die automatische Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Cluster unterdrückt wird, und die Korrekturfaktoren für elektromagnetische Schauer erzwungen werden, verbessert sich zwar die Korrektur im Bereich des Cracks, die Überkorrektur findet allerdings immer noch statt (vgl. Abbildung 4.2(d)). Dies zeigt, daß die Probleme bei der Korrektur der Elektronenenergie nicht nur in einer evtl. Fehlzuordnung bei der Separation der elektromagnetischen von den hadronischen Clustern begründet sind.



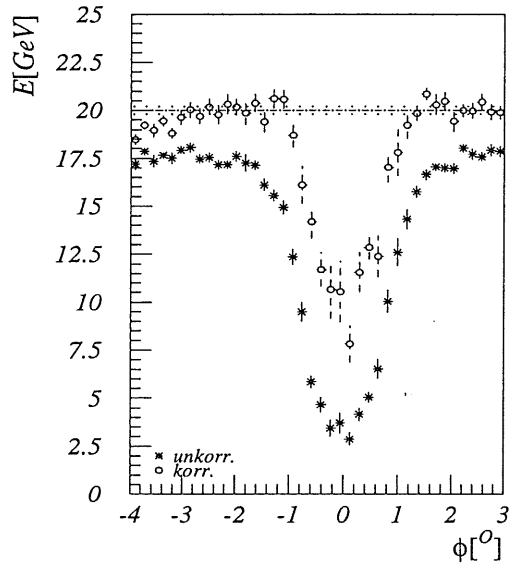
(a) Korrektur „in front“



(b) „Crack“-Korrektur



(c) Beide Korrekturen



(d) Beide Korrekturen (elm.)

Abbildung 4.2: Die ϕ -Crack-Korrektur im Modul ACDEAD für 20 GeV Elektronen.

5. Untersuchungen zum transversalen Schauerprofil

Um die Korrektur von Elektronen im ϕ -Crack zu verbessern, liegt es nahe, nicht nur die Informationen aus der Zellage und -energie zu benutzen, sondern auch die Topologie der Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern zu berücksichtigen. Da dieser Crack die laterale Abfolge der Kalorimeter-Stacks unterbricht, soll nun sein Einfluß auf die transversale Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter untersucht werden.

Die Untersuchung (stackübergreifender) transversaler Schauerprofile ist im H1-Detektor nur aufgrund der projektiven Geometrie möglich. Nur die Wahl einer lateralen Segmentierung, die in ϕ projektiv ist, gewährleistet, daß die Energie in den einzelnen Bins aufsummiert werden kann, ohne daß das Schauerprofil durch die geometrische Form der Auslesezellen verfälscht wird.

5.1 Einfluß der Kalorimetergranularität

Das transversale Schauerprofil kann im einfachsten Fall mit einer Exponentialfunktion angenähert werden (vgl. Kapitel 2.3.2):

$$\frac{dE}{dR} = a e^{-\frac{|R|}{x}}$$

Die Auslese des Kalorimeters ist nicht kontinuierlich, sondern durch die Breite b der Auslesezellen in ϕ vorgegeben. Das Schauerprofil muß über die jeweiligen Bins integriert werden, um die Energiedeposition und somit das Signal für diese Bins zu erhalten.

Das Zentrum des Bins, in welchem das Maximum des zugrundeliegenden Schauerprofils liegt, wird als $R = 0$ definiert. Zugleich werden die Bins beginnend bei diesem Bin mit $n = 0$ in beide Richtungen kontinuierlich numeriert.

Da nicht davon ausgegangen werden kann, daß der gewählte Ursprung mit dem Maximum des Schauerprofils zusammenfällt, wird noch der Abstand zwischen

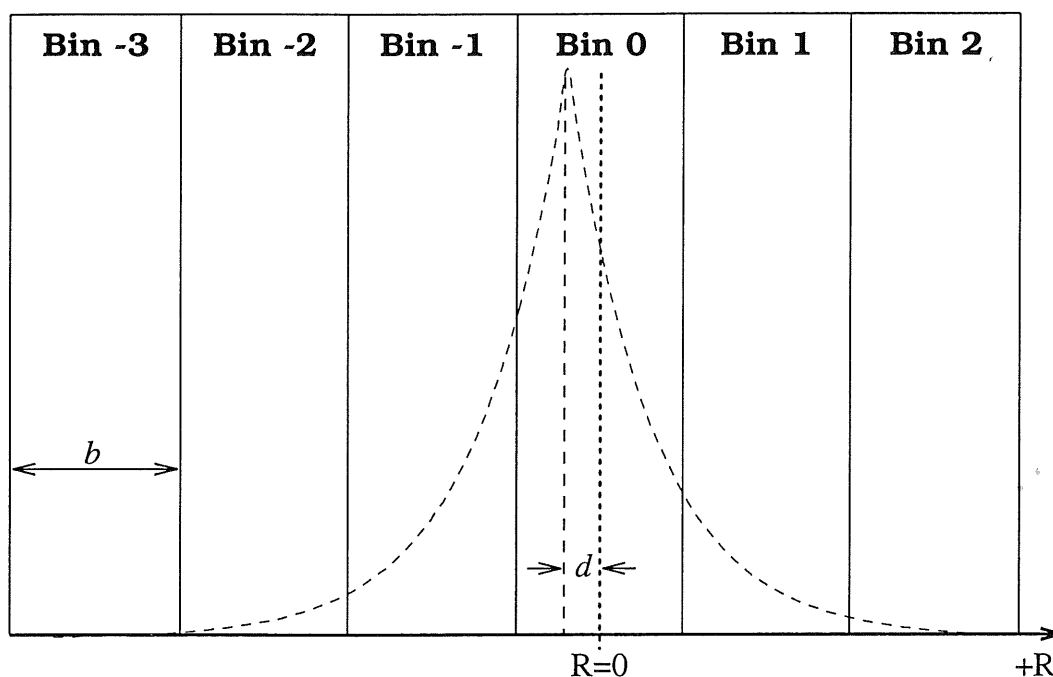


Abbildung 5.1: Integration des lateralen Schauerprofils.

diesen als Parameter d , mit $-\frac{b}{2} \leq d \leq \frac{b}{2}$, eingeführt (vgl. Abbildung 5.1). Es gilt:

$$\frac{dE}{dR} = a e^{-\frac{|R-d|}{x}}$$

Für das Signal im n 'ten Bin folgt somit:

$$S(n) = a \cdot \int_{\frac{b}{2}(2n-1)}^{\frac{b}{2}(2n+1)} e^{-\frac{|R-d|}{x}} dR$$

Durchführen der Integration und Skalierung auf $b \equiv 1$ ergibt für das Signal¹:

$$S(n) = 2a\chi \cdot \begin{cases} e^{\frac{\text{sgn}(n)}{x} \cdot (d-n)} \sinh\left(\frac{1}{2\chi}\right) & \text{für } n \neq 0 \\ 1 - e^{-\frac{1}{2\chi}} \cosh\left(\frac{d}{\chi}\right) & \text{für } n = 0 \end{cases}$$

In dieser Darstellung geht in den Parameter χ neben den Materialeigenschaften auch die Breite der Kalorimeterbins und mit ihr die Skala ein und es gilt $0,5 \leq d \leq -0,5$. Für die Summe aller Signale — gleichbedeutend mit der Energie die das primäre Teilchen im Schauer deponiert hat — ergibt sich: $E = 2a\chi$. In die deponierte Energie geht folglich der Parameter d nicht direkt ein.

¹Sgn() steht für die Signumfunktion.

5. Untersuchungen zum transversalen Schauerprofil

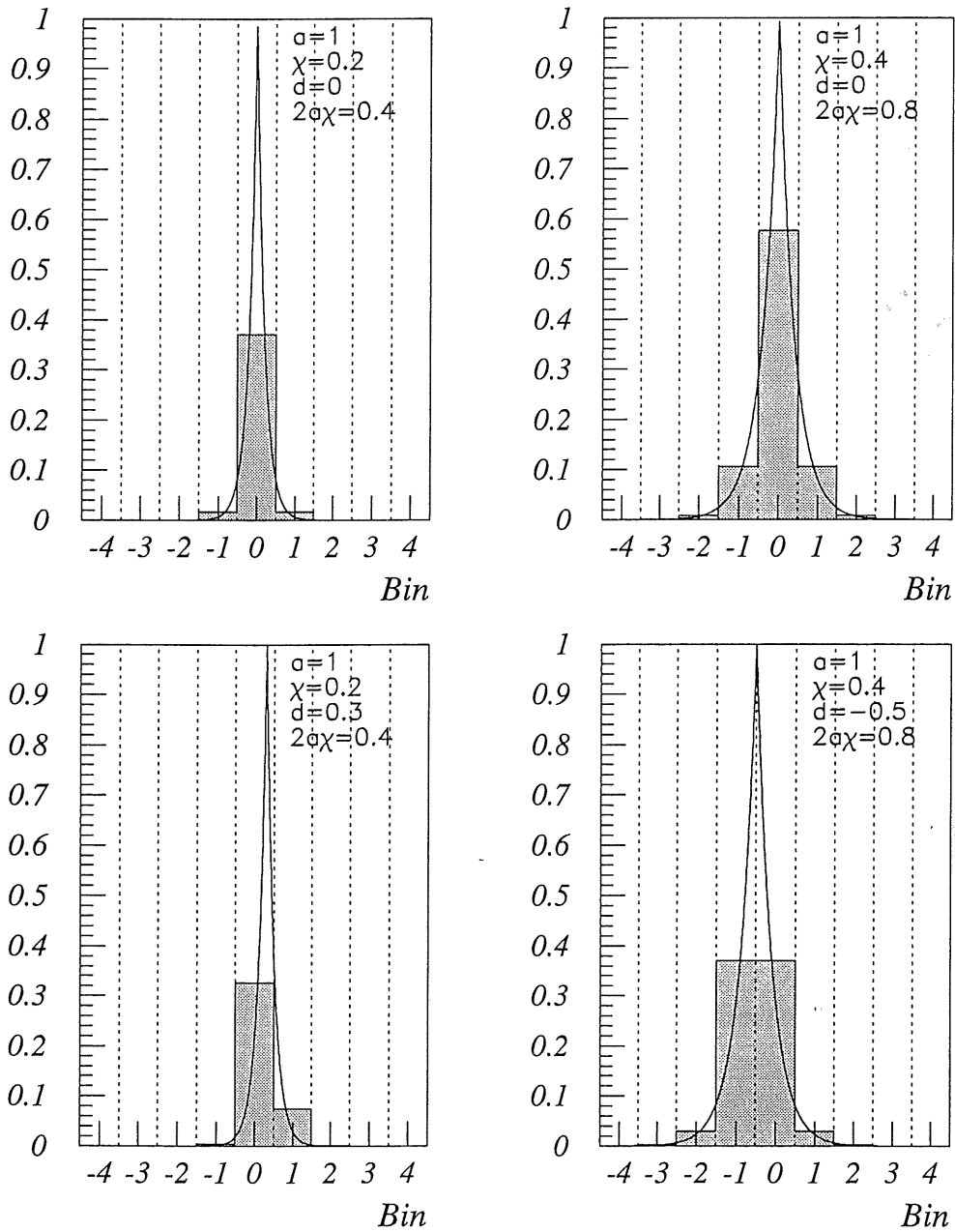


Abbildung 5.2: Die theoretische laterale Energiedeposition und die zugrunde liegenden Schauerprofile für verschiedene Parametersätze.

Die Berücksichtigung von Kern und Halo des Schauers kann nicht geschehen, da hierzu zwei Exponentialfunktionen zur Darstellung des zugrundeliegenden Energieverlustes herangezogen werden müßten. Mit diesen ergäben sich dann fünf Parameter, die an die in einem Schauer im Mittel getroffenen vier bis fünf lateralen Bins des Kalorimeters angepaßt würden.

Einige Beispiele für transversale Schauerprofile und die aus ihnen resultierenden theoretischen Energiedepositionen $S(n)$ sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Es ist gut zu erkennen, daß der Parameter χ mit der Breite des Schauers, d.h. der Anzahl der getroffenen Bins, zusammenhängt und d die „Asymmetrie“ der Verteilung beschreibt. Dieser Parameter wird bei der Intergration eingeführt, und hängt somit nicht mit dem Energieverlust im Schauer direkt zusammen.

Falls das Maximum des Schauerprofils genau auf den Rand eines Bins fällt, ergeben sich zwei identische Parametrisierungen mit $d = \pm 0,5$ und unterschiedlichem Bin 0. Dies ist der einzige Fall, bei dem in der Anpassung zwei Minima gefunden werden könnten, die physikalisch aber zu identischen Beschreibungen führen.

5.2 Laterale Profile in der Simulation

Zur Überprüfung der theoretisch zu erwartenden Form des lateralen Schauerprofils wurde mit der Simulation ein Satz von Elektronen generiert. Die gewählten Parameter (vgl. Tabelle 5.1) entsprechen einer Einschußposition in den mittleren Bereich eines Stacks des FB1E-Ringes.

Der Winkel θ wurde so gewählt, daß er mit dem in den letzten Testläufen zur Untersuchung der Kalibration der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter des H1-Detektors benutzten Winkel übereinstimmt. Diese Tests wurden

Energieabhängigkeit des Schauerprofils			
Energie	10, 20, 30 und 50 GeV		
ϕ	20°	Anzahl	je 100 Ereignisse
Einfluß des toten Materials			
ϕ	40...47° á 1°		
Energie	20 GeV	Anzahl	je 200 Ereignisse
Allgemeine Parameter			
θ	33, 73°	Magnetfeld	1,2 T
Ursprung	(0, 0, 0)	kein Rauschen (H1REC)	

Tabelle 5.1: Die gewählten Simulationsparameter.

im Winter 1992 an einem zum Detektor analogen Teilaufbau am SPS² im CERN³ durchgeführt.

Die mögliche Verschmierung des primären WVPs im H1SIM, die zur Anpassung an die im H1-Experiment genommenen Daten dient, wurde nicht benutzt, sondern für alle in dieser Arbeit benutzten Simulationen wurde der Ursprung des Elektrons fest auf den nominellen Wechselwirkungspunkt gelegt. Dies gewährleistet zusammen mit dem konstanten Einschußwinkel θ die Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Simulationen. Auch wurde immer mit Magnetfeld gearbeitet.

Bei der Rekonstruktion wurde auf das Hinzufügen von Rauschen verzichtet, um einen direkten Eindruck des Schauerprofils unabhängig von dem Verfahren der Rauschunterdrückung zu gewinnen. Alle Korrekturen auf totes Material, die die Rekonstruktion anbietet, wurden abgeschaltet.

Auswahl der Ereignisse

Zur weiteren Analyse werden nur Ereignisse herangezogen, in denen die Energiedeposition vollständig in dem betrachteten Stack geschieht, demnach keinerlei Treffer in dem das Stack umgebende tote Material bzw. benachbarten hadronischen oder elektromagnetischen Stacks verzeichnet sind. So ist gewährleistet, daß die Energiedeposition nicht durch das tote Material im Kalorimeter verfälscht wird.

In den selektierten Ereignissen wird die Energie in den jeweiligen ϕ -Bins des betrachteten Stacks summiert. Die Binnummer wird kontinuierlich mit ansteigendem Winkel ϕ von 1 bis 16 gewählt. Für zusammengehörige Ereignisse einer Primärenergie wird aus den sich so ergebenden Verteilungen für die in den einzelnen Bins deponierte Energie der Mittelwert und sein Fehler bestimmt. Dies geschieht bei mehr als vier verschiedenen Energieeinträgen aus der Häufigkeitsverteilung über die Anpassung einer Gauß-Funktion, ansonsten arithmetisch. Diese Werte dienen dann als Grundlage für die Anpassung des lateralen Schauerprofils $S(n)$.

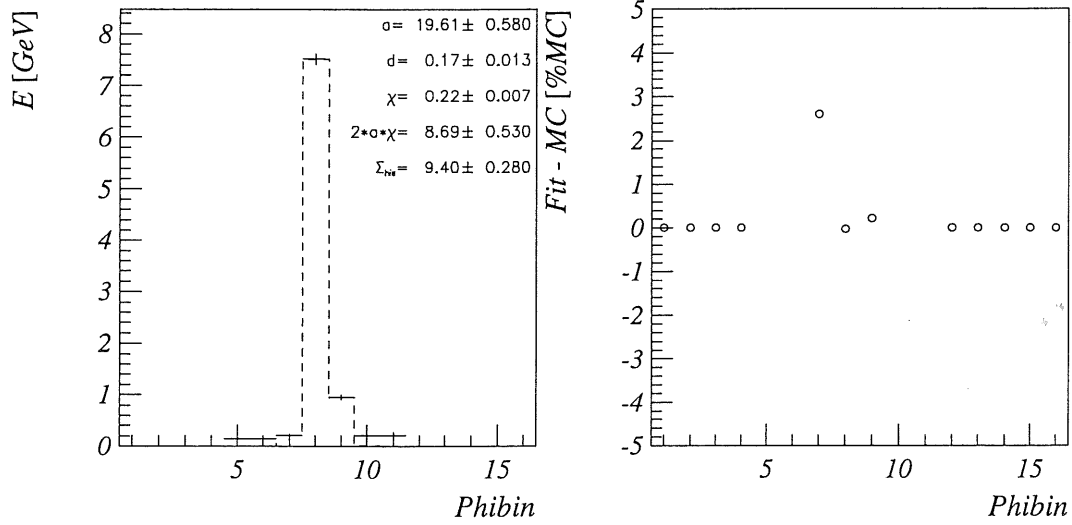
Das laterale Profil bei verschiedenen Energien

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 ist zu erkennen, daß die gemittelte Energiedeposition im Kalorimeter gut mit der erwarteten übereinstimmt.

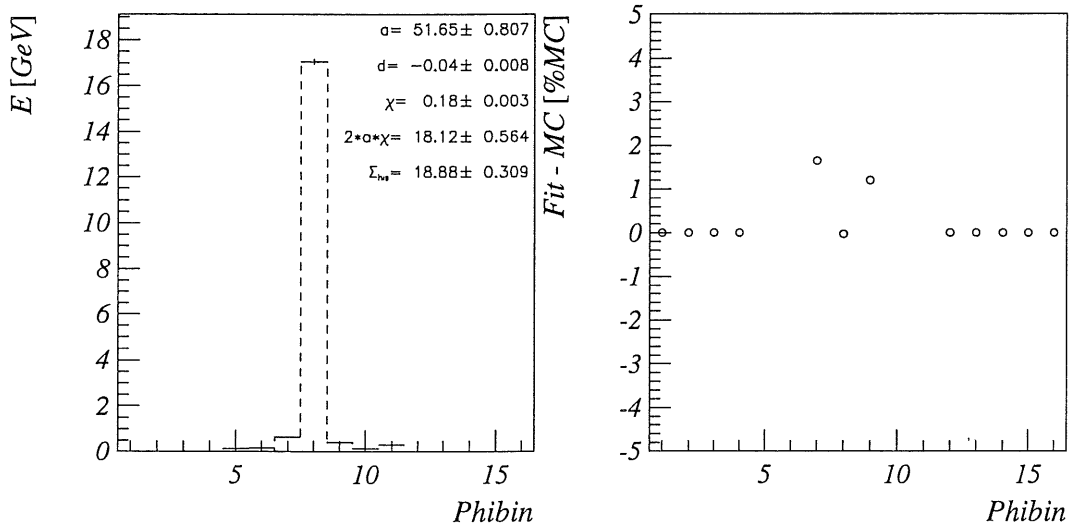
Die Beschreibung des Energieinhaltes der einzelnen Bins um das Schauermaximum durch $S(n)$ weist zwar eine Schwankung von bis zu $\pm 5\%$ auf, allerdings stimmt die theoretische Beschreibung immer mit der im Monte-Carlo deponierten Energie im Rahmen der Fehler überein. Die ausgelassenen Fehler im jeweils

²Super Proton Synchrotron.

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf.



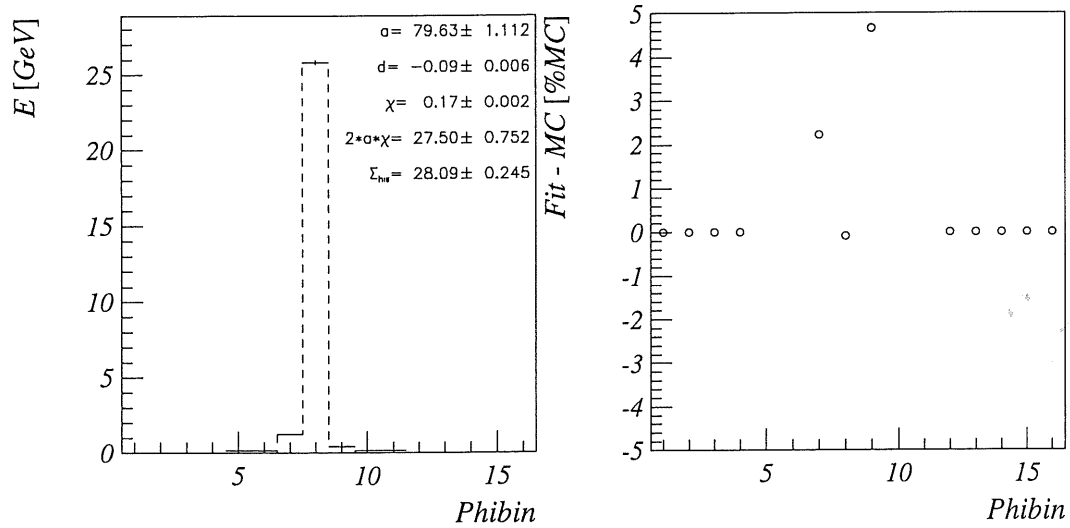
(a) 10 GeV



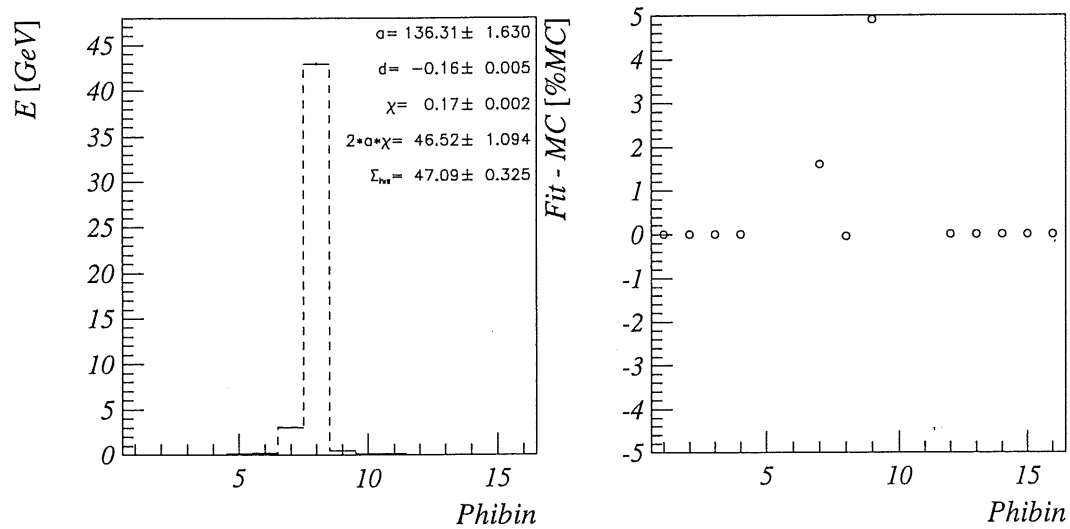
(b) 20 GeV

Abbildung 5.3: Transversale Schauerprofile (links, Datenpunkte) und das theoretisch zu erwartende Profil (links, Histogramm) im Vergleich für Elektronen (10 und 20 GeV). Rechts sind die prozentualen Abweichungen aufgetragen.

5. Untersuchungen zum transversalen Schauerprofil



(a) 30 GeV



(b) 50 GeV

Abbildung 5.4: Transversale Schauerprofile (links, Datenpunkte) und das theoretisch zu erwartende Profil (links, Histogramm) im Vergleich für Elektronen (30 und 50 GeV). Rechts sind die prozentualen Abweichungen aufgetragen.

rechten Diagramm liegen über 80 % und gehören zu Bins mit einem geringen Eintrag, der die Null in seinem Fehler enthält.

Auffallend ist, daß immer mehr Bins von dem Schauer getroffen werden als das angepaßte Profil erwarten läßt, d.h. der Schauer im Kalorimeter klingt viel langsamer in R-Richtung aus als von $S(n)$ beschrieben. Der geringe prozentuale Fehler der im Bin des Maximums deponierten Energie erzwingt eine Amplitude a , die über die Verknüpfung mit der Gesamtenergie $2a\chi$ ein zu kleines χ , also einen in der theoretischen Beschreibung zu schmalen Schauer, erzwingt. Dies wird dadurch begünstigt, daß die äußeren Bins immer einen Nulleintrag im Rahmen ihrer Fehler erlauben.

Auch die im Stack deponierte mittlere Gesamtenergie Σ_{His} wird im Rahmen ihrer Fehler durch die theoretische Verteilung beschrieben. Der auftretende Fehler von $\pm 1\%$ in Σ_{His} ist auf die geringe zugrundeliegende Statistik zurückzuführen.

Es wäre zu erwarten, daß bei gleichbleibender Einschußposition und Geometrie, die Parameter d , der den Eintrittspunkt ins Kalorimeter beschreibt, und χ , in dem die Geometrie „zusammengefaßt“ ist, keine — außer statistischen — Abweichungen für verschiedene Energien aufweisen. Dies ist nicht der Fall, sondern der Einschußpunkt liegt mit zunehmender Energie bei kleineren ϕ -Werten und bei χ läßt sich eine Abnahme beobachten.

5.3 Der Einfluß des toten Materials

Die laterale Energiedeposition in den Bins des Kalorimeters kann also durch die Parametrisierung des Schauerprofils beschrieben werden. Nun soll untersucht werden, wie sich die Inhomogenitäten durch den ϕ -Crack auf das transversale Schauerprofil auswirken.

5.3.1 Die Auswirkungen auf die Energiedeposition

In Abbildung 5.5 ist der Einfluß des ϕ -Cracks auf die Energiedeposition im gesamten FB-Kalorimeter gut zu erkennen.⁴ Mit Annäherung an den Spalt sinkt die sichtbare Gesamtenergie, bedingt durch die Abnahme der im elektromagnetischen Kalorimeter deponierten Energie. Falls der ϕ -Crack direkt getroffen wird, resultiert daraus eine Zunahme der Gesamtenergie trotz weiterer Abnahme der im elektromagnetischen Teil deponierten Energie. Dies wird verursacht durch das „Abwandern“ von Energie in die Auslezellen des hadronischen Kalorimeters, in dem betrachteten Fall FB1H und FB2H, wo diese wieder detektiert werden

⁴Die eingezeichneten Linien dienen nur der Verdeutlichung des Verlaufs.

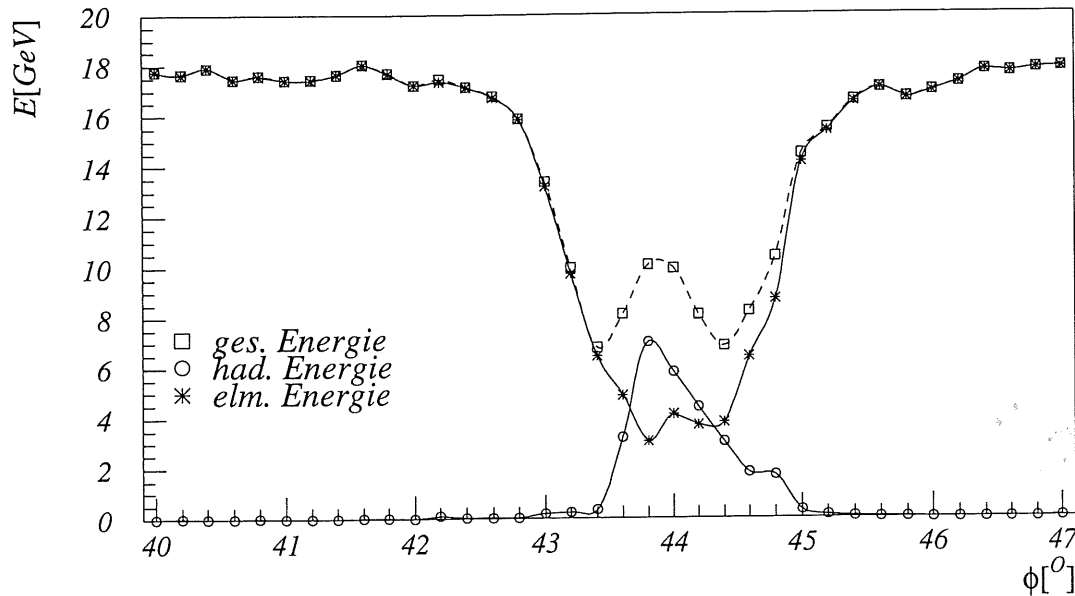


Abbildung 5.5: Der Einfluß des ϕ -Cracks auf die Energiedeposition und das „Abwandern“ von Energie in das hadronische Kalorimeter.

kann. Dieses Abwandern wird durch die große Strahlungslänge des Flüssig-Argon begünstigt.

Auffällig ist auch, daß der maximale Energieverlust nicht bei einer Einschußposition im Bereich des ϕ -Cracks bei 45° sichtbar ist, sondern bei 44° liegt. Dieses ist im angelegten Magnetfeld begründet, auf das im Kapitel 6.4.2 näher eingegangen wird.

Im Vergleich mit Testdaten hat sich herausgestellt, daß die Energiedeposition im Bereich um den ϕ -Crack nicht wie erwartet von der Simulation beschrieben wird.[12] Vor allem das Ansteigen der Gesamtenergie im Zentrum des Cracks, bedingt durch die Energiedeposition in den hadronischen Kalorimetern, wurde nicht beobachtet. Dies deutet daraufhin, daß in der Simulation das Abwandern von Energie in die hadronischen Kalorimeter nicht korrekt beschrieben wird.

Dieses Verhalten erklärt sich durch die Untersuchung der im H1SIM implementierten Detektorgeometrie. Hierzu wird die in den Datenbereichen des GEANT gespeicherte Geometrie des H1-Detektors im Laufe einer Simulation direkt gelesen und die gewünschten Informationen abgespeichert [21].

In Abbildung 5.6(a) ist ein Beispiel der in dieser Arbeit benutzten feinsegmentierten Version der Geometrie zu sehen. Es handelt sich um einen Längsschnitt in einer um $\phi = 1^\circ$ geneigten und die Strahlachse enthaltende Ebene. Der dargestellte Ausschnitt liegt bei einem Radius von 116 cm und zeigt einen Bereich in

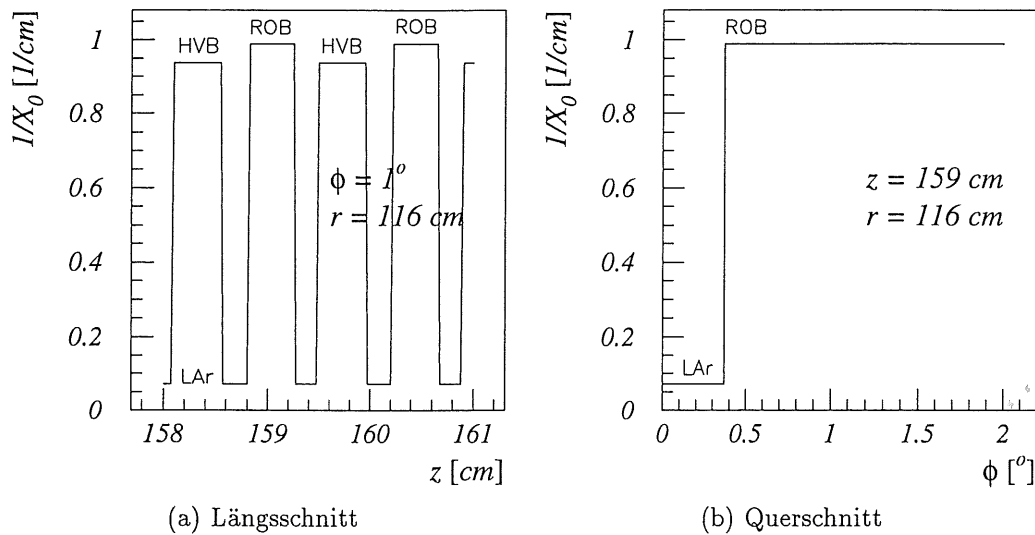


Abbildung 5.6: Auschnitte aus der H1SIM-Geometrie.

einem Stack des FB1E-Kalorimeters. Aufgetragen ist zum besseren Vergleich die inverse Strahlungslänge der Volumina (vgl. Tabelle 4.1) gegen die z -Koordinate.

Die Sandwich-Struktur des Kalorimeters mit den abwechselnden Auslese- und Hochspannungsplatten und die mit LAr gefüllten Zwischenräume sind deutlich zu erkennen.

In Abbildung 5.6(b) ist ein Querschnitt bei $z = 159$ cm für den Bereich um den ϕ -Crack bei 0° wiedergegeben.

Hier wird erkennbar, warum in der Simulation im Vergleich zu den Testdaten verstärkt Energie durch den ϕ -Crack in die hadronischen Kalorimeter des FB1-Ringes transportiert wird. Der Crack ist als ein mit LAr gefüllter Spalt von $\sim 2 \cdot 0,35^\circ$ — dies entspricht einer Sehne von $\sim 2 \cdot 7,1$ mm — implementiert und die Stahlseitenplatten der Stützkonstruktion sind nicht vorhanden. Der mit Flüssig-Argon gefüllte Bereich ist also fast doppelt so breit wie im Detektor. Dies bedingt zusammen mit dem Fehlen der Stahlbegrenzungen, daß weniger Teilchen im Spalt gestoppt werden und so in das hadronischen Kalorimeter migrieren.

5.3.2 Crackübergreifende Schauerprofile

Um Schauerprofile in der Region um den ϕ -Crack zu untersuchen, wurden Elektronen konstanter Energie (20 GeV) in verschiedenen ϕ -Winkeln in das Kalorimeter eingeschossen (vgl. Tabelle 5.1).

Um eine Korrektur auf Basis des lateralen Schauerprofils zu versuchen, ist es sinnvoll, die nur im Monte-Carlo zurverfügungstehende Information über die im toten Material deponierte Energie hier zu berücksichtigen. Es soll gezeigt werden, daß diese Information in den — die Geometrie beschreibenden — Parameter χ eingeht. Dieser dient dann in Kapitel 6 zur Korrektur von Ereignissen, bei denen das Wissen über die insensitiven Bereiche nicht berücksichtigt wird.

Die Rekonstruktion und die Bestimmung der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter verlaufen analog zu der vorherigen Analyse. Auch wird wieder verlangt, daß im jeweiligen Ereignis sämtliche getroffenen sensitiven elektromagnetischen Zellen im FB1E-Rad, und dort nur in zwei bestimmten benachbarten Stacks, liegen.

Berücksichtigung der Migration

Bei dem Studium von Schauerprofilen kann der Effekt der Energieabwanderung in die hadronischen Kalorimeter nicht durch die Übertragung der Energiedeposition im hadronischen Teil auf den elektromagnetischen berücksichtigt werden. Die hadronischen Auslesezellen unterscheiden sich sowohl in der Zellgeometrie, als auch im aufgebauten Material stark von den elektromagnetischen, so daß nicht entscheidbar ist, zu welchen Zellen — also ϕ -Bins — die Energie gerechnet werden soll. So deckt z.B. eine Zelle des hadronischen Kalorimeters lateral zwei Zellen des elektromagnetischen ab.

Da aber die Zunahme der im hadronischen Kalorimeter sichtbaren Energie mit der Abnahme im elektromagnetischen Kalorimeter Hand in Hand geht, wird die hadronische Energie dem ϕ -Crack selber zugerechnet; also an die Stelle verlegt, wo sie ohne Spalt deponiert worden wäre. Für dieses Verfahren sprechen folgende Beobachtungen:

1. Wenn radial äußere Zellen in einem Stack des elektromagnetischen Kalorimeters getroffen werden, so befinden sich diese zum überwiegenden Teil in direkter Nachbarschaft des ϕ -Cracks.
2. Es werden im hadronischen Kalorimeter im Schnitt sechs bis sieben Zellen getroffen und diese zumeist in der Verlängerung des ϕ -Cracks des elektromagnetischen Kalorimeters.

Bedingt durch die große Strahlungslänge von Flüssig-Argon im Vergleich zu den sensitiven Bereichen des FB1E-Kalorimeters (vgl. Tabelle 4.1), tritt in den nicht-sensitiven Bereichen ein geringer Energieverlust ein. Dies führt dazu, daß für ein direkt in den ϕ -Crack des FB1E gelangendes Teilchen auch Energiedepositionen in den nicht-sensitiven Bereichen in der Verlängerung der Teilchenbahn verzeichnet werden. Dies betrifft beim gewählten Winkel θ auch das FB2-Rad.

Aus diesem Grunde wird nicht nur die Energie im ϕ -Crack des betrachteten Stacks selber, sondern auch die aus den folgenden Bereichen des Kalorimeters berücksichtigt:

- ◇ der ϕ -Crack des FB2E-Ringes,
- ◇ der Z-Crack zwischen dem FB1- und FB2-Ring,
- ◇ der R-Crack zwischen den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern in den beiden Ringen.

Die im Material vor dem Kalorimeter deponierte Energie wird nicht berücksichtigt. Die tote Energie, die eigentlich dem FB2E-Kalorimeter zugeordnet ist, muß hinzugenommen werden, da ja verlangt wird, daß keine sensitiven Zellen in diesem Kalorimeter getroffen sind.

Die Winkelabhängigkeit des lateralen Profils

Die Schauerprofile und die zugrundeliegenden gemittelten Energien für die Winkel von 40° bis 47° sind aus den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu ersehen. Dort ist mit $Phibin$ eine kontinuierliche Binnummer bezeichnet. Es entsprechen die Nummern 1...16 den Bins des links vom ϕ -Crack liegenden FB1E-Stacks, Bin 17 (schattiert) dem ϕ -Crack selber und die Bins 18...33 liegen rechts vom Crack.

Mit Σ_{His} ist die Summe der im Histogramm gebuchten Energie gemeint. Diese umfaßt hier auch die Energie im Bin des ϕ -Cracks und wird im weiteren als perfekte Energie E_{Perf} bezeichnet. Die Verhältnisse der Energie im toten Material E_{Dead} , der perfekten Energie E_{Perf} und der in den sensitiven Bereichen des Kalorimeters sichtbaren Energie $E_{Sens} = E_{Perf} - E_{Dead}$ sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Zu

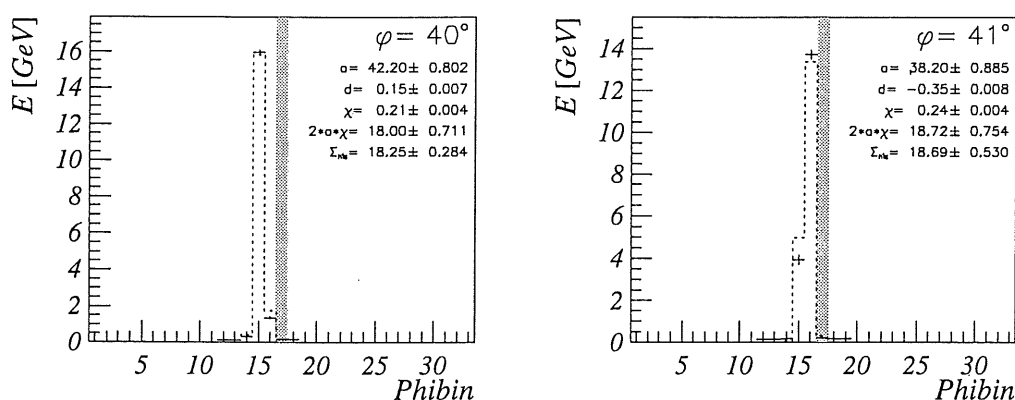


Abbildung 5.7: Der Einfluß des ϕ -Cracks auf das Schauerprofil (40° , 41°).

beachten ist, daß die im Material vor dem Kalorimeter deponierte Energie *nicht* berücksichtigt ist.

Es ist zu erkennen, daß — mit Ausnahme einer Einschußposition von 41° — innerhalb der Fehler eine Übereinstimmung mit der erwarteten Form des lateralen Profils erreicht wird. Allerdings nehmen die Fehler der gemittelten Energien je Bin mit Annäherung an den ϕ -Crack stark zu und erreichen bei $\phi = 44^\circ$ im Bin 16 in direkter Nachbarschaft zum Spalt: $\pm 93\%$.

Die auftretenden Schwankungen der Mittelwerte der perfekten Energie (vgl. auch Abbildung 5.3(b)) sind durch die unberücksichtigten Energieverluste in den nicht-sensitiven Bereichen vor dem Kalorimeter zu erklären. Diese Abweichungen werden aber im Rahmen des Fehlers erfaßt.

Auffällig sind allerdings das Maximum von $E_{\text{Perf}} = 19,85 \text{ GeV}$ bei $\phi = 44^\circ$ und der hier auftretende Fehler von $\pm 3,42 \text{ GeV}$. Die extreme Fluktuation — sowohl in der Energie links vom Spalt als auch der perfekten Energie — an dieser Stelle läßt sich, wie bei den Schauerprofilen, die komplett in einem Stack liegen, auf die Fluktuationen in der lateralen Breite des Schauers zurückführen.

Hier werden allerdings, neben der normalen Statistik, verstärkt die Effekte des toten Materials deutlich: Durch die Breite des ϕ -Cracks in der Simulation wird, je nach Entwicklung des Schauers, die Energiedeposition über die sensitiven Bereiche dreier Kalorimeter (FB1E, FB1H und FB2H) und eine Vielzahl von nicht-sensitiven Bereichen zwischen diesen verteilt. Dieser Effekt wird noch von dem angelegten Magnetfeld verstärkt, worauf im Kapitel 6.4.2 näher eingegangen wird.

Dieses Verhalten spiegelt sich auch in dem Parameter χ , in den die Topologie der zugrundeliegenden Geometrie und des betrachteten Schauers eingeht.

Obwohl der Einfluß des ϕ -Cracks auf die Energiedeposition gravierend ist, kann doch auf Basis einer „gemittelten Geometrie“ eine Parametrisierung der lateralen Schauerprofile erreicht werden. Nur für den Fall, daß das Bin des Maximums mit dem ϕ -Crack zusammenfällt, ist der Fehler der deponierten Energie und somit die daraus folgende Unzuverlässigkeit der Parametrisierung zu groß, um eine Korrektur zu ermöglichen.

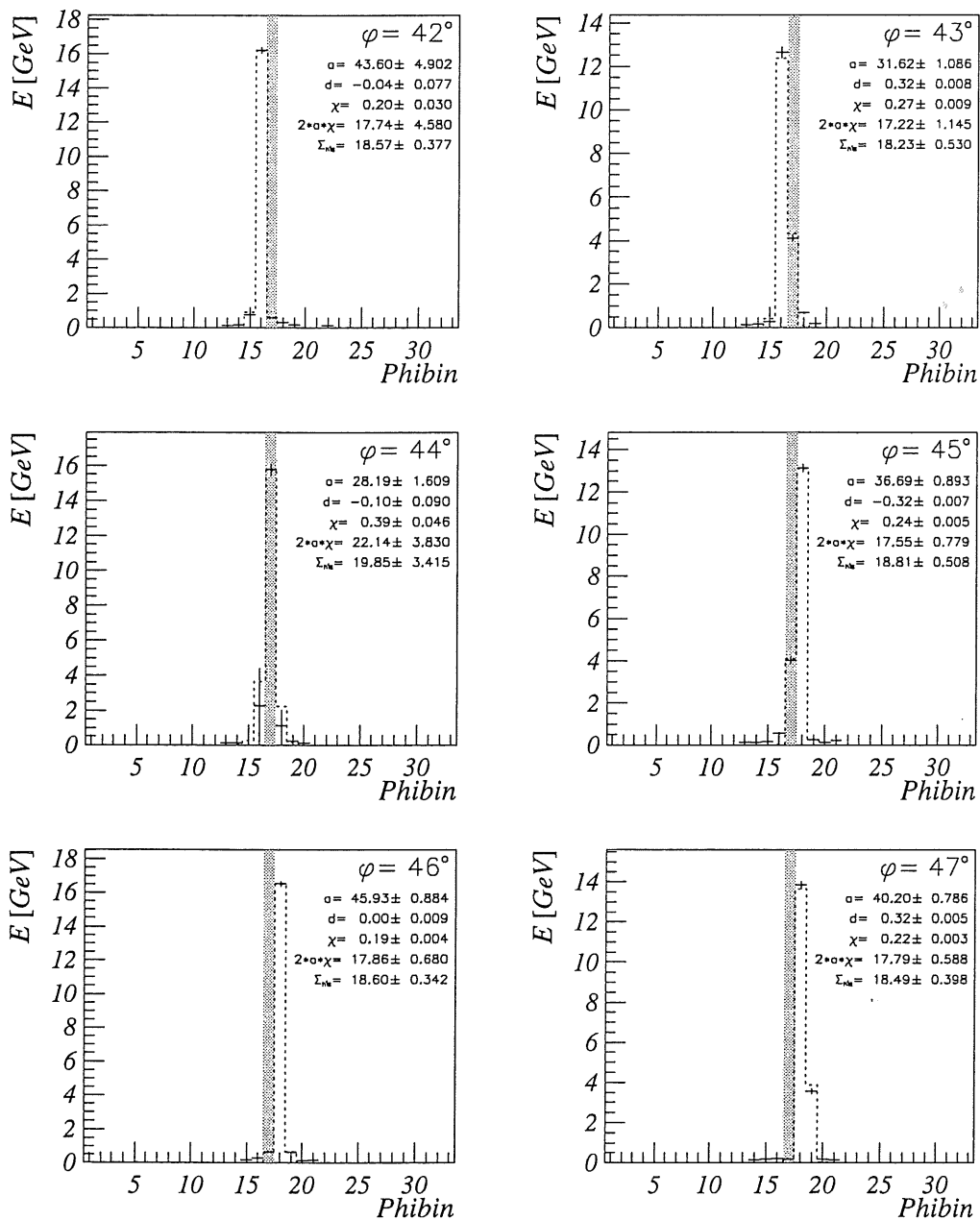


Abbildung 5.8: Der Einfluß des ϕ -Cracks auf das Schauerprofil (42...47°).

6. Korrektur auf Basis des transversalen Schauerprofils

Die mittlere Energiedeposition im Kalorimeter kann also durch ein parametrisiertes laterales Schauerprofil beschrieben werden. Eine Korrektur um 44° — hier erreicht der Energieverlust durch den ϕ -Crack sein Maximum — ist nicht möglich, da dort schon die Parametrisierung des Schauerprofils sehr fehlerbehaftet ist.

Bis jetzt wurde gezeigt, daß die gemittelte deponierte Energie im Rahmen ihrer Fehler durch das angepaßte Profil $S(n)$ beschrieben werden kann. Da eine Korrektur aber auf Ereignisbasis stattfindet, gilt es nun, die Abweichung — bezogen auf ein einzelnes Ereignis — zu untersuchen.

6.1 Das Korrekturverfahren

Um eine Korrektur durchzuführen, wird der Parameter χ , der aus der Parametrisierung des lateralen Energieverlustes stammt, als für den jeweiligen Einschußwinkel vorgegeben betrachtet. Hiermit wird angenommen, daß — bei konstantem Azimutalwinkel — die Geometrie im Kalorimeter über den vom Schauer erfaßten Bereich gemittelt werden kann und es keine signifikanten Unterschiede in der Schauertopologie zwischen den einzelnen Ereignissen gibt.

Die Parameter d , für die Lage der Einschußposition, und a , der in diesem Fall die deponierte Energie über den Zusammenhang $E = 2a\chi$ beschreibt, sind die freien Parameter für die Anpassung von $S(n)$. Aus der jeweiligen Verteilung der Energie über die getroffenen ϕ -Bins wird das Bin des Maximums bestimmt und der Anpassung vorgegeben. Es werden somit folgende, auch bei H1-Daten vorhandene, Informationen benutzt:

- ◇ die in den sensitiven Bereichen des Kalorimeters deponierte Energie E_{Sens} ,
- ◇ der Winkel ϕ des vom Vertex kommenden Elektrons,

- ◇ die aus dem Parameter χ resultierende Kenntnis über die Geometrie und die Schauerentwicklung.

Es werden nicht nur aus dem Kalorimeter stammende Informationen verwendet, sondern auch Richtungsinformationen des den Schauer initiiierenden Teilchens. Diese werden hier von der Simulation zur Verfügung gestellt und gehen als exakte Größen ein. Im Fall von H1-Daten könnten gegebenenfalls Informationen aus den Spurkammern verwendet werden.

Die Ereignisse unterliegen den gleichen Anforderungen wie in Kapitel 5.2 und die Energiedeposition in den einzelnen getroffenen ϕ -Bins wird analog bestimmt. Auf Basis dieser wird dann das transversale Profil angepaßt.

6.2 Die Ergebnisse der Korrektur

Für alle betrachteten Ereignisse war die Anpassung in dem Sinne erfolgreich, daß sie immer konvergierte und, daß das Bin, in dem sich das Maximum der Verteilung befindet, immer mit dem bei der Anpassung an die Mittelwerte beobachteten übereinstimmt. Dies ist eine Bestätigung dafür, daß die Fluktuation des Schauerprofils zwischen den einzelnen Ereignissen hauptsächlich durch die Anzahl der getroffenen Bins bestimmt werden — also die lateral äußeren und niederenergetischen Außenbereiche betrifft — nicht jedoch durch das Schauermaximum.

Für die verschiedenen Winkel ist in den Abbildungen 6.1 und 6.2 die Verteilung der Differenz zwischen der perfekten Energie E_{Perf} und dem jeweilig angepaßten

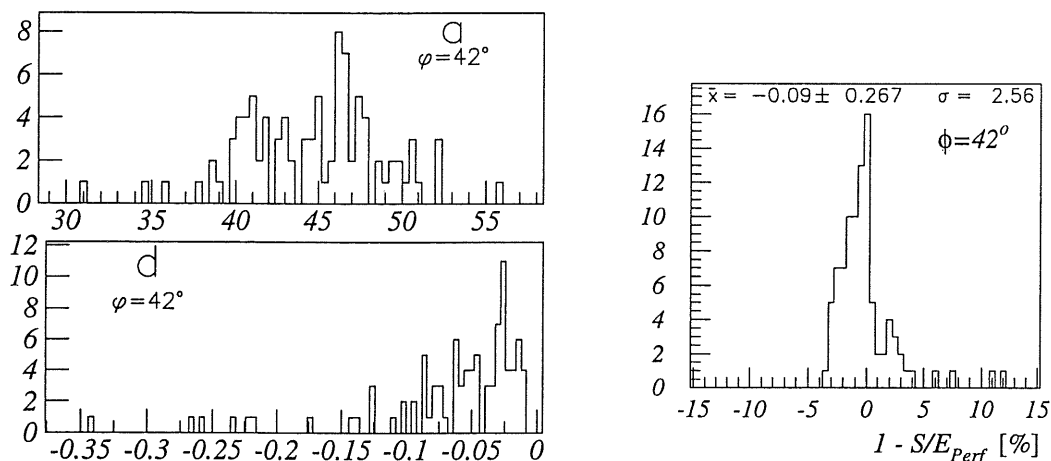


Abbildung 6.1: Die Verteilung der Parameter a und d und der Fehler der ereignisbezogenen Korrektur auf Basis des lateralen Profils für $\phi = 42^\circ$.

6. Korrektur auf Basis des transversalen Schauerprofils

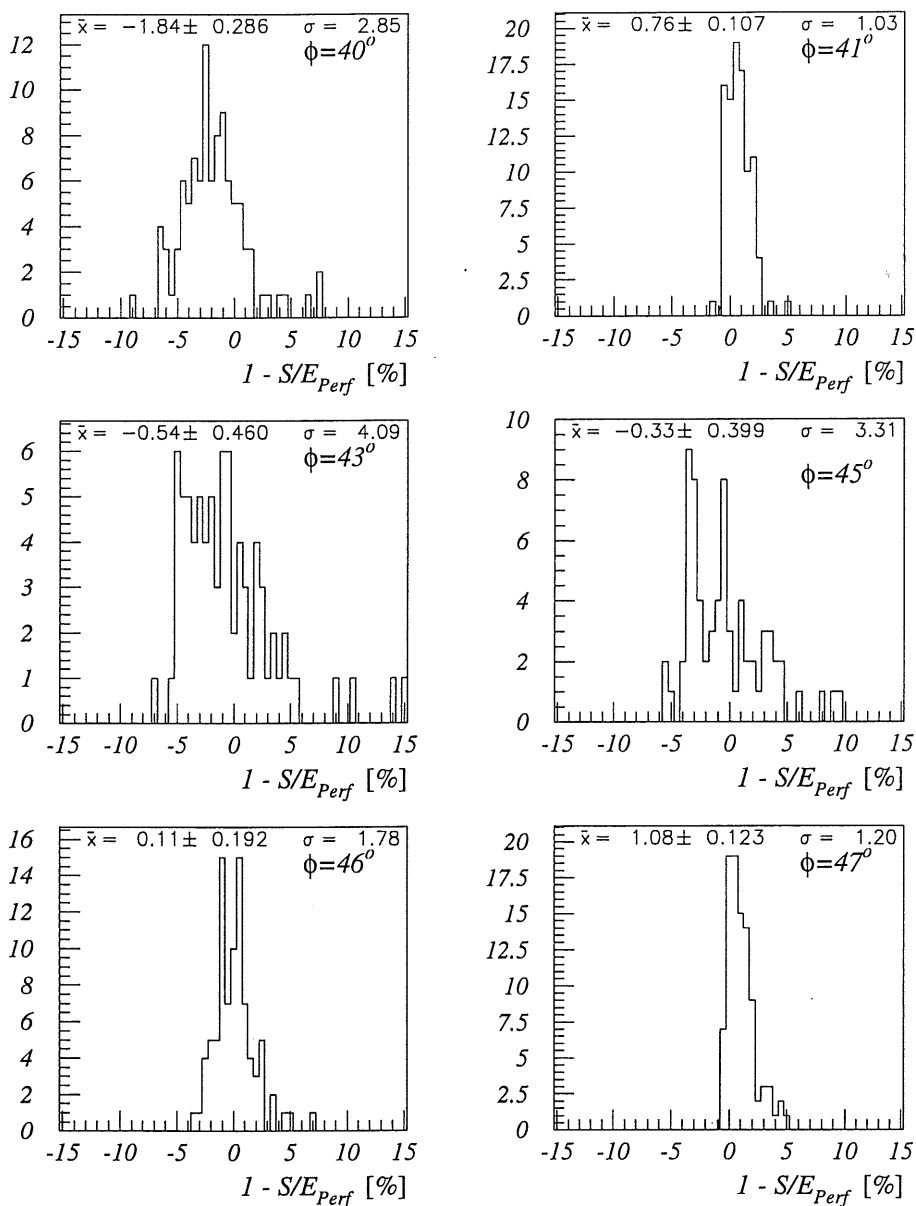


Abbildung 6.2: Fehler der ereignisbezogenen Korrektur auf Basis des lateralen Profils (40...47°).

Schauerprofil S im prozentualen Anteil von E_{Perf} aufgetragen. Eingetragen sind der arithmetische Mittelwert \bar{x} und die Standardabweichung σ .

Die auftretende Streuung der Abweichungen, besonders im Bereich um 44° , sind erheblich. Im Mittel dagegen kann die verlorene Energie im Bereich von $\pm 2\%$ rekonstruiert werden. Auffällig ist, daß das schlechteste Ergebnis bei $\phi = 40^\circ$ eintritt — wo die Energie des Schauers noch nahezu vollständig im linken Stack deponiert ist — und, daß in dem angepaßten theoretischen Profil an dieser Stelle größtenteils mehr Energie als im Kalorimeter deponiert wird.

6.3 Das „Verhalten“ der Anpassung

In Tabelle 6.1 sind die aus den zugrundeliegenden gemittelten Schauerprofilen (vgl. Abbildungen 5.7 und 5.8) für die einzelnen Winkel bestimmten Werte für die im toten Material deponierte Energie E_{Dead} , die im FB1E-Kalorimeter nachgewiesene Energie E_{Sens} und die durch die hier durchgeführte Korrektur hinzugekommene Energie im Bin des toten Materials $S(17)$ zusammengefaßt.

Es ist erkennbar, daß bis auf die Randbereiche des Spaltes, die rekonstruierte Energie im Bin des ϕ -Cracks die im Mittel dort verlorene Energie im Rahmen der Fehler rekonstruiert. Das Verhalten des lateralen Schauerprofils für die verschiedenen Winkel kann im Rahmen der bisherigen Beobachtungen folgendermaßen erklärt werden:

- ◊ Bei 40° betrifft die Beeinflussung durch den Spalt „nur“ ein äußeres Bin links vom Crack, das Bin rechts vom Crack erlaubt einen Nulleintrag in sei-

ϕ [°]	E_{Sens} [GeV]	E_{Dead} [GeV]	$S(17)$ [GeV]
40	$18,08 \pm 0,28$	$0,17 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
41	$18,47 \pm 0,51$	$0,22 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,21$
42	$17,96 \pm 0,35$	$0,61 \pm 0,03$	$0,57 \pm 0,16$
43	$14,11 \pm 0,38$	$4,11 \pm 0,14$	$1,13 \pm 0,24$
44	$4,08 \pm 3,09$	$15,77 \pm 0,32$	—
45	$14,78 \pm 0,35$	$4,02 \pm 0,16$	$0,86 \pm 0,13$
46	$17,96 \pm 0,30$	$0,64 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,12$
47	$18,29 \pm 0,39$	$0,19 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,10$

Tabelle 6.1: Übersicht der verschiedenen deponierten Energien.

nem Fehler. Da durch das theoretische Profil der Schauer generell schmaler beschrieben wird, als er im Kalorimeter sichtbar ist, wird kaum Energie „erzeugt“.

- ◇ Bei den Winkeln 43° und 45° kann der Energieverlust — er beträgt ca. 28 % von E_{Sens} — nicht rekonstruiert werden, Konvergenz wird durch einen mittleren Abstand von $d \approx 0.0$ erreicht. Dies entspricht in beiden Fällen einem vom Spalt ins Kalorimeter verschobenen Profil und führt zu der geringen Energie in Bin 17.
- ◇ Bei den anderen Winkeln wird von dem ϕ -Crack das Bin links bzw. rechts des Maximums der Verteilung eingenommen. Es ist eine, wenn auch stark fehlerbehaftete, Energierekonstruktion möglich, da die Bins rechts bzw. links des Cracks noch signifikant zum Gesamtprofil beitragen.

Diese Betrachtungen werden durch die Beobachtung bekräftigt, daß die Fehler von $S(17)$ bzw. die Abweichungen von $E_{\text{Perf}} - S$ sich in der Verteilung der angepaßten Parameter spiegeln (vgl. Abbildung 6.1). Konvergenz kann also nur erreicht werden, wenn der gesamte erlaubte Parameterbereich ausgenutzt wird.

Die Korrektur bewirkt also nicht eine Rekonstruktion der Energieverluste im toten Material direkt, sondern es wird an die bekannte deponierte Energie im sensitiven Bereich des Kalorimeters und ihre laterale Verteilung ein Schauerprofil angepaßt, welches die beste Übereinstimmung der erwarteten mit der vorhandenen Topologie in der durch den Parameter χ vorgegebenen Geometrie bietet.

Werden zwei Parameter, z.B. χ und a vorgegeben, so reicht das „Spiel“ im letzten Parameter nicht aus, um die Fluktuationen zu erfassen. Auch die Vorgabe der gemittelten deponierten Energie im ϕ -Crack $S(17)$ führt zu keiner Verbesserung, da der Fehler dieses Wertes in seiner vollen Spanne ausgenutzt wird und die Streuung der Ergebnisse — wenn überhaupt eine Konvergenz erzielt wird — nicht verkleinert wird.

6.4 Der Deus absconditus der Schauerentwicklung

Im Laufe der Untersuchung der lateralen Schauerprofile sind folgende Effekte aufgetreten:

- ◇ Die im Kalorimeter auftretenden Schauer sind breiter als erwartet.
- ◇ Die Lage der gemittelten Einschußposition wandert mit größeren Energien zu kleineren ϕ -Winkeln.
- ◇ Die laterale Breite der gemittelten Schauer nimmt mit der Energie ab.

- ◇ In den zum ϕ -Crack benachbarten lateralen Bins fluktuiert die deponierte Energie stärker als erwartet.

Diese Effekte können durch das Material vor dem Kalorimeter und den Einfluß des angelegten Magnetfeldes erklärt werden.

6.4.1 Einfluß des Materials „in front“

In Abbildung 6.3 ist das Material vor dem FB1E-Kalorimeter, wie es in der H1SIM-Geometrie abgespeichert ist, gegen den Azimutalwinkel dargestellt. In Abbildung 6.3(a) wurden auf dem Weg vom Vertex bis zu einer Auslese- oder Hochspannungsplatte des Kalorimeters die auftretenden Strahlungslängen für Winkel zwischen 2 und 42° aufsummiert. In Abbildung 6.3(b) dagegen wurde nach einer Wegstrecke von 192,7 cm die Summierung abgebrochen, was einem Radius von 107,0 cm entspricht — bei 107,95 cm beginnen nach Design des Detektors in diesem Winkelbereich die Kalorimeter-Stacks.

Es befinden sich also mindestens 1,85 Strahlungslängen vor dem Kalorimeter, die sich bei dem betrachteten Winkel von $\theta = 33,73^\circ$ vor allem aus den vorderen Endkappen und Kabeln des Trackers ergeben (vgl. Abbildung 3.1). Diese decken den Polarwinkelbereich von ca. 28 bis 44° vor dem FB1-Ring ab. Auch vor dem ϕ -

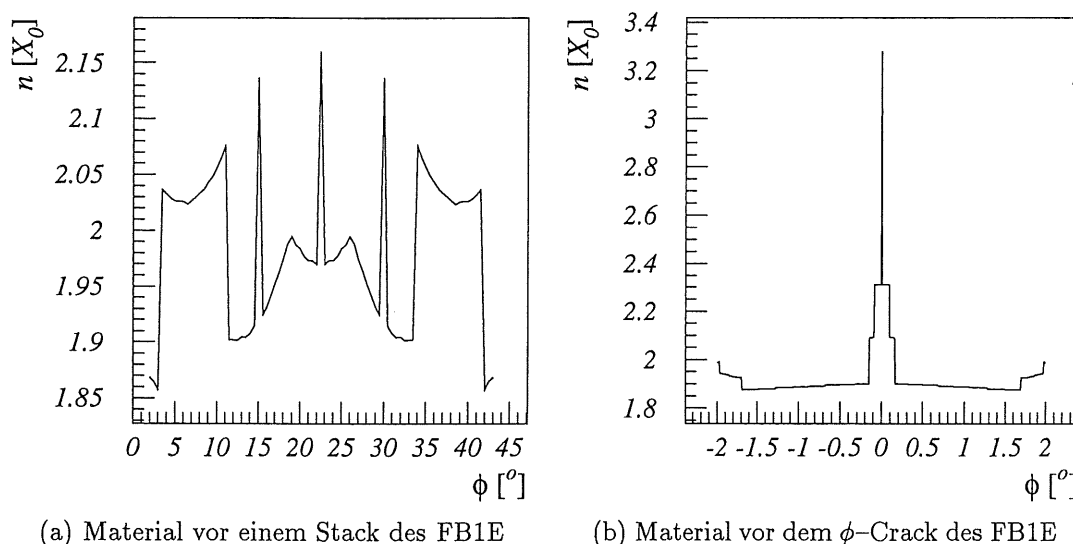


Abbildung 6.3: Dicke des Materials vor dem FB1E-Kalorimeter. Aufgetragen ist die aufsummierte Strahlungslänge in Einheiten von X_0 bei $\theta = 33,73^\circ$ gegen den Azimutalwinkel.

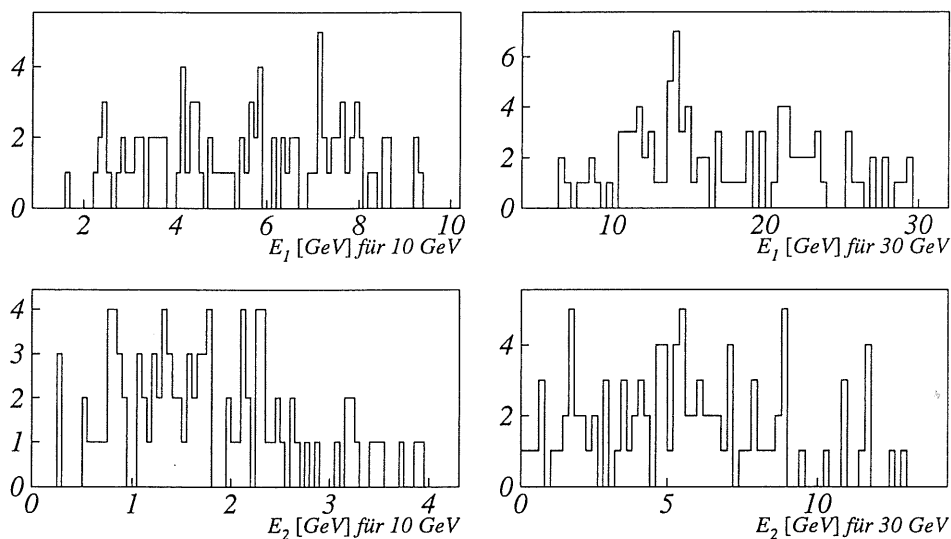


Abbildung 6.4: Die Energieverteilungen für ins Kalorimeter eintretende Teilchen bei Primärenergien von 10 und 30 GeV (Elektron). Es gilt für jedes Ereignis $E_1 > E_2$.

Spalt befinden sich mindestens $1,8 X_0$ — die lokale Spitze in seinem Zentrum bei 45° ergibt sich aus dem Fehlen des Argon-Excluders in der Simulationsgeometrie. Dies wurde aber nur bei Winkeln von $n \cdot 45,0^\circ$ beobachtet und kann als lokaler Effekt vernachlässigt werden.

Zudem weist die Materialverteilung winkelabhängige Unterstrukturen auf. In diesen ist zumindest ein Grund — neben der Beeinflussung durch den ϕ -Crack — für die Abweichung des Parameters χ bei gleicher Energie aber unterschiedlichem Azimutalwinkel zu suchen.

Diese beträchtliche Materialansammlung vor dem Kalorimeter bedingt — neben dem in ihr stattfindenden Energieverlust — auch ein Aufschauern des primären Teilchens vor dem Kalorimeter.

Die Simulation stellt für Teilchen, die die Spurkammern verlassen, die Energie und den Ort zur Verfügung, wo sie in den Kryostaten eintreten. In dem hier betrachteten Fall (FB1E) geschieht dies bei einem Radius von ca. 87,5 cm. Zu beachten ist, daß die Teilchen noch den Kryostaten und das Material zwischen diesem und dem Kalorimeter durchqueren müssen.

In Abbildung 6.4 sind die Energieverteilungen der beiden Teilchen, die beim Verlassen des zentralen Trackers die höchsten Energien aufweisen, für Primärenergien eines Elektrons von 10 und 20 GeV dargestellt. Es gilt für jedes Ereignis $E_1 > E_2$. Diese Darstellung wurde gewählt, da die Summe der Energie dieser beiden Teil-

chen nahezu die Primärenergie des Elektrons ergibt und diese Teilchen folglich die Schauerentwicklung im Kalorimeter maßgeblich beeinflussen. Diese Argumentation wird natürlich hinfällig, sobald das verzeichnete hochenergetische Teilchen eine Energie E_1 besitzt, die viel kleiner ist als die Primärenergie.

In dieser Darstellung ist das Aufschauern vor dem Kalorimeter gut erkennbar, so ist es also durchaus möglich, daß das Teilchen, das beim Eintritt ins Kalorimeter die höchste Energie aufweist, nur mit ca. 2 bzw. 10 GeV für Primärenergien von 10 bzw. 30 GeV verzeichnet wird. Dies erklärt die beobachtete Indifferenz zwischen der theoretisch erwarteten lateralen Schauerbreite und der beobachteten. Bedingt durch eben dieses Aufschauern ist das Vernachlässigen des lateralen Halos — dies ist durch das Verwenden von nur einer Exponentialfunktion zur Parametrisierung des zugrundegelegten Energieverlustes geschehen — nicht gerechtfertigt. Der Schauer befindet sich bei Eintritt ins Kalorimeter schon in einem Stadium, in dem der zentrale Kernbereich und der Halo ausgeprägt sind.

6.4.2 Einfluß des Magnetfeldes

Das im H1-Detektor anliegende Magnetfeld von 1,2 T wirkt, bedingt durch die außenliegende Magnetspule (vgl. Kapitel 3.1), auch auf das Kalorimeter. Untersuchungen zur Elektronen-Pion-Trennung [7] haben ergeben, daß dieses Magnetfeld die Schauerentwicklung im Kalorimeter nicht beeinflusst.

Bedingt durch die Schauerbildung im Material vor dem Kalorimeter, also im Tracker und dem Kryostaten, und den daraus resultierenden teilweise sehr niedrigen Energien der entstehenden Sekundärteilchen bzw. des Energieverlustes des Primärteilchens, sind Abweichungen von der erwarteten Einschußposition zu beobachten. Hierbei bewirkt die auftretende Lorentzkraft einen Drift für negative geladene Teilchen in Richtung des ansteigenden Azimutalwinkels.

Der Polarwinkel θ bleibt durch das parallel zur Strahlachse verlaufende Magnetfeld erhalten.

In Abbildung 6.5 sind die Azimutalwinkelverteilungen für einen Winkel des Primärteilchens von $\phi = 20^\circ$ aufgetragen. Mit ϕ_1 ist der Winkel des Teilchens mit der Energie E_1 — also des Teilchens mit der größten Energie im jeweiligen Ereignis — bezeichnet, ϕ_2 ist analog der Winkel für das Teilchen mit E_2 . Interessant ist die Verteilung der Differenz $\phi_1 - \phi_2$, die zwar im Mittel 0° ergibt, jedoch sind bei einer Primärenergie von 10 GeV die Abweichungen im Vergleich zu 30 GeV deutlich ausgeprägter. Diese Beobachtung wird durch die Verteilung des Winkels ϕ für alle Teilchen mit einer Energie größer als 1 GeV — nur sie sind für die Ausprägung des lateralen Profils von Belang — bestätigt. Dies erklärt die mit zunehmender Energie beobachtete Abnahme in der lateralen Schauerbreite.

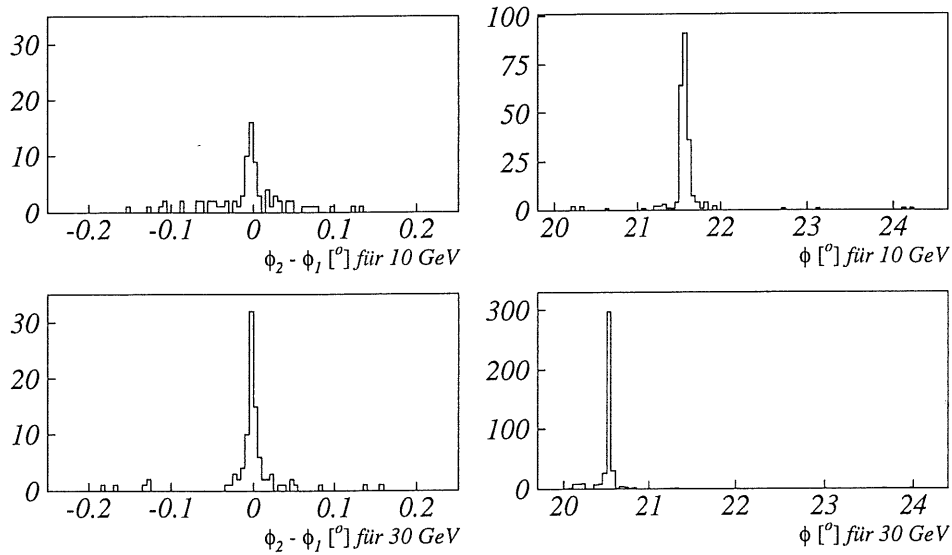


Abbildung 6.5: Die Winkelverteilungen für ins Kalorimeter eintretende Teilchen bei einem Einschubwinkel von $\phi = 20^\circ$ und Primärenergien des Elektrons von 10 und 30 GeV. Aufgetragen ist *links* die Differenz $\phi_1 - \phi_2$ der Winkel für die ins Kalorimeter eintretenden Teilchen mit $E_{1,2}$, *rechts* die Verteilung der Winkel für alle Teilchen mit $E > 1$ GeV.

Bezogen auf den Azimutalwinkel des Primärteilchens ergibt sich, daß der Winkel der ins Kalorimeter eintreffenden Teilchen erwartungsgemäß für 10 GeV größer ist als für 30 GeV Primärenergie. Da diese Teilchen das Bin des Maximums mit festlegen, wird so auch die Lage des beobachteten Energieeinbruchs durch den ϕ -Crack bei ca. 44° statt 45° erklärt.

Auf das Magnetfeld und die Schauerentwicklung vor dem Kalorimeter können auch die bei 44° beobachteten Fluktuationen der Energiedeposition im Bin „links“ des ϕ -Cracks zurückgeführt werden. Bedingt durch das Magnetfeld und die Energie des eintreffenden Teilchens wird seine Energie teilweise in diesem Bin — also im sensitiven Bereich — deponiert, aber auch eine Energiedeposition im ϕ -Crack ist möglich. Zusammen mit der geringen betrachteten Statistik erklärt dies den angegebenen Fehler.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß es möglich ist, die Energiedeposition im Flüssig-Argon Kalorimeter des H1-Detektors durch ein theoretisch motiviertes Schauerprofil zu beschreiben.

Die Studie eines speziellen Bereiches des elektromagnetischen Kalorimeters hat ergeben, daß auch eine Korrektur auf Energieverluste in diesem nicht-sensitiven Bereich auf Basis eines transversalen Schauerprofils prinzipiell möglich ist. Hierbei steht aber eine Untersuchung des Einflusses der Indifferenz zwischen der betrachteten Geometrie und der Geometrie des H1-Detektors in realiter aus.

Bezogen auf das vor dem Kalorimeter vorhandene Material hat sich im Zusammenhang mit dem angelegten Magnetfeld ergeben, daß ein prägender Einfluß auf die Energiedeposition und die betrachteten lateralen Profile im Kalorimeter bemerkbar ist.

In diesem Zusammenhang bietet sich eine weitergehende Analyse an, bei der die Energiedeposition im Bereich in und um den ϕ -Crack unter Berücksichtigung des Materials „in front“ parametrisiert wird.

Auch die Auswertung der erwähnten Testläufe zur Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters bieten, da sie ohne Magnetfeld stattfanden, eine gute Möglichkeit, das Konzept des lateralen Schauerprofils zu überprüfen. Im Zusammenhang mit diesen ist auch eine Untersuchung des ϕ -Cracks in einer an den Detektor angelehnten Monte-Carlo Geometrie und ein Test der Korrekturmöglichkeit an Hand von Daten mit Primärteilchen bekannter Einschußenergie und -ort möglich.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung eines Teilchenschauers.	4
2.2	Die longitudinale Verteilung des Energieverlustes.	8
2.3	Beispiele für transversale Schauerprofile.	10
3.1	Ansicht des H1-Detektors.	14
3.2	Längsschnitt durch das H1-Kalorimeter.	16
3.3	Querschnitt des FB-Kalorimeters.	17
3.4	Die Stützkonstruktion des FB1E.	18
3.5	Skizze einer Auslesezone.	18
3.6	Struktur der Ausleseplatten des FB1E-Kalorimeters.	19
3.7	Material vor dem LAr-Kalorimeter.	21
3.8	Skizze des ϕ -Cracks.	22
4.1	Korrekturverhalten für simulierte 20 GeV Pionen.	32
4.2	Die ϕ -Crack-Korrektur im Modul ACDEAD für 20 GeV Elektronen.	33
5.1	Integration des lateralen Schauerprofils.	35
5.2	Die theoretische laterale Energiedeposition.	36
5.3	Transversale Schauerprofile für verschiedene Energien (I).	39
5.4	Transversale Schauerprofile für verschiedene Energien (II).	40
5.5	Der Einfluß des ϕ -Cracks auf die Energiedeposition.	42
5.6	Auschnitte aus der H1SIM-Geometrie.	43
5.7	Der Einfluß des ϕ -Cracks auf das Schauerprofil (40° , 41°).	45
5.8	Der Einfluß des ϕ -Cracks auf das Schauerprofil ($42 \dots 47^\circ$).	47
6.1	Ergebnisse der ereignisbezogenen Korrektur (I).	49

6.2	Ergebnisse der ereignisbezogenen Korrektur (II).	50
6.3	Dicke des Materials vor dem FB1E-Kalorimeter.	53
6.4	Die Energieverteilungen für ins Kalorimeter eintretende Teilchen.	54
6.5	Die Winkelverteilungen für ins Kalorimeter eintretende Teilchen.	56

Tabellenverzeichnis

3.1	Status des LAr-Kalorimeters am H1-Detektor.	15
4.1	Beispiele für die im H1SIM benutzte Materialparameter.	24
4.2	Die benutzten GEANT-Parameter.	25
4.3	Estimatoren für elektromagnetische Cluster.	30
5.1	Die gewählten Simulationsparameter.	37
6.1	Übersicht der verschiedenen deponierten Energien.	51

Literaturverzeichnis

- [1] U. Amaldi *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scr. 23 (1981) 409
- [2] G.A. Akopdjanov et. al. *Determination of Photon Coordinates in a Hodoskope Cherenkov Spectrometer*, NIM 140 (1977) 441
- [3] G. Bathow et al. *Measurements on Electromagnetic Cascades*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [4] V. Brisson *Tower and Pad Segmentation of the H1 Liquid Argon Calorimeter*, H1-TR-114 1987
- [5] Priscilla B. Cushman *Electromagnetic and Hadronic Calorimeters* in Fabio Sauli (Hg.) *Instrumentation in High Energy Physics*, Advanced Series on Directions in High Energy Physics — Vol. 9, World Scientific 1992
- [6] F. Eisele *Study for a HERA-Detector* in *Proceedings of the Discussion Meeting on HERA Experiments, Genua 1984*, DESY HERA 85/01 January 1985
- [7] Regina Ebbinghaus *Überprüfung eines Algorithmus zur Trennung von Elektronen und Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors* Diplomarbeit, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Universität Dortmund 1992
- [8] M. Ellers *Untersuchungen zum Teilchennachweis im Randbereich eines elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Universität Dortmund 1991
- [9] J. Feltesse *Measurement of Inclusive Differential Cross Sections* in *Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg 1987*, DESY 1988, Band 1
- [10] GEANT team *GEANT User's Guide*, CERN 1992
- [11] R. Gräßler *Kalibration eines elektromagnetischen Kalorimetermoduls für den H1-Detektor*, Diplomarbeit, 3. Phys. Inst. B, RWTH Aachen 1991

- [12] R. Gräßler, persönliche Mitteilung
- [13] C.W. Fabjan *Calorimetry in High-Energy-Physics*, CERN-EP/85-54, Genf 1985
- [14] C.W. Fabjan and R. Wigmans *Energy Measurement of Elementary Particles*, Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1519
- [15] L. Görlich, H.P. Wellisch *Documentation of the LAr Clustering*, H1-12/91-204 1991
- [16] The H1 Calorimeter Group *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, DESY 93-078, June 1993
- [17] The H1 Calorimeter Group *Electron Identifikation in H1 LAr Calorimeters*, H1-01/93-266 1993
- [18] H1 Collaboration *The H1 Detector at HERA*, DESY 93-103, July 1993
- [19] K. Kleinknecht *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, Stuttgart 1987
- [20] H. Küster *ASCALE User Guide*, H1 Software Note SW024, Hamburg 1991
- [21] C. Ley, persönliche Mitteilung
- [22] E. Longo, I. Sestili *Monte-Carlo Calculation of Photon-initiated Electromagnetic Showers in Lead-Glas*, NIM 128 (1975) 283
- [23] E. Lohrmann *Hochenergiephysik*, 3. überarbeitete Auflage, B.G. Teubner Stuttgart 1986
- [24] Particle Data Group *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D45 (1992) 11.
- [25] D. H. Perkins *Introduction to High Energy Physics*, Third Edition, Addison Wesley 1987
- [26] N. Sahlmann *Planung und Bau elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor*, Diplomarbeit, 3. Phys. Inst. B, RWTH Aachen 1989
- [27] V. Shekelyan, persönliche Mitteilung
- [28] V. Shekelyan *Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry*, H1-04/93-288, Hamburg 1993
- [29] R. Wigmans *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, NIM A259 (1987) 389

[30] H1REC_30801 Programmtext der offiziellen H1-Rekonstruktion

[31] H1SIM_21103 Programmtext der offiziellen H1-Detektorsimulation

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. G. Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Besonderer Dank gilt Herrn Ralf Gräßler, der diese Arbeit stets engagiert betreut hat und immer ein offenes Ohr für die auftretenden Probleme hatte.

Ebenso danke ich Herrn Christoph Ley für die Zurverfügungstellung seines Wissens über Software aller Art, den Herren Norbert Sahlmann und Michael Rietz für die Hilfe bei allen größeren und kleineren Problemen, Herrn Andreas Wagener nicht nur für die Inanspruchnahme seines Bücherschranks und natürlich meinen Mitstreitern Patrick Palmen, Hardy Pawletta und Peter Uelkes.

Für das kritische Lesen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Frau Anja Krüger und Herrn Dr. H. Gräßler.

Danken möchte ich auch Herrn Matthias Korn und all jenen, die die CERN-Tests zum Erlebnis gemacht haben.

Ferner danke ich allen Mitarbeitern des III. Physikalischen Instituts B für die angenehme Arbeitsatmosphäre und bereitwillige Hilfe bei allen Problemen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium und die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglichten und mich stets bereitwillig unterstützten.

Darüber hinaus danke ich herzlich meiner Frau Astrid, Herrn Achim Bahnen und Herrn Martin Klein.

