Nachweis elektromagnetischer Schauer in einem Flüssigargon–Kalorimeter: Vergleich von Meßdaten mit Modellrechnungen

März 1994

Diplomarbeit
vorgelegt von

Martin Hütte

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Grundlagen der experimentellen Elementarteilchenphysik

Das Ziel der experimentellen Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der Eigenschaften der kleinsten Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen untereinander. Das heutige Wissen über diese Teilchen stammt hauptsächlich aus Streuexperimenten der letzten 50 Jahre und wird zum sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefaßt. Innerhalb des Standardmodells wird angenommen, daß die Materie aus elementaren Fermionen, den Leptonen und Quarks, besteht und daß Wechselwirkungen zwischen ihnen durch Eichbosonen vermittelt werden. Als Leptonen werden diejenigen Fermionen bezeichnet, die außer an der Gravitation nur an der elektroschwachen Wechselwirkung teilnehmen. Quarks hingegen unterliegen zusätzlich der starken Wechselwirkung, die sie zu den experimentell beobachtbaren Hadronen verbindet.

Zur Durchführung von Streuexperimenten werden Teilchenstrahlen beschleunigt und auf ein festes Ziel gelenkt oder mit anderen Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. Um Strukturen der Größe Δx aufzulösen, ist nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \qquad \hbar = \text{Plancksches Wirkungsquantum} \tag{1.1}$$

mindestens ein Impuls der Größe $\Delta p = \hbar/\Delta x$ nötig. Hieraus wird ersichtlich, daß die Teilchenstrahlen auf immer höhere Energien beschleunigt werden müssen, um immer kleinere Strukturen aufzulösen.

Einen Einblick in die physikalischen Prozesse, die bei den Kollisionen stattgefunden haben, gewinnt man durch Identifizierung der Reaktionsprodukte sowie der Messung ihrer Energien. Diese Aufgabe wird von speziellen Detektoren übernommen, die den Kollisionspunkt umgeben und dabei möglichst den gesamten Raumwinkel abdecken.

1.2 Der Speicherring HERA

Die Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA wurde im Jahre 1991 an der Großforschungsanlage DESY in Hamburg fertiggestellt und Anfang 1992 in Betrieb genommen. Mit

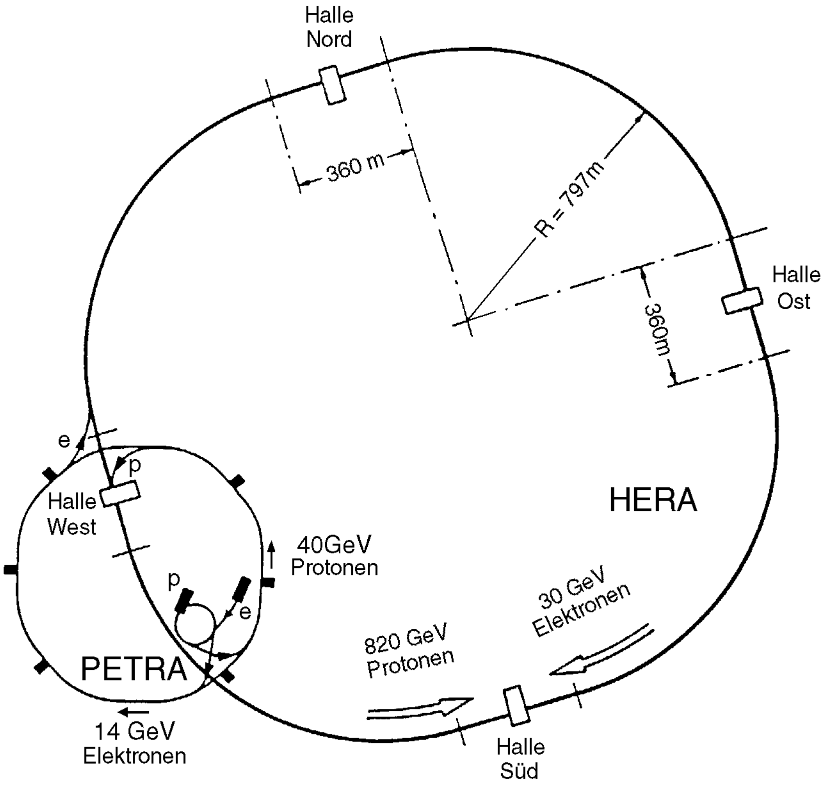

Abbildung 1.1: Die **H**adron–**E**lektron–**R**ing– **A**nlage **HERA**.

diesem Speicherring können erstmals hochenergetische Elektronen– und Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Wie die Abbildung 1.1 zeigt, durchlaufen die Teilchen die Vorbeschleuniger DESY und PETRA und werden anschließend in den Speicherring HERA injiziert, in dem Elektronen bis zu einer Energie von 30 GeV und Protonen bis zu 820 GeV beschleunigt werden. In diesem Ring kreisen Bündel beider Teilchenarten in entgegengesetzter Richtung und kollidieren alle $96ns$ an vier dafür vorgesehenen Orten. Die Detektoren H1 und ZEUS sind an zweien dieser Wechselwirkungspunkte aufgebaut und dienen zum Nachweis der Reaktionsprodukte und somit zur Analyse der stattgefundenen physikalischen Prozesse. Für diese Prozesse steht eine Schwerpunktsenergie von derzeit $\sqrt{s} = 296$ GeV zur Verfügung. Der maximal erreichbare Impulsübertrag beträgt $Q^2_{max} \simeq 10^5 GeV^2$. Dieser Wert liegt um zwei Größenordnungen höher als bei allen bisherigen Experimenten und entspricht einer Auflösung von Strukturen der Größenordnung $\Delta x \simeq 10^{-18} m$. Die vorgesehene Luminosität des Speicherrings HERA beträgt $L = 1 - 2 * 10^{-31} cm^{-2} s^{-1}$, was einer erreichbaren integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100 - 200 pb^{-1}$ pro Jahr entspricht. Zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt σ_i bestimmt $\mathcal{L}$ die Anzahl N_i der zu erwartenden Ereignisse von Typ i: $N_i = \sigma_i \mathcal{L}$. Somit sollten alle Prozesse beobachtbar sein, deren Wirkungsquerschnitt bei HERA–Energien $\sigma_i \geq 0,1 pb$ beträgt. Das physikalische Programm bei HERA umfaßt zum einen die Überprüfung des Standardmodells, insbesondere in dem nur bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich, zum anderen die Suche nach physikalischen Phänomenen jenseits des Standardmodells. Zu den Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden können, zählen [Schu89]:

- Untersuchung der Strukturfunktion des Protons, insbesondere in dem erstmals erreichbaren kinematischen Bereich von hohen Q^2 und kleinen Werten der Bjorkenvariablen x.
- Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen, z.B. nach angeregten Zuständen des Elektrons.
- Suche nach neuen Teilchen, insbesondere nach schweren Leptonen und Quarks, supersymmetrischen Teilchen und schweren Eichbosonen, welche mit rechtshändigen Strömen verknüpft sind.
- Untersuchung des hadronischen Charakters des Photons.
- Messung der Skalenverletzung der starken Wechselwirkung.
- Untersuchung des hadronischen Endzustandes bei tiefinelastischen Ereignissen.

Zur Durchführung dieser Untersuchungen wird neben dem Speicherring HERA ein Detektor benötigt, der hohen Anforderungen gerecht werden muß. Daher wird der H1–Detektor im folgenden näher beschrieben.

1.3 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor umgibt einen der vier Wechselwirkungspunkte von HERA. Es hat die Aufgabe, die beim Stoß der Elektronen und Protonen in HERA entstehenden Sekundärteilchen nachzuweisen. Besonderer Wert wurde auf die Identifizierung von Elektronen und Myonen sowie auf die Messung der Energien der Sekundärteilchen gelegt. Generelle Anforderungen an den H1–Detektor sind [Pro86]:

- Hohes Maß an Hermitizität, um die Energie der nicht nachweisbaren Neutrinos bestimmen zu können.
- Ein Triggersystem, das die physikalisch interessanten Ereignisse möglichst vollständig erfaßt und Untergrundereignisse unterdrücken kann.
- Ein Spurkammersystem zur Messung von Ladungsvorzeichen und Impuls geladener Teilchen sowie zur Vertexbestimmung.
- Hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und gute Identifikation von Elektronen.
- Die absolute Skala der Energiemessung soll für Elektronen auf 1% und für Hadronen auf 2% bekannt sein. Für einzelne Elektronen wird eine Energieauflösung von $\Delta E/E \leq 13\%/\sqrt{E}$ sowie für Hadronen von $\Delta E/E \leq 55\%/\sqrt{E}$ angestrebt. Die Genauigkeit der absoluten Energiekalibrierung von 1% für Elektronen und 2% für Hadronen ist erforderlich, um den systematischen Fehler bei der Bestimmung von inklusiven tiefinelastischen Wirkungsquerschnitten auf 10% zu begrenzen [Fel87].

- Eine feine Segmentierung der Kalorimeter zur Trennung elektromagnetischer und hadronischer Schaueranteile.
- Nachweis von Myonen und Messung ihrer Energie.

Die Abbildung 1.2 zeigt einen Schnitt durch den H1–Detektor senkrecht zur Strahlachse und Abbildung 1.3 einen Schnitt parallel zur Strahlachse. Der H1–Detektor ist axialsymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut, aber aufgrund des resultierenden Impulses des Elektron–Proton–Systems asymmetrisch bezüglich des Wechselwirkungspunktes. Die einzelnen Komponenten des H1–Detektors sollen im folgenden näher beschrieben werden. Einzelheiten findet man in [H1-93b] sowie eine ausführliche Beschreibung des Flüssigargon–Kalorimeters in [H1-93a]. Um das Strahlrohr sind von innen nach außen folgende Detektorkomponenten angeordnet:

1. Die zentralen Spurkammern dienen zur Messung der Spuren von geladenen Teilchen und der Bestimmung ihrer Impulse im Bereich von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$, wobei θ der Polarwinkel bezüglich der Richtung des einlaufenden Protons ist, siehe Abbildung 1.4. Die Impulsauflösung dieser Spurkammern beträgt $\sigma_p/p^2 \leq 0,3\%/GeV$.
2. Das Vorwärts–Spurkammer–System ergänzt die zentralen Spurkammern im Polarwinkelbereich $7^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$. Übergangsstrahlungsdetektoren liefern zusätzliche Information zur Identifizierung von Elektronen.
3. Das elektromagnetische Flüssigargon–Kalorimeter umgibt die Spurkammern. Hierbei handelt es sich um ein Sandwich–Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial und flüssigem Argon als aktivem Auslesemedium. Es deckt den Winkelbereich $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ ab und liefert ein zur Energie der einfallenden Teilchen proportionales Signal. Entlang der Strahlrichtung besteht es aus sieben Ringen, die jeweils in acht Module unterteilt sind. Jedes dieser Module ist wiederum in noch kleinere Auslesezellen unterteilt, was eine Ortsmessung mit dem Kalorimeter ermöglicht. Die Auflösung dieses Kalorimeters ist $\sigma_E/E \simeq 11,5\%/\sqrt{E}$ und die absolute Energiekalibration unterliegt einem systematischen Fehler von $3,1\%$ [H1-94].
4. Das hadronische Flüssigargon–Kalorimeter umgibt das elektromagnetische und ist ähnlich aufgebaut. Als Absorbermaterial werden aus mechanischen Gründen Edelstahlplatten verwendet. Die Energieauflösung dieses Kalorimeters beträgt zur Zeit $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E}$ und der systematische Fehler beträgt 8% [H1-93b]. Das gesamte Flüssigargon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten. Mit einem e/π–Verhältnis von 1,3 ist es ein nichtkompensierendes Kalorimeter. Testmessungen haben jedoch gezeigt, daß durch spezielle Gewichtungsmethoden $e/\pi = 1$ erreicht werden kann [H1-93c].
5. Im Winkelbereich $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ wird das Flüssigargon–Kalorimeter durch ein Blei–Szintillator–Kalorimeter ergänzt. Es dient zur Energiemessung des gestreuten Elektrons bei kleinen Impulsüberträgen Q^2. Die Auflösung beträgt zur Zeit

$\Delta E/E \simeq 10\%/\sqrt{E}$ und die Genauigkeit der absoluten Kalibration 1%. Dieser Kalorimeterteil soll Ende 1994 durch ein Spaghetti–Kalorimeter ersetzt werden, welches eine höhere Granularität besitzt und zusätzlich die Energie von hadronischen Teilchen messen kann.

6. Die supraleitende Spule erzeugt im Spurkammerbereich ein homogenes, parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 1,2 Tesla. Hierdurch bewegen sich geladene Teilchen auf einer Schraubenbahn, aus deren Krümmungsradius man den Impuls der Teilchen bestimmen kann.
7. Mehrere Lagen von Driftkammern dienen zum Nachweis von Myonen. Im Bereich $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ dienen sie zusammen mit dem Toroid als Myon–Spektrometer.
8. Das instrumentierte Eisen besteht aus Eisenplatten und Streamer–Detektoren. Zum einen dient es als magnetisches Rückflußjoch der supraleitenden Spule, und andererseits ermöglicht es die Messung der Energie von Schauerausläufern, die nicht vollständig im Flüssigargon–Kalorimeter absorbiert wurden.
9. Das Vorwärts–Kalorimeter besteht aus Kupfer–Silizium–Schichten und deckt den Winkelbereich $0,7^\circ \leq \theta \leq 3,3^\circ$ ab.
10. Der Kompensationsmagnet kompensiert den Einfluß der supraleitenden Spule auf den Teilchenstrahl.
11. Aus Strahlenschutzgründen wird der H1–Detektor von einer Betonabschirmung umgeben.

1.4 Ziele dieser Arbeit

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf wurden acht Module der FB1– und FB2–Kalorimeterringe, die den Winkelbereich $19^\circ \leq \theta \leq 46^\circ$ des H1–Flüssigargon–Kalorimeters abdecken, untersucht. Je vier dieser Module gehörten zum elektromagnetischen und zum hadronischen Kalorimeter. Die Lage dieser Module im Kalorimeter ist Abbildung 1.4 zu entnehmen. Ziel der Testmessungen war die Kalibrierung der Module mit einer absoluten Genauigkeit von 1% für die elektromagnetischen und 2% für die hadronischen Module. Erstmals war es bei diesem Testaufbau möglich, das Signal von direkt in das hadronische Kalorimeter eingeschossenen Elektronen zu untersuchen. Zusätzlich wurde das Signal von Elektronen untersucht, die in Bereiche reduzierter Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen zwei Module des elektromagnetischen Kalorimeters eingeschossen wurden.

In dieser Arbeit sollen die Ergebnisse der oben erläuterten Messungen mit Resultaten einer Monte–Carlo–Simulation verglichen werden. Hierzu wurde mit Hilfe des Programmpaketes GEANT [Bru87] ein Programm erstellt, das die Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer in den untersuchten Modulen simuliert. Die Resultate dieses Vergleichs sind in Kapitel 4 zusammengestellt.

Um den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters auf 1% genau zu kalibrieren, muß die rekonstruierte Energie möglichst unabhängig vom Einschußort sein. Zwischen zwei benachbarten Modulen des FBE–Kalorimeters befindet sich konstruktionsbedingt ein Bereich, der nicht ausgelesen werden kann. Durch den Vergleich der Daten mit den Resultaten der Simulationsrechnungen wurde der Einfluß dieses inhomogenen Bereiches auf das im H1–Detektor erhaltene Signal analysiert. Die Resultate dieser Untersuchungen werden in den Kapiteln 5 und 6 gezeigt.

Es gibt Hinweise darauf, daß das Signal des elektromagnetischen Flüssigargon–Kalorimeters des H1–Detektors vom Einschußwinkel der Teilchen abhängt. Eine solche Abhängigkeit würde zu systematischen Fehlern bei der Energierekonstruktion führen. Dieser Effekt wird daher mit detaillierten Monte–Carlo–Simulationen untersucht. Die Resultate sind in Kapitel 7 zu finden.

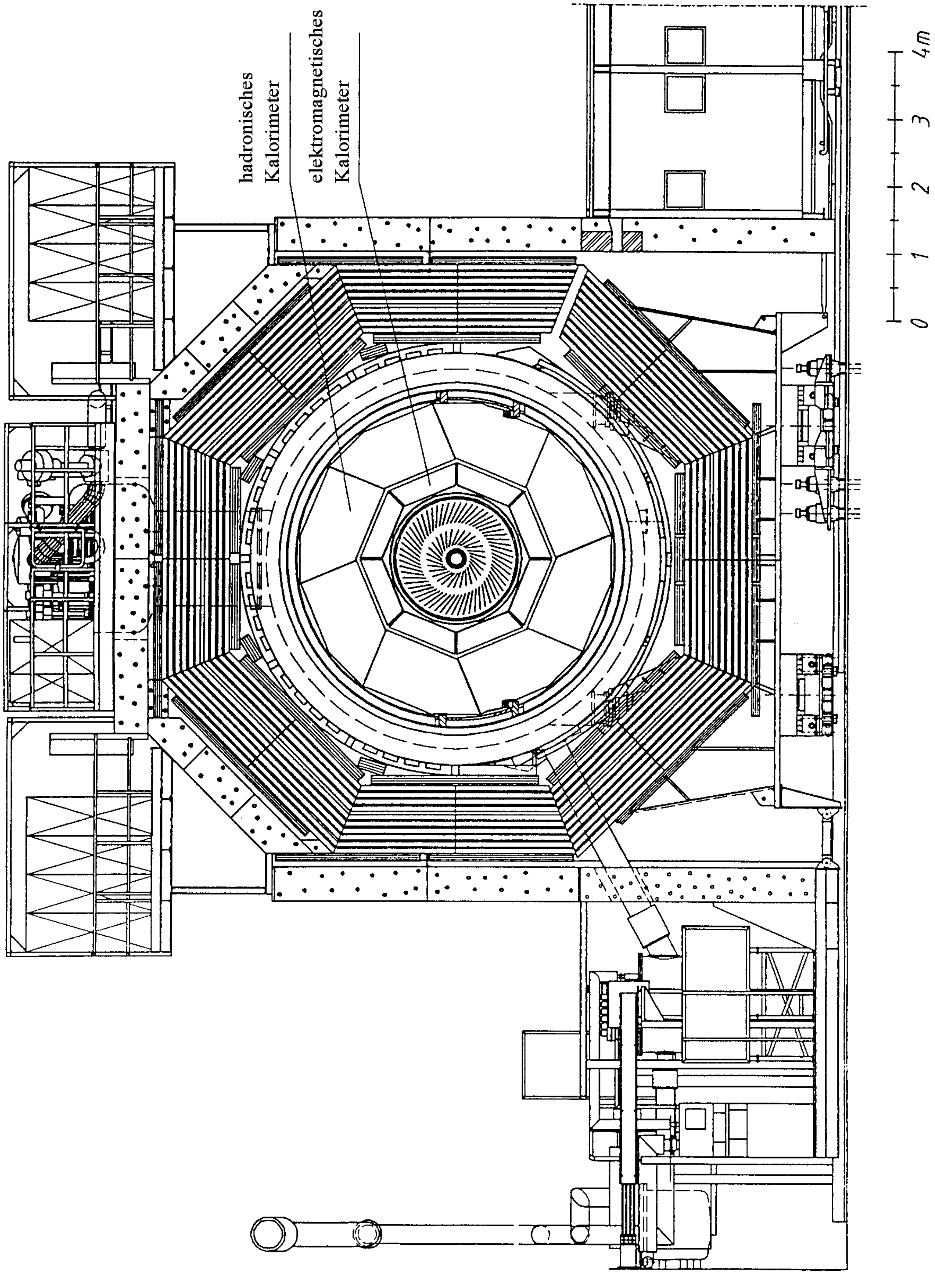

Abbildung 1.2: Schnitt durch den H1–Detektor senkrecht zur Strahlachse.

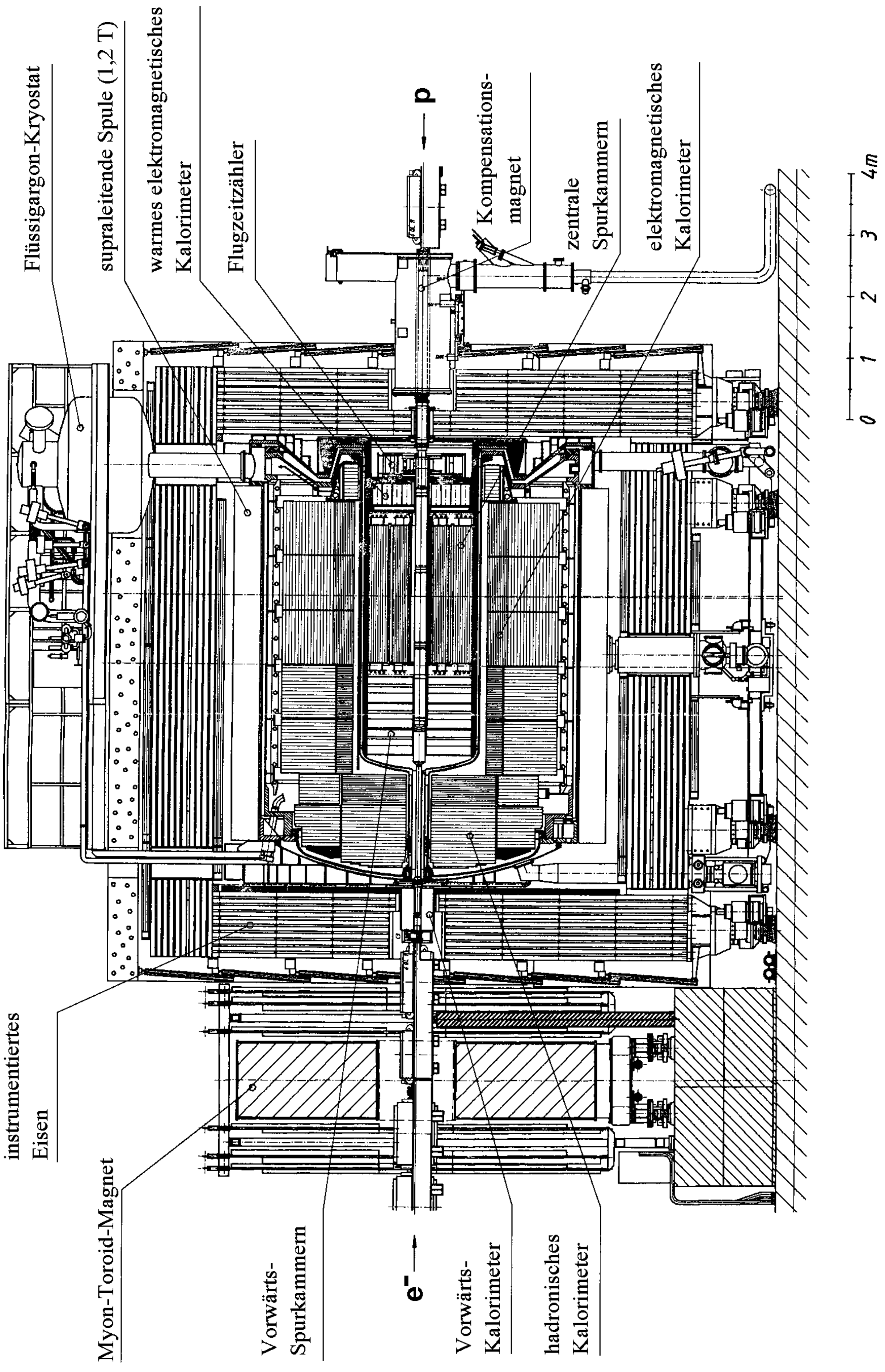

Abbildung 1.3: Schnitt durch den H1–Detektor parallel zur Strahlachse.

Abbildung 1.4: Seitenansicht der Kalorimeter–Module im Kryostaten.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Durchdringen hochenergetische Teilchen Materie, so verlieren sie durch Prozesse der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung Energie. Hierbei werden unter anderem neue Teilchen produziert, die ihrerseits wieder wechselwirken können. Die so entstehende Kaskade von Teilchen wird Schauer genannt, wobei zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden wird. Ein elektromagnetischer Schauer besteht nur aus Elektronen, Positronen und Photonen und wird in der Regel auch nur durch diese ausgelöst. Im Gegensatz dazu werden hadronische Schauer von Hadronen durch Wechselwirkungen mit Atomkernen erzeugt und können elektromagnetische Subschauer enthalten.

Das in dieser Arbeit untersuchte Kalorimeter absorbiert elektromagnetische Schauer möglichst vollständig zur Messung der Energie des primären Teilchens. Auf die dabei auftretenden Prozesse soll nun im folgenden näher eingegangen werden.

2.1 Der elektromagnetische Schauer

2.1.1 Wechselwirkungen in elektromagnetischen Schauern

Durchdringt ein hochenergetisches Elektron Materie, so ist die Bremsstrahlung der dominierende Prozeß. Hierbei strahlt das Elektron im elektrischen Feld eines Atomkerns einen Teil der kinetischen Energie in Form von Photonen ab. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zu $(E/m_0c^2)^4$, wobei E die Elektronenenergie und m_0 die Ruhemasse des Elektrons sind. Für Teilchen, die schwerer sind als Elektronen, kann der Bremsstrahlungsprozeß daher in guter Näherung vernachlässigt werden. Der Energieverlust des Elektrons durch Bremsstrahlung läßt sich berechnen aus [Seg65]:

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Brems} = \frac{E}{X_0}. \tag{2.1}$$

Die so definierte Größe X_0 wird als Strahlungslänge bezeichnet und ergibt sich zu:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha N_0 Z^2 r_e^2}{A} \ln(\frac{183}{Z^{1/3}}). \tag{2.2}$$

Dabei bedeuten:

α = Feinstrukturkonstante
N_0 = Avogadrosche Zahl
Z = Kernladungszahl
A = Atomgewicht
r_e = klassischer Elektronenradius.

Anschaulich gibt diese Materialkonstante die mittlere Weglänge an, nach der ein hochenergetisches Elektron seine Energie bis auf den Bruchteil $1/e$ abgegeben hat. Für Materialien mit $Z > 13$ läßt sich X_0 näherungsweise beschreiben durch [Fab85]:

$$X_0 = 180\frac{A}{Z^2}\ [\frac{g}{cm^2}]. \tag{2.3}$$

Bei kleineren Elektronenenergien tragen noch folgende Wechselwirkungen zum Energieverlust eines Elektrons bei:

- Møller–Streuung ($e^- + e^- \longrightarrow e^- + e^-$)
- Bhabha–Streuung ($e^- + e^+ \longrightarrow e^- + e^+$)
- Annihilation ($e^+ + e^- \longrightarrow \gamma\gamma$)
- Vielfachstreuung ($e^- + Kern \longrightarrow e^- + Kern$).

Bei Photonen hoher Energie dominiert die Paarbildung. Hierbei wandelt sich das Photon in der Nähe eines Atomkerns in ein Elektron–Positronpaar um, wobei nach [Ott53] die mittlere freie Weglänge für diesen Prozeß

$$\lambda_{Paar} = \frac{9}{7}X_0 \tag{2.4}$$

beträgt.

Die weiteren Wechselwirkungen von Photonen mit Materie sind die Compton–Streuung und der Photoeffekt. Bei der Compton–Streuung überträgt das Photon Energie auf ein Hüllenelektron des Absorbermaterials und löst es vom Atom. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist proportional zur Kernladungszahl Z. Bei Photonenenergien unterhalb einiger 100 keV dominiert der Photoeffekt. Hierbei wird das Photon von der Atomhülle absorbiert und ein Elektron freigesetzt. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist hierbei proportional zu Z^5 [Loh83]. Die Wirkungsquerschnitte für die Wechselwirkungen von Photonen mit Materie sind in Abbildung 2.1 für drei verschiedene Atomsorten gezeigt.

Abbildung 2.1: Totale Wirkungsquerschnitte für Paarbildung, Compton–Streuung und Photoeffekt als Funktion der Photonenenergie für die Absorbermaterialien Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [Fab89].

2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Hochenergetische Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie fast ausschließlich durch Bremsstrahlung. Unterhalb einer gewissen Energieschwelle überwiegt jedoch der Energieverlust durch Ionisations– und Anregungsprozesse im Absorbermaterial. Diese Prozesse bilden die Grundlage der Kalorimetrie. Für den mittleren Energieverlust pro

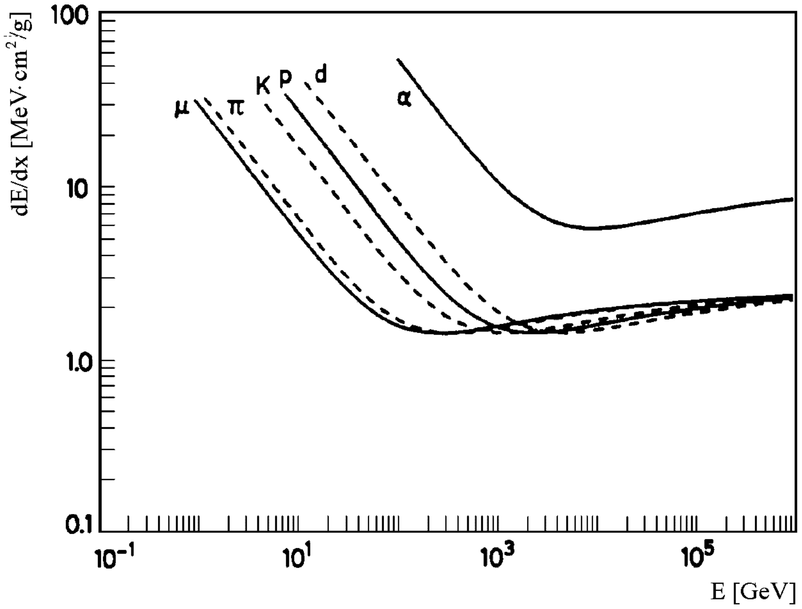

Abbildung 2.2: Mittlerer Energieverlust durch Anregungs– und Ionisationsprozesse für verschiedene Teilchenarten [Leo87] als Funktion der Teilchenenergie.

Wegstrecke eines schweren geladenen Teilchens durch Ionisation gilt nach Segrè [Seg53]:

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{Ion} = \frac{2\pi e^4 n}{m_0 c^2 \beta^2}\left[\ln\left(\frac{m_0 c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)}\right) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right)\ln 2 + \frac{1-\sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta\right], \tag{2.5}$$

mit

e = Elementarladung
m_0 = Ruhemasse des Elektrons
β = v/c
T = kinetische Energie des Teilchens
n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial
I = mittleres Ionisationspotential des Absorbermaterials
δ = Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste52].

Dieser Zusammenhang wird als Bethe–Bloch–Formel bezeichnet und gilt in guter Näherung auch für Elektronen und Positronen [Leo87]. Abbildung 2.2 zeigt für verschiedene Teilchensorten den Energieverlust durch Ionisationsprozesse als Funktion der Teilchenenergie. Bei $E \simeq 4mc^2$ ist der Energieverlust durch Ionisation minimal. Teilchen dieser Energie nennt man minimalionisierend.

Diejenige Energie, bei der die Energieverluste durch Bremsstrahlung und Ionisationsprozesse gleich groß sind, heißt kritische Energie ϵ. Sie ist eine Materialkonstante und ergibt sich aus der Energie, die ein minimalionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge verliert [Ama81]:

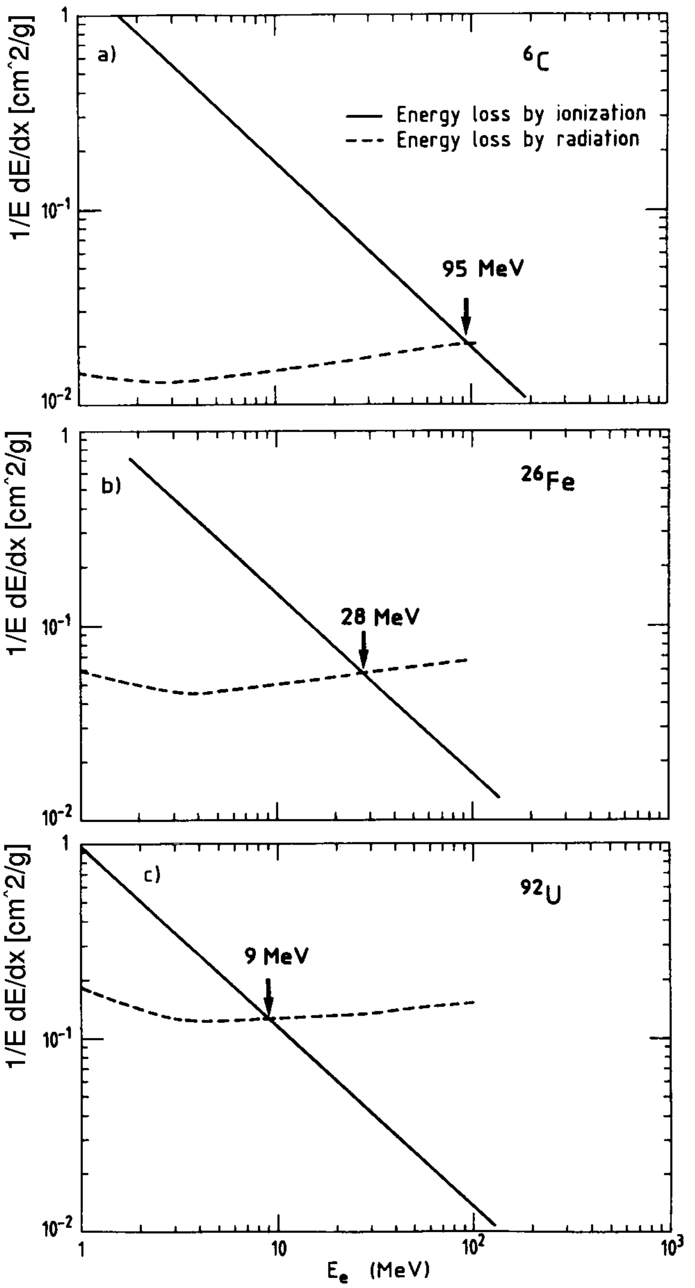

Abbildung 2.3: Vergleich des relativen Energieverlustes $\frac{1}{E}\frac{dE}{dx}$ von Elektronen durch Bremsstrahlung und Ionisation in Anhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89].

$$\epsilon = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{min} X_0. \tag{2.6}$$

Für $Z > 13$ läßt sich ϵ nähern durch: $\epsilon \simeq \frac{550}{Z} MeV$ [Fab85]. In Abbildung 2.3 ist der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung und Ionisation für verschiedene

Atomsorten in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt.

2.1.3 Die Schauerentwicklung

Aufgrund der Vielzahl der in einem elektromagnetischen Schauer erzeugten Teilchen, der hohen Anzahl der stattfindenden Prozesse und aufgrund der statistischen Natur eines Schauers ist eine rein analytische Beschreibung eines Schauers nicht möglich. Ein von Heitler [Hei44] entwickeltes, vereinfachtes Modell erlaubt quantitative Aussagen über die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers. Es geht von folgenden vereinfachenden Annahmen aus:

1. Jedes Elektron und jedes Positron mit einer Energie E_e oberhalb der kritischen Energie ϵ strahlt nach Durchqueren einer Strecke von einer Strahlungslänge X_0 ein Bremsstrahlungsquant der Energie $E_\gamma = E_e/2$ ab.
2. Jedes Photon mit einer Energie E_γ oberhalb der kritischen Energie ϵ konvertiert nach Durchqueren einer Strecke von einer Strahlungslänge X_0 in ein Elektron–Positron–Paar mit einer Energie von jeweils $E_e = E_\gamma/2$.
3. Der Einfluß der Comptonstreuung wird vernachlässigt.
4. Der Einfluß der Vielfachstreuung wird für Teilchenenergien oberhalb der kritischen Energie vernachlässigt.

Aus diesem vereinfachten Modell folgt: Die Anzahl N_{ges} der insgesamt erzeugten Teilchen ist proportional zur Energie E_0 des primären Teilchens. In der Anfangsphase des elektromagnetischen Schauers, in der alle erzeugten Teilchen eine Energie oberhalb der kritischen Energie ϵ besitzen, ist die Anzahl der erzeugten Teilchen $N(t) = 2^t$. Hierbei ist t die in Einheiten der Strahlungslänge gemessene Distanz vom Startpunkt des Schauers. Die Energie jedes einzelnen Teilchens ist:

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 \cdot 2^{-t}. \tag{2.7}$$

Das Schauermaximum ist erreicht, wenn die Energie der einzelnen Teilchen gleich der kritischen Energie ist:

$$E(t_{max}) = \epsilon \qquad \Longrightarrow \qquad t_{max} = \frac{\ln E_0/\epsilon}{\ln 2.} \tag{2.8}$$

Die longitudinale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers hängt also logarithmisch von der Energie E_0 des primären Teilchens ab. Für die Benutzung von totalabsorbierenden Kalorimetern bedeutet dies, daß sie auch zur Energiemessung hochenergetischer Teilchen in relativ kompakter Form gebaut werden können. Eine weitere Folgerung des vereinfachten Schauermodells ist, daß die über alle Teilchen eines elektromagnetischen Schauers summierte Spurlänge T proportional zur Energie des primären Teilchens ist. Darüberhinaus ist die Entwicklung eines Schauers in Strahlungslängen X_0 ausgedrückt

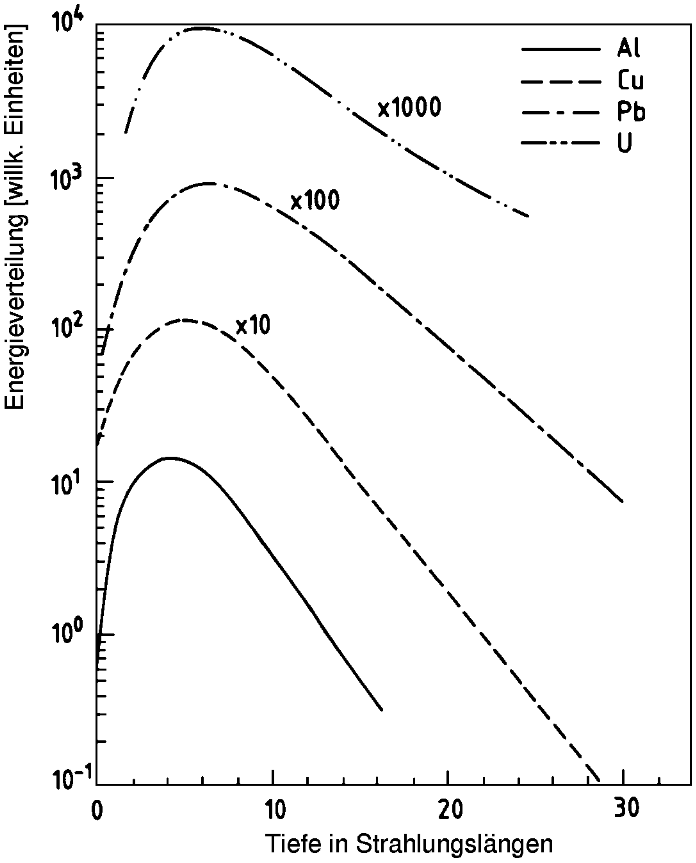

Abbildung 2.4: Longitudinales Schauerprofil elektromagnetischer Schauer in vier sehr unterschiedlichen Absorbermaterialien [Fab85]. Die Energie der primären Elektronen beträgt $6 GeV$.

materialunabhängig. Abbildung 2.4 zeigt die longitudinale Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers in verschiedenen Materialien. Sie kann nach [Lon75] folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{b^{a+1}}{\Gamma(a+1)} t^a e^{-bt} \tag{2.9}$$

mit

$b =$ vom Absorbermaterial und der Primärenergie abhängiger Parameter
$a = b \cdot t_{max}$.

Der Term t^a beschreibt die Entstehungsphase des Schauers bis zum Erreichen des Schauermaximums. Die anschließende Absorption der Teilchen wird durch die Exponentialfunktion e^{-bt} berücksichtigt.

Die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die auftretenden Streuwinkel der Teilchen bestimmt. Für die dominanten Prozesse hochenergetischer

Abbildung 2.5: Verteilung des Energieverlustes in Abhängigkeit vom Abstand zur Schauerachse für die Materialien Kupfer und Blei. Messungen (Punkte) und Monte–Carlo–Rechnungen (Histogramm) nach [Bat70].

Teilchen, Paarbildung und Bremsstrahlung, gilt nach [Bet34] für den mittleren Ablenkwinkel:

$$\sqrt{\langle\Theta^2\rangle|_{Paar,Brems}} = \frac{m_e c^2}{E}. \tag{2.10}$$

Dieser Winkel ist vernachlässigbar klein gegen die Streuwinkel, die bei der Vielfachstreuung von Elektronen der Energie $E \leq \epsilon$ an Atomkernen auftreten. Durchläuft ein Teilchen der Energie E eine Materieschicht der Dicke x, so wird es nach der Molièreschen Theorie [Mol47] im Mittel um den Winkel

$$\sqrt{\langle\Theta^2\rangle|_M} = \frac{21 MeV}{E}\left(\frac{x}{X_0}\right)^{1/2} \tag{2.11}$$

abgelenkt. Definiert man den Molière–Radius R_M gemäß

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \frac{X_0}{\epsilon} \simeq \frac{21 MeV}{\epsilon} X_0, \tag{2.12}$$

so ist die transversale Schauerausdehnung in Einheiten von R_M in guter Näherung materialunabhängig. Messungen von [Bat70] haben gezeigt, daß innerhalb eines Zylinders mit Radius R_M um die Schauerachse ca. 90% der gesamten Energie und 98% innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von drei Molière–Radien deponiert werden. Abbildung 2.5 zeigt die Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers in Kupfer und in Blei als Funktion vom Abstand zur Schauerachse in Molière–Radien.

2.2 Grundlagen der Kalorimetrie

Da die gesamte in einem Schauer deponierte Energie proportional zur Energie des primären Teilchens ist, kann man totalabsorbierende Kalorimeter zur Energiebestimmung benutzen. Man unterscheidet zwischen homogenen und Sampling–Kalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Absorbermaterial, das gleichzeitig als aktives Auslesemedium dient. Beispiele hierfür sind $NaJ(Tl)$–Kristalle, in denen Szintillationslicht erzeugt wird und Bleiglas, in dem das erzeugte Čerenkov–Licht zur Energiemessung benutzt wird. Homogene Kalorimeter besitzen häufig eine größere Strahlungslänge als Sampling–Kalorimeter. Um einen Schauer vollständig zu absorbieren, benötigt man in diesem Fall also sehr große Detektorvolumina, was hohe Kosten verursacht.

Bei Sampling–Kalorimetern wechseln sich Schichten eines Nachweismediums mit den Schichten eines Absorbermaterials möglichst geringer Strahlungslänge X_0 ab. Auf diese Weise lassen sich sehr kompakte Kalorimeter bauen, die durch räumliche Segmentierung in Ausleseeinheiten die Beobachtung von Schauerprofilen ermöglichen, was bei homogenen Kalorimetern nur sehr eingeschränkt möglich ist. Die Energiedeposition des Schauers wird stichprobenartig in den Schichten des Nachweismediums abgetastet, wodurch die Bezeichnung Sampling–Kalorimeter begründet wird. Beispiele für diesen Kalorimetertyp sind das Blei–Szintillator–Sandwich–Kalorimeter im ARGUS–Detektor [Dre82] und das in dieser Arbeit untersuchte Flüssigargon–Kalorimeter. Die Funktionsweise eines Flüssigargon–Kalorimeters soll im folgenden kurz beschrieben werden.

2.2.1 Das Funktionsprinzip eines Flüssigargon–Kalorimeters

Ein Flüssigargon–Kalorimeter besteht aus einem Stapel von Absorberplatten möglichst kurzer Strahlungslänge X_0. Zwischen den Platten befinden sich Schichten aus flüssigem Argon, in denen die geladenen Teilchen eines Schauers durch Ionisationsprozesse freie Elektronen erzeugen. Die Absorberplatten liegen abwechselnd auf Hochspannungs– und Erdpotential, so daß die freigesetzten Elektronen wie in einer Ionisationskammer in dem elektrischen Feld zur Anode wandern. Die Bewegung der Elektronen influenziert ein Signal auf den Ausleseelektroden der Absorberplatten, welches über einen Koppelkondensator und einen ladungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen wird. Hierbei kann der Einfluß der positiven Ionen aufgrund ihrer geringen Mobilität in flüssigem Argon vernachlässigt werden.

Wird ein Schauer vollständig im Kalorimeter absorbiert, so ist die gesamte influenzierte Ladung Q proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens. Nach [Hof76] hängt die gemessene Ladung Q von der angelegten Hochspannung U, der Breite d der Argonschichten und der mittleren freien Weglänge $l(U)$ der Elektronen in flüssigem Argon über die Beziehung

$$Q(U) = 2Q_0 \frac{l(U)}{d} \left[1 - \frac{l(U)}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{l(U)}} \right) \right] \tag{2.13}$$

ab, wobei Q_0 die maximal meßbare Ladung ist. Die mittlere freie Weglänge hängt von der Konzentration p der Substanzen ab, die das Argon verunreinigen. Für Sauerstoff–Verunreinigungen unter $10ppm$ wurde $l(U)$ von [Mil68] empirisch bestimmt:

$$l(U) = 0.12 \frac{U}{d} \frac{1}{p} \frac{cm^2 ppm}{kV}. \tag{2.14}$$

Um ein möglichst hohes Signal zu erhalten, muß das verwendete flüssige Argon daher eine möglichst hohe Reinheit besitzen.

2.2.2 Energieauflösung eines Sampling–Kalorimeters

Die Anzahl der in einem Schauer erzeugten Teilchen ist proportional zur Energie E_0 des primären Teilchens. Da die Anzahl der Teilchen statistischen Fluktuationen unterliegt, gilt gemäß Poisson–Statistik:

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}}. \tag{2.15}$$

Hieraus ergibt sich für die Energieauflösung $\sigma(E)$ eines Kalorimeters:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}. \tag{2.16}$$

Für Sampling–Kalorimeter verschlechtert sich die Energieauflösung, da die in den Absorberplatten deponierte Energie nicht nachgewiesen wird. Eine genaue Untersuchung von [Ama81] ergibt als untere Grenze für die relative Auflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{D\epsilon(MeV)}{X_0 F(z)} \frac{1}{\sqrt{E(GeV)}}}. \tag{2.17}$$

Hierbei ist ϵ die kritische Energie, X_0 die Strahlungslänge des Kalorimeters und D die Dicke einer Samplingzelle. $F(z) \simeq e^z(1 + z(\ln(z) - \ln(1.526))$ ist eine Korrekturfunktion, die berücksichtigt, daß Teilchen unterhalb einer materialabhängigen Abschneideenergie E_c experimentell nicht mehr nachgewiesen werden können, wobei $z = 4,58\frac{ZE_c}{A\epsilon}$ ist.

Einen weiteren Beitrag zur Verschlechterung der Auflösung eines Kalorimeters liefert das elektronische Rauschen der Auslesekanäle. Da das Rauschen unabhängig von der Teilchenenergie ist, läßt sich dieser Effekt mit

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{E} \tag{2.18}$$

parametrisieren.

Der Einfluß von inaktivem Material vor einem Kalorimeter und der Einfluß von longitudinalen Energieverlusten liefern nach [Dre83] zusätzlich einen zur Teilchenenergie proportionalen Beitrag. Allgemein sollte sich daher die relative Energieauflösung eines Sampling–Kalorimeters mit

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \tag{2.19}$$

parametrisieren lassen, wenn weitere Quellen für Fluktuationen vernachlässigt werden können.

2.3 Simulation elektromagnetischer Schauer

Zur Simulation elektromagnetischer Schauer werden Programme benutzt, die auf sogenannten Monte–Carlo–Techniken beruhen. Hierbei wird jedes einzelne Teilchen in einem Schauer verfolgt, und für jeden möglichen Prozeß wird mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators bestimmt, an welchen Orten dieser Prozeß stattfindet. Dabei wird die Auftrittswahrscheinlichkeit jedes einzelnen Prozesses mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt gewichtet. Aufgrund der hohen Anzahl der in einem Schauer stattfindenden Wechselwirkungen liefert dieses Verfahren zuverlässige Ergebnisse.

Als Standard für die Simulation elektromagnetischer Schauer hat sich das Simulationsprogramm EGS4 [Nel85] durchgesetzt. Die Simulationsergebnisse von EGS4 wurden vielfach mit experimentellen Daten verglichen, wobei überwiegend eine gute Übereinstimmung zu finden war. Allerdings ist die Programmierung komplexer geometrischer Anordnungen sehr aufwendig und daher fehleranfällig. Eine einfache Programmierung komplexer Geometrien zur Simulation elektromagnetischer Schauer gestattet das Programmpaket GEANT [Bru87]. Dieses Programmpaket wurde unabhängig von EGS4 entwickelt [Car93] und gestattet zusätzlich die Simulation hadronischer Schauer. GEANT liefert ebenfalls realistische Simulationsergebnisse und ist ein weit verbreitetes Simulationsprogramm in der Hochenergiephysik. Da das Programmpaket GEANT auch zur Simulation des H1–Detektors benutzt wird, soll es im folgenden näher beschrieben werden.

2.3.1 Das Programmpaket GEANT

Das Programmpaket GEANT dient zur Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer in beliebigen Materialien mit Teilchenenergien zwischen $10 keV$ und $10 TeV$. Intern verfügt GEANT über die zur Simulation benötigten Daten von 14 chemischen Elementen. Zur Simulation anderer Elemente muß der Benutzer lediglich die materialspezifischen Größen Dichte, Kernladungszahl, Atomladungszahl und Strahlungslänge eingeben. Zur Programmierung einer Mischung muß zusätzlich zu den materialspezifischen Größen aller in der Mischung vorkommenden Elemente der prozentuale Anteil jedes Elements sowie die Dichte der Mischung angegeben werden. Das Programmpaket GEANT berechnet automatisch die benötigten Werte für den Energieverlust geladener Teilchen und den Wirkungsquerschnitt für alle definierten Materialien und speichert sie tabellarisch in einer internen Datenbank ab.

Zur Simulation komplexer Geometrien, etwa der eines Sampling–Kalorimeters, unterstützt GEANT die Programmierung mittels 13 unterschiedlicher Basisvolumina. Ein Volumen wird programmiert, indem eines der Basisvolumina ausgewählt wird und die räumlichen Ausmaße sowie das Material, das sich innerhalb des Volumens befindet, angegeben werden. Die so definierten Volumina können mit beliebiger Orientierung ineinander verschachtelt werden.

Nach der Definition der Materialien und der Geometrie gibt der Benutzer die Energie, den Startpunkt und die Richtung des primären Teilchens an. Die Simulation der stattfindenden physikalischen Prozesse wird von GEANT durchgeführt, ohne daß der Benutzer berechnen muß, in welchem Volumen sich ein Teilchen befindet und wie weit das nächste Volumen entfernt ist. Nach jeder Wechselwirkung wird eine Routine aufgerufen, in der dem Benutzer alle Informationen über diesen Prozeß zur Verfügung stehen. Insbesondere kann der Benutzer abfragen, in welchem Volumen der Prozeß stattgefunden hat, wieviel Energie in diesem Volumen deponiert wurde und ob neue Teilchen erzeugt wurden.

Bei der Simulation von Schauern muß berücksichtigt werden, daß die Wirkungsquerschnitte einiger physikalischer Prozesse für kleine Teilchenenergien divergieren. Daher steigt die Anzahl der zu simulierenden Wechselwirkungen mit abnehmender Teilchenenergie an, was zu einem starken Anstieg der benötigten Rechenzeit führt. Aus diesem Grunde werden in Simulationsprogrammen für jede Teilchenart Abschneideenergien eingeführt. Sinkt die Energie eines Teilchens unter die zugehörige Abschneideenergie, so wird es nicht weiter simuliert, und die kinetische Energie des Teilchens wird an die unmittelbare Umgebung abgegeben. Dieses Verfahren ist physikalisch sinnvoll, da niederenergetische Teilchen eine kleine Reichweite besitzen und ihre Energie in einem kleinen Raumbereich abgeben. Zur Bestimmung der optimalen Abschneideenergien sind detaillierte Simulationen mit unterschiedlichen Abschneideenergien erforderlich. Die optimalen Werte liegen vor, wenn sich bei der Wahl noch niedrigerer Abschneideenergien das Ergebnis der Simulation innerhalb der statistischen Fehler nicht mehr verändert und gleichzeitig die Rechenzeit akzeptabel ist. Die üblicherweise zur Simulation des H1–Flüssigargon–Kalorimeters benutzten Abschneideenergien betragen $200 keV$ für Photonen und $1 MeV$ kinetische Energie für Elektronen [She93].

Kapitel 3

Der Aufbau der Experimente

3.1 Der Aufbau der Kalorimeterringe FB1E und FB2E im H1–Detektor

Das FB1E[1]– und das FB2E[2]–Kalorimeter gehören zum elektromagnetischen Teil des Flüssigargon–Sampling–Kalorimeters im H1–Detektor. Sie dienen zur Messung der Energie von Elektronen, Positronen und Photonen, die den Wechselwirkungspunkt unter einem Winkel von $19^\circ < \Theta < 46^\circ$ gemessen zur Protonenflugrichtung verlassen. Zusammen mit dem dahinterliegenden hadronischen Flüssigargon–Kalorimeter dient es ebenfalls zur Messung der Energie von Hadronen. Da die FB1E– und die FB2E–Module die gleiche Schichtstruktur besitzen, werden sie im folgenden gemeinsam als FBE–Module bezeichnet. Die FBE–Kalorimeterringe bestehen aus je acht trapezförmigen Modulen, so daß jedes Modul einen Azimutwinkel von 45° abdeckt, siehe auch Abbildung 1.2.

3.1.1 Der Aufbau eines FBE–Moduls

Ein FBE–Modul enthält einen Stapel von trapezförmigen Absorberplatten mit einem Bleikern. Diese werden durch Distanzringe der Dicke $2,35mm$ aus G10 auseinandergehalten. Da sich die Module in einem Kryostaten befinden, wird der Zwischenraum von flüssigem Argon eingenommen. Abbildung 3.1 zeigt eine perspektivische Darstellung eines FB2E–Moduls zusammen mit dem dazugehörigen FB2H–Modul. Der Aufbau eines FB1E-Moduls ist ähnlich. Der Plattenstapel wird von 9 Stahlstangen durchdrungen, die zur Fixierung der Distanzringe und der Absorberplatten dienen. Zur mechanischen Stabilisierung ist der Plattenstapel von einem Stahlrahmen umgeben, der wie folgt aufgebaut ist: An den Stirnseiten besteht der Rahmen aus $6mm$ dicken Stahlplatten, die zusätzlich zur Befestigung der Stahlstangen dienen. Zur mechanischen Versteifung befindet sich in der Mitte jedes Moduls außerdem eine Stahlplatte der Dicke $6mm$. An den Schrägseiten sind diese Platten durch zwei $3mm$ starke Stahlplatten miteinander verschweißt.

Jedes FBE–Modul enthält 114 Absorberplatten mit Bleikern. Es gibt zwei Sorten von Absorberplatten, Hochspannungs– und Ausleseplatten, die sich innerhalb eines Mo-

---

[1] 1^{st} Electromagnetic, erster elektromagnetischer Vorwärts–Kalorimeterring

[2] 2^{nd} Electromagnetic, zweiter elektromagnetischer Vorwärts–Kalorimeterring

Abbildung 3.1: Perspektivische Darstellung eines FB2E–Moduls.

duls abwechseln. Die Oberflächen der Ausleseplatten werden auf beiden Seiten geerdet, während an die Hochspannungsplatten eine Spannung von $2,5kV$ angelegt wird. Dadurch wird in den Argonschichten zwischen den Platten ein elektrisches Feld aufgebaut, das zur Trennung der dort erzeugten freien Ladungspaare dient. Durch die Bewegung der Elektronen in dem elektrischen Feld wird auf den Ausleseplatten eine meßbare Ladung influenziert.

Die Stahlmittelplatte stellt eine räumliche Inhomogenität innerhalb eines Moduls dar. Abbildung 3.2 zeigt die Abfolge der Absorberplatten in einem FBE–Modul. Der Abschluß eines Plattenstapels besteht aus einer speziellen Hochspannungsplatte ohne Bleikern, die nur einseitig aufgeladen wird. Die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen erste Ausleseplatte hinter einer Stahlplatte enthält ebenfalls keinen Bleikern. Durch diesen Mechanismus wird der Signalverlust durch die Stahlplatten kompensiert [Bor87]. In dem Bereich zwischen benachbarten Kalorimeterringen befinden sich zwei Auslesezellen, die von Absorberplatten ohne Bleikern gebildet werden und den Signalverlust zwischen den Kalorimetermodulen kompensieren.

3.1.2 Aufbau der Absorberplatten der FBE–Module

Die Absorberplatten der FBE–Module bestehen aus mehreren Schichten. Abbildung 3.3 zeigt die Schichtfolge für die Hochspannungs– und Ausleseplatten mit Bleikern.

Jede Absorberplatte enthält als Kern eine Schicht aus einer Blei–Antimon–Legierung. Der Antimonanteil beträgt im Mittel $1,5\%$ [Kur91] und wurde zugesetzt, um die mechanischen Eigenschaften dieser Schicht zu verbessern. Mit Hilfe des Spezialklebers Prepreg wurden beidseitig mit Kupfer beschichtete G10–Platten auf beide Oberflächen der Bleiplatten geklebt. Die Oberflächen der Bleiplatten wurden vorher aufgerauht und mit Epoxydharz überzogen, um die Haftung des Klebers auf den Bleiplatten zu verbessern. Die Blei–Antimon–Legierung reicht an allen Enden bis auf $4mm$ an den Rand der G10–Schichten heran. In den so entstandenen Zwischenraum fließt während des Klebevorgangs, der bei $130°C$ und einem Druck von $60bar$ stattfindet, der flüssig gewordene Kleber Prepreg hinein. Bei den dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Seiten der FB2E–Absorberplatten beträgt dieser Zwischenraum $2,4cm$ [Bor87].

Die äußeren Kupferschichten der Ausleseplatten dienen als Elektroden. Die G10–Platten sind zur Rückseite hin durchkontaktiert, um das influenzierte Signal über Leiterbahnen zur Ausleseelektronik weiterzuleiten. Auf den entsprechenden Kupferschichten der Hochspannungsplatten ist eine Kaptonfolie aufgeklebt. Auf die Kaptonfolie wurde im Siebdruckverfahren eine dünne HRC–Schicht[3] aufgebracht. Die HRC–Schicht ist eine Ruß–Epoxydharz–Mischung mit einem hohen Oberflächenwiderstand [Kal90]. Bei Anlegen der Hochspannung an die HRC–Schicht schützt dieser hohe Widerstand die Ausleseelektronik vor zu hohen Stromstärken und reduziert das elektronische Übersprechen des Signals auf benachbarte Auslesekanäle [Fla87].

Jede Absorberplatte besitzt 9 Bohrungen zur Durchführung der Stahlstangen. Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau im Bereich einer solchen Stahlstange. Zur Vermeidung von elektrischen Überschlägen muß die HRC–Schicht einen Sicherheitsabstand zur Stahlstange

---

[3] (**H**igh **R**esistive **C**oating)

Abbildung 3.2: Plattenfolge innerhalb eines FBE–Moduls. HV und ROB bezeichnen Hochspannungs– und Ausleseplatten mit Bleikern. HV/2– und ROB–NOP–Platten sind Hochspannungs– und Ausleseplatten ohne Bleikern.

Abbildung 3.3: Aufbau und Schichtstruktur einer Auslesezelle in einem FB2E–Modul.

haben. Zur Kompensation des dadurch bedingten Signalverlustes wurde das Absorbermaterial Blei im Radius von $1cm$ um die Stahlstange herum durch Aluminium ersetzt [Len89].

Abbildung 3.4: Materialfolge im Bereich einer Stahlstange zur Kompensation des Signalverlustes [Len89].

3.1.3 Segmentierung der FBE–Module in Auslesezellen

Jedes Modul des FBE–Kalorimeters enthält 120 auslesbare Flüssigargon–Schichten. In z_{H1}–Richtung, die der Protonenflugrichtung im H1–Detektor entspricht, werden diese Schichten im FB1E–Kalorimeter zu 12 und im FB2E–Kalorimeter zu 8 Auslesegruppen zusammengefaßt, die z–Segmente genannt werden. Tabelle 3.1 zeigt die Zuordnung der einzelnen Flüssigargon–Schichten zu den entsprechenden z–Segmenten.

	FB1E		FB2E	
Nummer i_z des z–Segments	Nummern der Argon–schichten	Anzahl der Argon–schichten	Nummern der Argon–schichten	Anzahl der Argon–schichten
0	0 – 7	8	0 – 13	14
1	8 – 15	8	14 – 27	14
2	16 – 23	8	28 – 41	14
3	24 – 31	8	42 – 55	14
4	32 – 41	10	56 – 71	16
5	42 – 51	10	72 – 87	16
6	52 – 61	10	88 –103	16
7	62 – 71	10	104 –119	16
8	72 – 83	12	—	—
9	84 – 95	12	—	—
10	96 – 107	12	—	—
11	108 – 119	12	—	—

Tabelle 3.1: Zuordnung der Flüssigargon–Schichten der FB1E– und FB2E–Module zu den z–Segmenten.

Die Kupferflächen der FB1E– (FB2E–)Ausleseplatten sind in 48 (64) einzelne Flächen unterteilt, die getrennt ausgelesen werden. Abbildung 3.5 zeigt die Unterteilung für eine FB2E–Ausleseplatte. In radialer Richtung besteht eine Aufteilung in 4 Segmente, die als r–Lagen bezeichnet werden. Die Breiten der r–Lagen sind von der Strahlachse des H1–Detektors aus gesehen von innen nach außen zunehmend. Es gibt 3 unterschiedliche Familien der FB1E–Ausleseplatten, die sich in den Breiten der einzelnen r–Lagen unterscheiden. Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über diese Breiten.

In Φ–Richtung besteht eine Aufteilung in 16 Segmente, die jeweils den gleichen Azimutwinkel $\Delta\Phi = 5,6^\circ$ in der $x - y$–Ebene überdecken.

Die FB2E–Ausleseplatten unterscheiden sich von den FB1E–Ausleseplatten in der Aufteilung in radialer Richtung. Sie sind in 4 r–Lagen unterteilt, deren Abmessungen ebenfalls in Tabelle 3.2 angegeben sind. Die Auslese– und die Hochspannungsplatten in einem

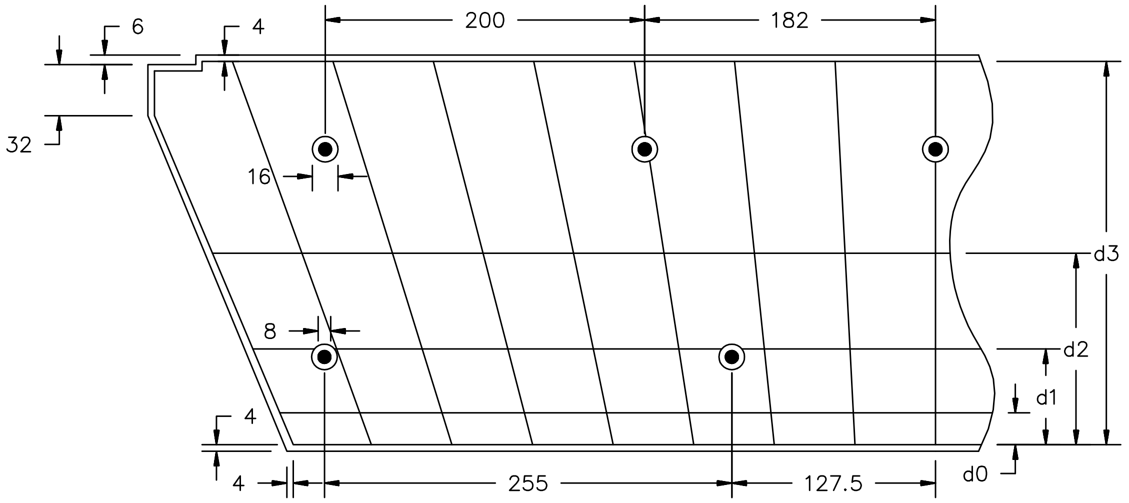

Abbildung 3.5: Äußere Abmessungen und Einteilung der Ausleseplatten eines FB2E–Moduls in Ausleseflächen.

	FB1E (Fam. 1)	FB1E (Fam. 2)	FB1E (Fam. 3)	FB2E
d0 (cm)	4	3,5	3	2
d1 (cm)	12	11,5	11	6
d2 (cm)	24	24	24	12
d3 (cm)	—	—	—	24

Tabelle 3.2: Einteilung der Ausleseflächen in radialer Richtung für die 3 verschiedenen Familien der FB1E– und die FB2E–Ausleseplatten. Zur Definition der Größen d0 bis d3 siehe Abbildung 3.5.

FB2E–Modul enthalten in dem Bereich der r–Lage 0 kein Blei, um den Energieverlust im Vormaterial auszugleichen [Bor87].

3.2 Der Aufbau des Testexperiments

Zu Kalibrationszwecken wurde von jedem Kalorimeterring des H1–Flüssigargon–Kalorimeters zunächst ein zusätzliches Modul gebaut. Diese Module wurden am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf am H6–Teststrahl [Ath85] untersucht, der Elektronen, Positronen, Pionen, Kaonen und Myonen der Energie $3,7GeV \leq E \leq 250GeV$ zur Verfügung stellt. Für Elektronen und Pionen beträgt die Breite der Impulsverteilung

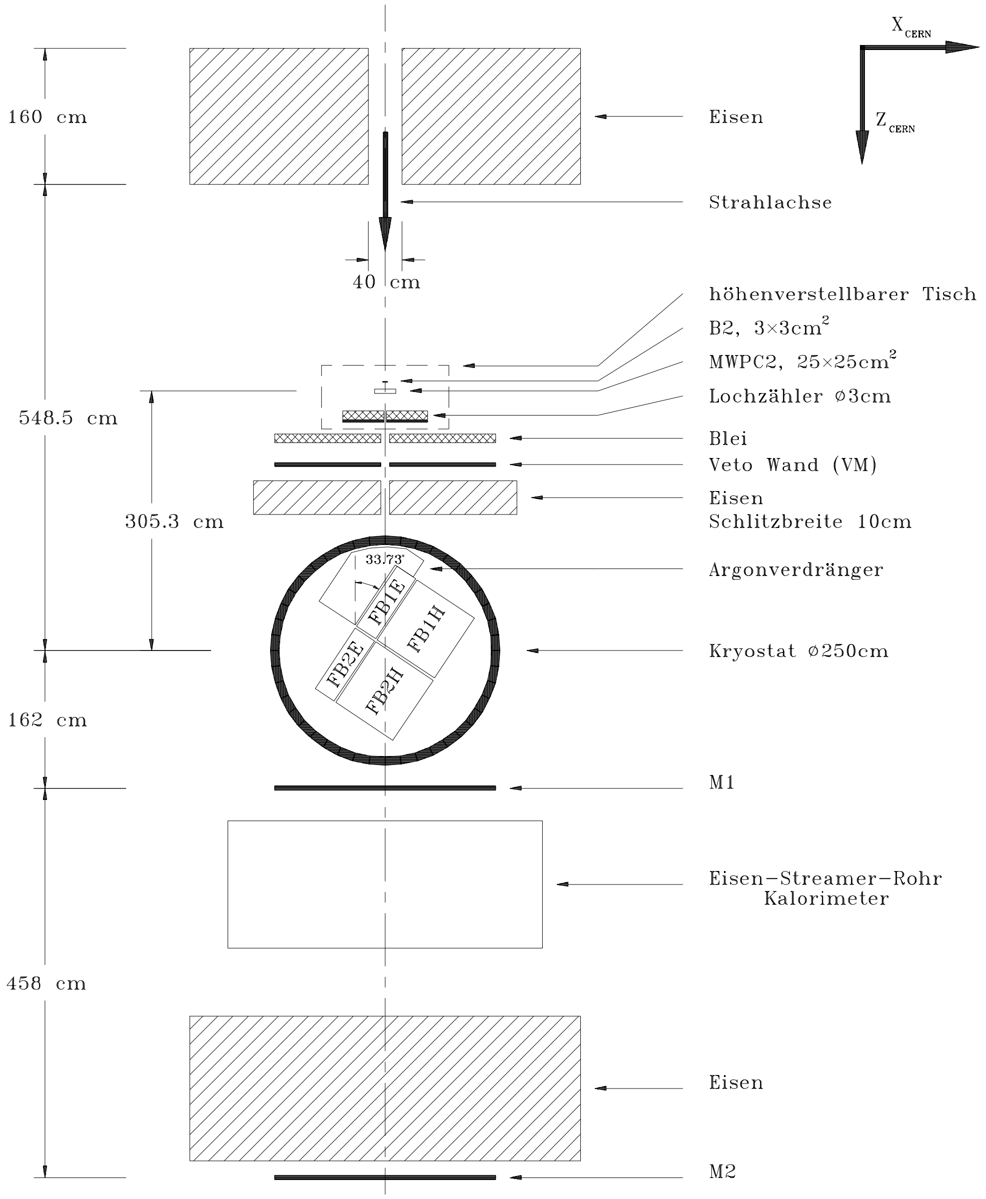

Abbildung 3.6: Aufbau des Testexperiments.

$\delta p/p = 0,8\%$ [Bra87]. Die Genauigkeit des mittleren Impulses liegt nach [H1-93c] bei

$$\frac{\delta\langle p\rangle}{\langle p\rangle} = 0,5\% \oplus \frac{15\%}{p[GeV/c]}. \tag{3.1}$$

Abbildung 3.6 zeigt den Aufbau des Testexperiments. Zwei differentielle, mit Heliumgas gefüllte Čerenkov-Zähler dienen zur Identifikation der im Teststrahl enthaltenen Teilchen. Durch Variation des Heliumdrucks ändert sich der Brechungsindex des Gases, so daß immer nur eine bestimmte Teilchensorte Photonen erzeugen kann, die zu den zur Signalauslese benutzten Photonenvervielfachern gelangen. Ein Ablenkmagnet dient zur

Höhenregulierung des Teststrahls. Im weiteren Strahlverlauf folgen zwei Vieldrahtproportionalkammern, MWPC1 und MWPC2 genannt, mit deren Hilfe die genaue Flugbahn der eingeschossenen Teilchen bestimmt werden kann. Unmittelbar vor den Kammern befinden sich die Szintillationszähler B1 und B2 mit einer Querschnittsfläche von $3 \times 3cm^2$. Bei der Analyse der Testmessungen werden nur solche Teilchen berücksichtigt, die in beiden Kammern und in beiden Szintillationszählern ein Signal erzeugen. Der Ablenkmagnet, der Szintillationszähler B1 und die MWPC1 befinden sich etwa $25m$ vor dem Kryostaten und sind nicht abgebildet.

Ein Veto–System, bestehend aus einem Lochzähler (HC) und einer Vetowand (VM), dient zur Erkennung von Teilchen, die sich abseits der Strahlachse befinden. Vor der Vetowand befindet sich eine $1cm$ dicke Bleiwand, um die Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen zu erhöhen, die den Strahl umgeben. Ereignisse mit einem Signal im Lochzähler oder in der Vetowand werden für die Analyse nicht berücksichtigt. Zwischen der Vetowand und dem Kryostaten befindet sich eine $10cm$ dicke Eisenwand. Sie verhindert, daß von der Kryostatwand oder vom Kalorimeter rückwärts gestreute Teilchen ein Signal in der Vetowand auslösen.

Der Einschußwinkel Θ_{CERN} des Teststrahls relativ zur Normalen der Absorberplatten betrug $33,7°$ und entsprach ungefähr der Situation im H1–Detektor. Die Position des Auftreffpunktes in x–Richtung konnte durch Verschiebung des auf Schienen gelagerten Kryostaten verändert werden. Die Höhe y des Auftreffpunktes wurde mit Hilfe des Ablenkmagneten B9 variiert. Der höhenverstellbare Tisch mit der MWPC2, dem Szintillationszähler B2 und dem Lochzähler HC wurde entsprechend nachgefahren.

Zur Minimierung der Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter wurde ein Argonverdränger im Kryostaten plaziert. Er besitzt eine geringe Dichte und eine große Strahlungslänge. Hinter dem Kryostaten befinden sich die Szintillatorwände $M1$ und $M2$, die zur Identifizierung von Myonen dienen. Das eingezeichnete Eisen–Streamer–Rohr–Kalorimeter wurde bei den Testmessungen nicht ausgelesen.

3.3 Der Aufbau der Module beim Testexperiment

Um den Einfluß des Bereichs zwischen zwei Modulen des gleichen Kalorimeterrings, eines sogenannten Φ–Cracks, zu untersuchen, wurden bei dem Testexperiment zwei FB1E– und zwei FB2E–Module sowie die dahinterliegenden Module des hadronischen Kalorimeters aufgebaut. Abbildung 3.7 zeigt eine perspektivische Darstellung der 4 Module des elektromagnetischen und der 4 Module des hadronischen Kalorimeters. Eine ausführliche Beschreibung der Module des hadronischen Kalorimeters, die aus Platzgründen halbiert wurden, ist in [Kor94, Spi94] zu finden. Da zur Kalibrierung ursprünglich nur ein zusätzliches Modul für jeden Kalorimeterring gebaut wurde, standen für das Testexperiment nicht genügend Absorberplatten zur Verfügung, so daß die beiden FB1E–Module nicht vollständig aufgefüllt werden konnten. Abbildung 3.8 zeigt einen Längsschnitt durch ein FB1E– und ein FB2E–Modul. In beiden FB1E–Modulen wurden die z–Segmente 0 bis 3 durch einen Argonverdränger ersetzt. Die z–Segmente 4 bis 9 wurden mit FB1E–Absorberplatten und die z–Segmente 10 und 11 mit FB2E–Absorberplatten aufgefüllt. Die Breite der Argonschichten und die Dicke aller Absorberplatten wurden vor Beginn des

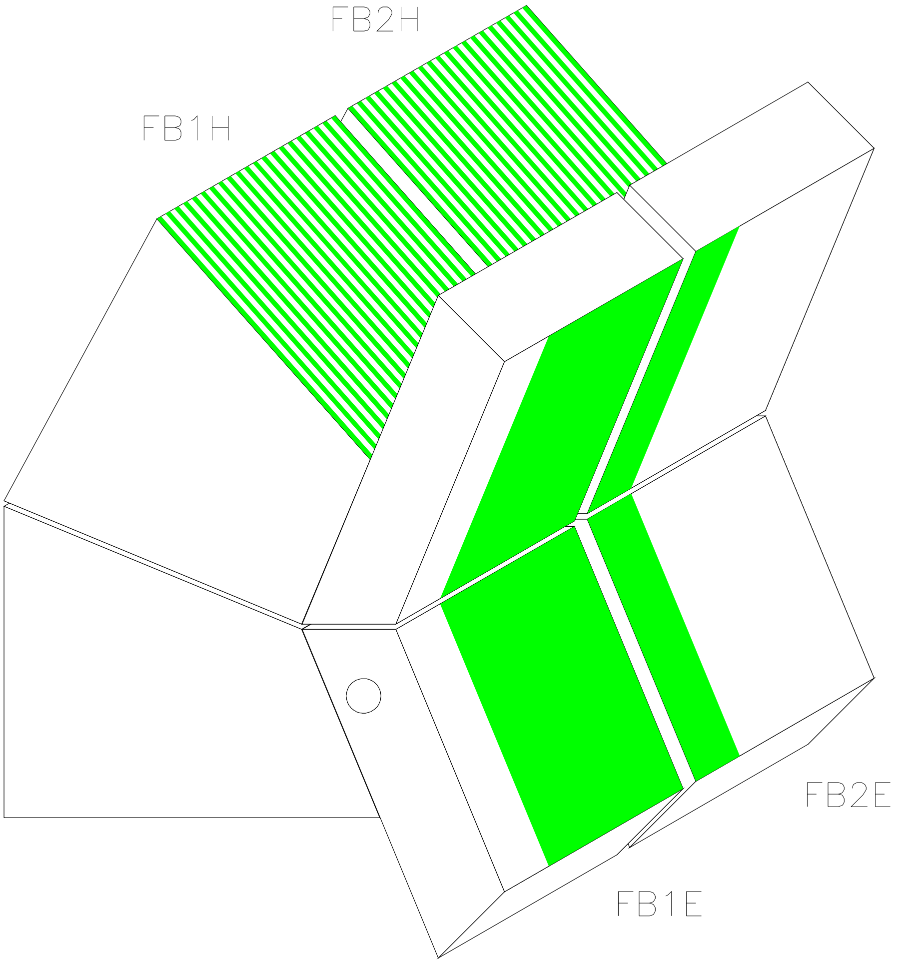

Abbildung 3.7: Perspektivische Darstellung der Kalorimetermodule beim Testexperiment [Spi94]. Der schraffierte Bereich in den FB1E– und FB2E–Modulen war mit Absorberplatten bestückt. In der Frontplatte des unteren FB1E–Moduls befand sich ein Loch, um direkt mit Elektronen ins hadronische Kalorimeter einschießen zu können.

Testexperiments einzeln vermessen [Kor94]. Nach Beendigung der Messungen stellte sich jedoch heraus, daß die Länge des gesamten Plattenstapels kleiner war als die Summe aller Argon– und Plattendicken. Eine Erklärung hierfür ist, daß die Absorberplatten während des Transports der Testmodule nach Genf näher zusammengerückt sind. Berechnungen in [Kor94] ergaben eine mittlere Argonschichtdicke von $2,30mm$. Dieser Wert liegt um $2,1\%$ unter demjenigen im H1–Detektor.

In den beiden FB2E–Modulen wurden lediglich die z–Segmente 0 und 1 mit Absorberplatten aufgefüllt. Wie Abbildung 3.8 zu entnehmen ist, werden diese Module nicht zur Energiemessung von Elektronen benötigt, da sie sich in einem großen Abstand von der Schauerachse befinden. Zur Untersuchung von Pionen [Kor94, Spi94], die räumlich sehr viel ausgedehntere Schauer erzeugen, werden auch die FB2E–Module benötigt.

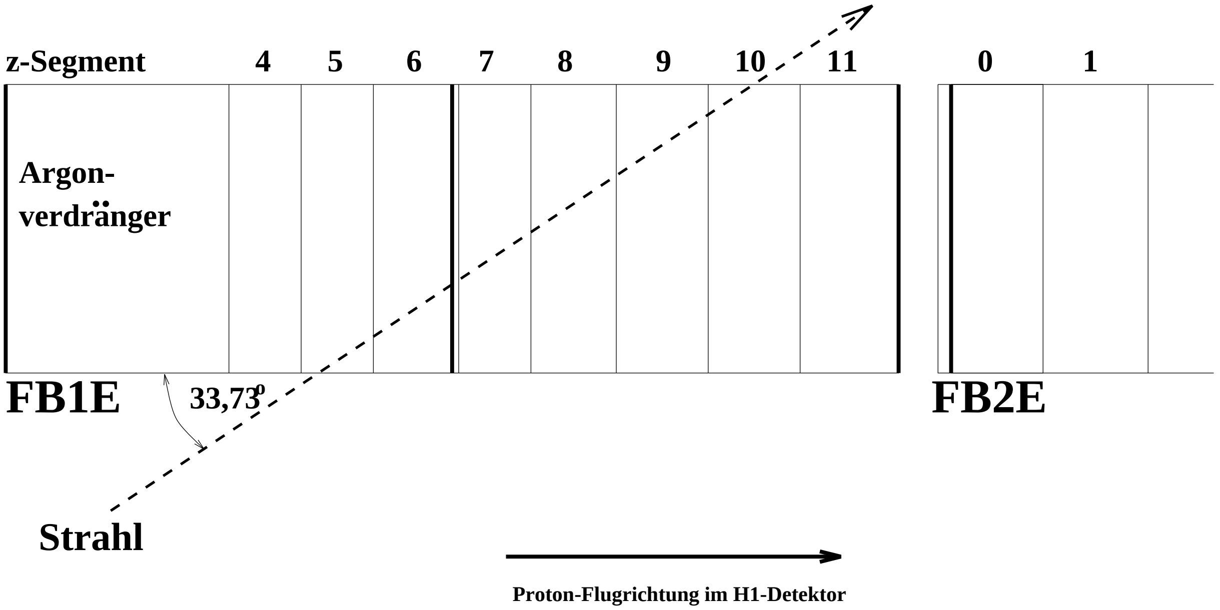

Abbildung 3.8: Ansicht der Segmentierung der FB1E– und FB2E–Module in z–Segmente.

3.4 Beschreibung des experimentellen Aufbaus in der Simulation

Das Detektorsimulationsprogramm H1SIM enthält die Geometriebeschreibung aller Komponenten des H1–Detektors. Es basiert auf dem in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Programmpaket GEANT und dient zur Simulation der Wechselwirkungen von Teilchen im H1–Detektor. Zur Simulation des Testexperiments wurde das Programmpaket ARCET[4] benutzt. ARCET wurde von der H1–Kollaboration zur Simulation der am H6–Teststrahl durchgeführten Kalibrationsexperimente entwickelt. Es enthält die Geometriebeschreibung der Module im Kryostaten sowie aller im Strahlgang befindlichen Elemente. Für diese Testperiode wurden die erforderlichen Änderungen der Geometriebeschreibung von Verrecchia [Ver93] durchgeführt.

Monte–Carlo–Simulationen liefern nur dann zuverlässige Ergebnisse, wenn der Aufbau des realen Experiments sehr genau durch das Simulationsprogramm beschrieben wird. Mit der Genauigkeit der simulierten Geometrie steigt jedoch in der Regel die Rechenzeit an. Bei der Simulation von Schichtdicken, die sehr viel kleiner als die Strahlungslänge des Materials sind, können Rundungsfehler die Ergebnisse verfälschen. Daher ist es oft sinnvoll, mehrere Schichten zu einer einzigen zusammenzufassen. In Simulationen mit H1SIM und ARCET werden alle Schichten der Absorberplatten zu einem homogenen Material zusammengefaßt. Die physikalischen Eigenschaften dieser Mischungen sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Die Dichte ρ einer Mischung berechnet sich nach:

---

[4] **AR**gon **CE**RN **T**est

Material	A_{eff}	Z_{eff}	Dichte $[g/cm^3]$	X_0 $[cm]$	$\frac{dE}{dx}\|_{min}$ $[MeV/cm]$	ϵ $[MeV]$	R_M $[cm]$
flüssiges Argon	39,95	18,00	1,40	14,00	1,904	26,66	11,13
Hochspannungsplatte	179,98	71,52	6,75	1,07	7,484	8,01	2,83
Ausleseplatte	182,00	72,31	7,04	1,01	7,758	7,84	2,73

Tabelle 3.3: Physikalische Eigenschaften der in dem Simulationsprogramm ARCET benutzten Materialmischungen und von flüssigem Argon.

$$\rho = \sum_i w_i \cdot \rho_i \qquad \text{mit} \qquad w_i = \frac{d_i}{\sum_j d_j}, \tag{3.2}$$

wobei d_i die Dicke und ρ_i die Dichte der Schicht i sind. Für die Strahlungslänge X_0, die kritische Energie ϵ und den Molière–Radius R_M der Mischungen gilt [PDG90]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i w_i \frac{1}{X_{0,i}} \tag{3.3}$$

$$\langle\epsilon\rangle = \left\langle \frac{dE}{dx}\bigg|_{min} \right\rangle \cdot X_0 \tag{3.4}$$

$$R_M = 21,2MeV \cdot \left(\frac{dE}{dx}\bigg|_{min} \right)^{-1}. \tag{3.5}$$

Der Wert des minimalen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}|_{min}$ wird von GEANT entsprechend der Bethe–Bloch–Formel (2.5) berechnet und dem Benutzer zugänglich gemacht. Die effektive atomare Massenzahl A_{eff} und die effektive Atomladungszahl Z_{eff} der Mischungen werden intern von GEANT berechnet [Bru87]:

$$A_{eff} = \sum_i f_i \cdot A_i \qquad \text{und} \qquad Z_{eff} = \sum_i f_i \cdot Z_i, \tag{3.6}$$

wobei f_i der Gewichtsanteil der Schicht i ist.

In dem Simulationsprogramm ARCET wurden zusätzlich die Stahlstangen implementiert [Ver93]. Die programmierte Materialfolge im Bereich einer solchen Stahlstange entspricht dabei der in Abbildung 3.4 dargestellten. Die Abstände der Module zueinander entsprechen den beim Testexperiment gemessenen Sollwerten: Der Φ–Crack ist $0,8cm$ breit, der Abstand der FB1E–Module zu den FB2E–Modulen beträgt $3,3cm$ und der Abstand der elektromagnetischen zu den hadronischen Modulen ist $0,2cm$.

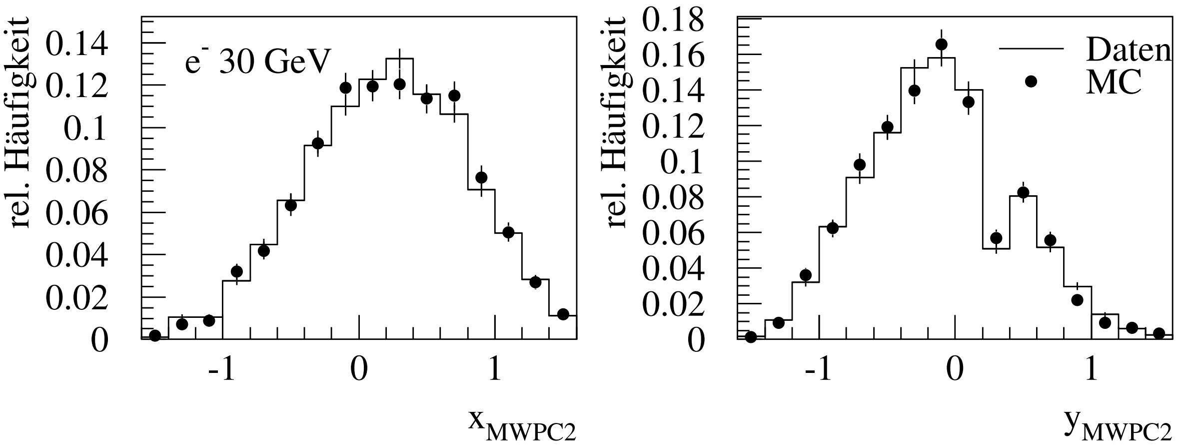

Abbildung 3.9: Simuliertes Strahlprofil verglichen mit dem Strahlprofil aus experimentellen Daten für Elektronen der Energie $30 GeV$ [Spi94].

3.4.1 Die Simulation des Strahlgangs mit ARCET

Bei der Datennahme wurde für jedes akzeptierte Ereignis ein Signal in der MWPC 1 und in der MWPC 2 gefordert. Daher sind der Ort und die Richtung für jedes Teilchen eindeutig festgelegt. Um einen Run möglichst realistisch zu simulieren, sollte das Strahlprofil in der Simulation mit dem Strahlprofil des Teststrahls übereinstimmen. Eine gute Übereinstimmung liefert ein von Spiekermann [Spi94] entwickeltes Verfahren: Die Simulation der Teilchen beginnt unmittelbar vor dem Szintillationszähler B2, und ihre Startorte sind innerhalb eines Runs in horizontaler und vertikaler Richtung gaußverteilt. Durch spezielle Wahl der Mittelwerte und der Breiten dieser Verteilungen und durch die Simulation der Triggerelemente Fingerzähler B2 und Lochzähler HC wird eine gute Übereinstimmung der Strahlprofile nach Durchlaufen dieser Triggerelemente in Simulation und Experiment erzielt. Ein Beispiel hierfür zeigt Abbildung 3.9.

Die Kryostatwand und der Argonverdränger sind ebenfalls in die Geometriebeschreibung von ARCET implementiert. Messungen haben ergeben, daß die Kryostatwand und der Argonverdränger einen Abstand von $\approx 2,5 cm$ besitzen, so daß der Zwischenraum von flüssigem Argon eingenommen wird, was die Simulation ebenfalls berücksichtigt. In der offiziellen Version von ARCET wird der Argonverdränger durch das Material Rohacel mit einer Dichte von $31 kg/m^3$ und einer Strahlungslänge von $X_0 = 14,05 m$ beschrieben. Der bei dem Testexperiment benutzte Argonverdränger besteht aber aus $3 cm$ breiten Lamellen aus Rohacel der Dichte $75 kg/m^3$, die mit einem Spezialkleber verklebt wurden [Kor93]. Um diese Klebeschichten in der Simulation zu berücksichtigen, wurde der Spezialkleber durch den Kleber Prepreg, dessen chemische Zusammensetzung bekannt ist, angenähert und die Dicke einer Klebeschicht zu $0,7 mm$ abgeschätzt. Im folgenden wurde eine Mischung aus den Rohacel– und den Klebeschichten gebildet. Die Dichte dieser Mischung beträgt $112 kg/m^3$ und die Strahlungslänge $X_0 = 3,35 m$. In der nominalen Einschußposition legt ein Teilchen eine Strecke von $45 cm$ innerhalb des Argonverdrängers zurück. Die ursprünglich in der Simulation enthaltene Form des Argonverdrängers entspricht 0,03 Strahlungslängen und die neu bestimmte Mischung aus Rohacel und Kleber 0,13 Strahlungslängen. In Kapitel 4.1.3 wird gezeigt, daß dieser Unterschied in der Beschreibung des Vormaterials zu einem merklichen Einfluß auf das Signal im Kalorimeter führt.

3.4.2 Eigene Modifikationen des Programms ARCET

Die offizielle Version des Simulationsprogramms ARCET wurde rechtzeitig zur Verfügung gestellt [Ver93]. Die Programmierung der im Strahlgang befindlichen Materialien und der Module des elektromagnetischen Kalorimeters wurden sorgfältig überprüft. Hierzu wurden Simulationen mit Geantinos [Bru87], das sind Pseudoteilchen, die keine Wechselwirkung mit Materie eingehen, durchgeführt. Wechselt ein Geantino von einem Volumen zum nächsten, so wird das Unterprogramm GUSTEP aufgerufen, in dem die aktuelle Position des Teilchens und das aktuelle Medium zur Verfügung stehen. Hierdurch konnte die korrekte Abfolge der Materialien überprüft werden.

Unabhängig von der Programmierung der Geometrie findet in den Simulationsprogrammen H1SIM und ARCET die Zuordnung von deponierter Energie zu den Auslesekanälen innerhalb der Kalorimetermodule statt. Da die FB1E–Module Ausleseplatten des FB2E–Kalorimeters enthalten, die nach Kapitel 3.1.3 eine andere räumliche Segmentierung aufweisen, wurden diese Zuordnungsfunktionen für die FB1E–Module an den Testaufbau angepaßt. Bei der Überprüfung der Zuordnungsfunktionen wurde festgestellt, daß die Segmentierung der Ausleseplatten fehlerhaft programmiert war. Alle Ausleseflächen waren in Φ–Richtung zu schmal programmiert, so daß sie systematisch um $1,14\%$ zu klein waren. Hierdurch ergab sich im Bereich eines Φ–Cracks ein zu großer inaktiver Bereich: Auf beiden Seiten des $8 mm$ breiten Φ–Cracks waren $3 mm$ Stahl und $8,2 mm$ nicht ausgelesenes Argon programmiert. Tatsächlich folgt der Stahlplatte aber ein Bereich von nur $4 mm$ Argon, der nicht ausgelesen werden kann, da hier aus Sicherheitsgründen keine Spannung an die Hochspannungsplatten angelegt wird. Dieser Fehler in den Zuordnungsfunktionen wurde sowohl in ARCET als auch in H1SIM korrigiert. Die Anpassung der Zuordnungsfunktionen für die Module des hadronischen Kalorimeters des Testaufbaus wurde von Spiekermann [Spi94] durchgeführt.

Bei weiteren Tests des Simulationsprogramms ARCET trat folgender Fehler auf: Wurde Energie in einer Stahlstange oder in einem bestimmten Bereich einer Stahlplatte am Φ–Crack deponiert, so wurde sie als sichtbare Energie verbucht. Als sichtbare Energie wird hierbei eigentlich die im Auslesemedium Argon deponierte Energie bezeichnet, die zum Kalorimetersignal beiträgt. Dieser Fehler wurde ebenfalls behoben.

3.5 Rekonstruktion simulierter Ereignisse

Die Simulationsprogramme H1SIM und ARCET liefern für alle Kanäle, in denen eine Energiedeposition erfolgte, die in den Argonschichten und in den Absorberplatten deponierte Energie. Um die in den Argonschichten deponierte Energie mit den Meßdaten vergleichen zu können, müssen diese Daten mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC[5] verarbeitet werden. Da die Simulation das elektronische Rauschen der Auslesekanäle nicht beschreibt, wird den simulierten Ereignissen in der Rekonstruktion das Rauschen des Testkalorimeters überlagert. Hierzu wurde das Kalorimeter während der Datennahme an zufälligen Zeitpunkten ausgelesen, bei denen sich kein Teilchen im Kalorimeter befand. Für jeden Kanal i des Kalorimeters wird aus diesen Zufallsereignissen die Standardabweichung $\sigma_{rausch,i}$ des Rauschens bestimmt. Nachdem einem simulierten Ereignis ein Zufallsereignis überlagert wurde, kann der Einfluß des Rauschens durch einen $n \cdot \sigma_{rausch,i}$–Schnitt auf Kanalbasis verringert werden. Hierbei wird zwischen einem symmetrischen und einem asymmetrischen Rauschschnitt unterschieden. Bei einem asymmetrischen $n \cdot \sigma_{rausch,i}$–Schnitt werden zur weiteren Analyse nur diejenigen Kanäle berücksichtigt, deren Signal oberhalb von $n \cdot \sigma_{rausch,i}$ liegt, während bei einem symmetrischen Rauschschnitt zusätzlich die Kanäle mit einem Signal unterhalb von $-n \cdot \sigma_{rausch,i}$ berücksichtigt werden. Im folgenden wurde bei allen Untersuchungen ein symmetrischer Rauschschnitt von $3 \cdot \sigma_{rausch,i}$ sowohl für reale als auch für simulierte Ereignisse angewendet.

---

[5] **H1 REC**onstruction

Kapitel 4

Vergleich der Simulationen mit den gemessenen Daten

Das Testexperiment am H6–Teststrahl wurde zur Kalibrierung der FBE– und der FBH–Module sowie zur systematischen Untersuchung des Kalorimetersignals im Bereich eines Φ–Cracks durchgeführt. Zur Kalibrierung eines Kalorimetermoduls bildet man das Verhältnis aus der im Experiment meßbaren Ladung Q und der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie E_{dep}. Diese Energie ist aufgrund von Energieverlusten im Vormaterial und wegen der Leckverluste kleiner als die Strahlenergie E_0 der Teilchen und läßt sich nur mit Simulationsrechnungen bestimmen. Die genaue Vorgehensweise bei der Kalibrierung eines Flüssigargon–Kalorimeters ist in [Bor92, Kor94] beschrieben.

Der Aufbau der Module beim Testexperiment unterscheidet sich wie im Kapitel 3.3 beschrieben von demjenigen im H1–Detektor. Ein weiterer Unterschied besteht in der Menge an inaktivem Material vor dem Kalorimeter. Ein Korrekturalgorithmus für den Signalverlust im Bereich eines Φ–Cracks, der anhand von Daten des Testexperiments entwickelt wird, kann daher nicht ohne weiteres auf das H1–Flüssigargon–Kalorimeter übertragen werden. Falls jedoch ein Simulationsprogramm in der Lage ist, die Daten des Testexperiments zu reproduzieren, kann es durch Anpassung an den Aufbau im H1–Detektor für eine solche Übertragung benutzt werden.

Im folgenden soll das Simulationsprogramm ARCET daraufhin überprüft werden, ob es eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Testexperiments liefert. Hierzu wird zunächst in der Simulation der Auftreffpunkt der Elektronen auf das Kalorimeter an die Daten angepaßt. Danach wird überprüft, ob das Vormaterial in ARCET richtig beschrieben wird.

4.1 Bestimmung der freien Parameter des Simulationsprogramms

Zur Anpassung der Simulation an die Daten werden im folgenden die Energieanteile der einzelnen r–, Φ– und z–Lagen an der Gesamtenergie in den simulierten Ereignissen mit denen der realen Ereignisse verglichen, die bei dem Testexperiment bestimmt wurden. Die Betrachtung von relativen Größen stellt sicher, daß die Anpassung unabhängig von

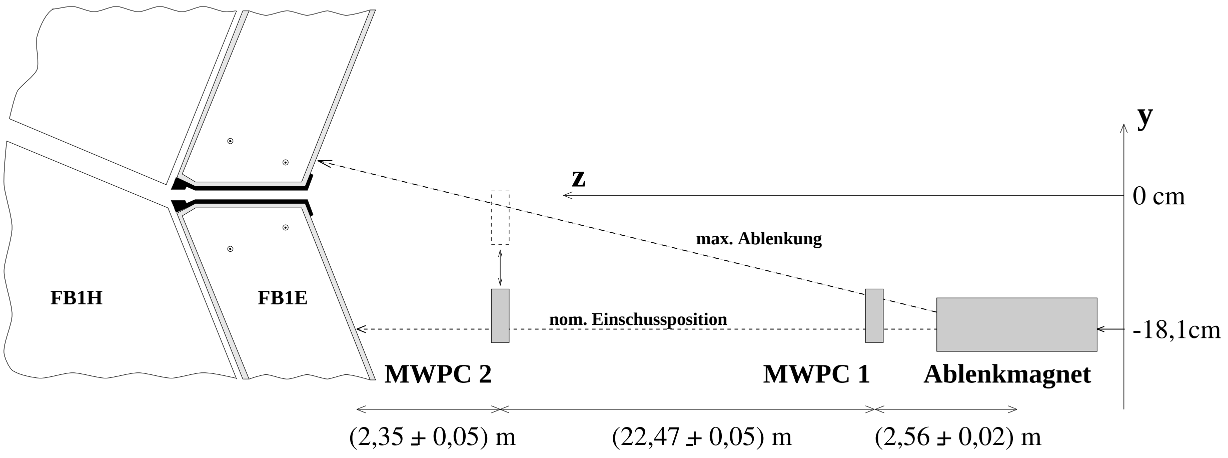

Abbildung 4.1: Seitenansicht des Strahlverlaufs im Testexperiment. In der nominalen Einschußposition verläuft der Teststrahl $18,1cm$ unterhalb des Φ–Cracks in einer horizontalen Ebene. Der Teststrahl definiert die z–Achse und trifft unter einem Winkel von $33,7°$ auf das Kalorimeter, siehe hierzu auch Abbildung 4.2.

der noch zu bestimmenden Kalibrationskonstanten ist.

4.1.1 Der Verlauf des Teststrahls

Während der Testmessungen standen Elektronen und Positronen der Energie $20, 30, 50$ und $80GeV$ zur Verfügung. Die Datennahme erfolgte in zeitlichen Perioden, sogenannten Runs, in denen die Teilchenenergie und der Auftreffpunkt auf das Kalorimeter nicht verändert wurden. Diese Runs wurden nach ca. 3000 bis 5000 Ereignissen beendet.

Zur Überprüfung der zeitlichen Stabilität des Kalorimetersignals wurde täglich ein Run mit Elektronen der Energie $30GeV$ und einem speziell ausgewählten Auftreffpunkt durchgeführt. Dieser als nominale Einschußposition bezeichtete Punkt befindet sich $18,1cm$ unterhalb des Φ–Cracks, siehe Abbildung 4.1. Dieser Punkt wurde ausgewählt, da in diesem Bereich keine Stahlstange vorhanden ist. Die Lage der nominalen Einschußposition in horizontaler Richtung ist Abbildung 4.2 zu entnehmen. Der Auftreffpunkt befindet sich in der r–Lage 5, ca. $8cm$ hinter dem Argonverdränger im FB1E–Modul. Zur Überprüfung der Homogenität des Kalorimeters wurden zusätzliche Runs mit einer um $5cm$ verschobenen Kryostatposition durchgeführt. Der Auftreffpunkt dieser Runs auf das Kalorimeter wurde damit um $5cm/\sin(33,7°) = 9cm$ verschoben, so daß er in der z–Lage 6 lag.

Während der 14–tägigen Meßzeit wurden 3 sogenannte Hochspannungskurven aufgenommen. Hierzu wurden Runs mit Elektronen der Energie $30GeV$ in nominaler Einschußposition durchgeführt, wobei die an die Hochspannungsplatten angelegte Spannung zwischen $100V$ und $2500V$ variiert wurde. Aus der Abhängigkeit des Kalorimetersignals von der angelegten Spannung läßt sich die Verunreinigung des Argons bestimmen [Hof76]. Da diese Verunreinigung während der Datennahme zunimmt, müssen die Meßdaten entsprechend korrigiert werden. Diese Korrektur wurde von Korn [Kor94] durchgeführt.

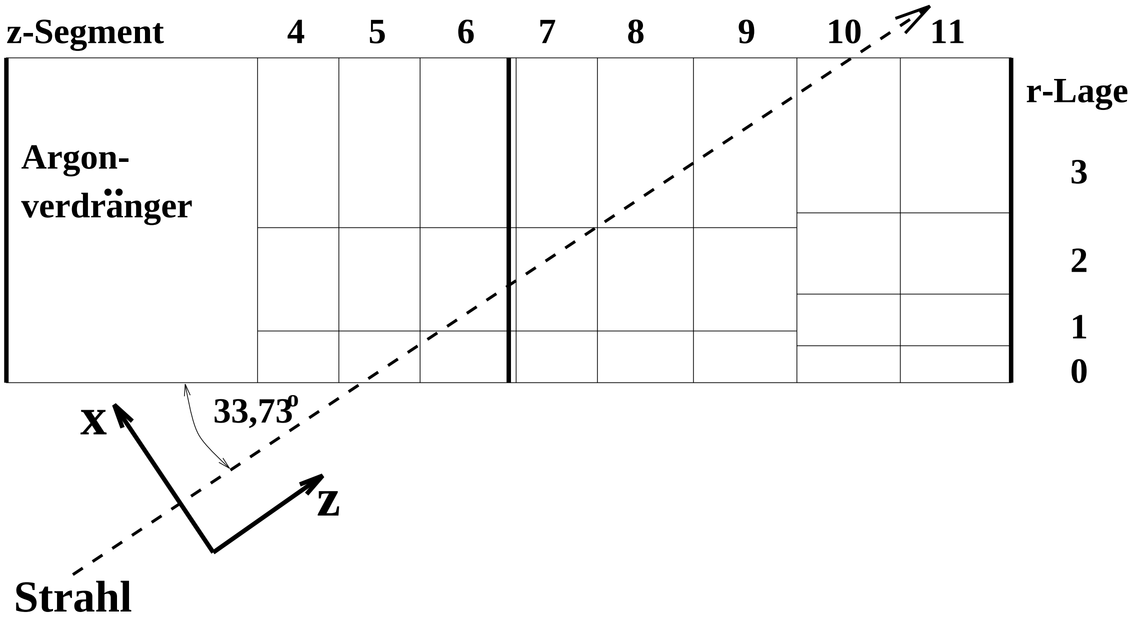

Abbildung 4.2: Die Lage der Strahlachse in einem horizontalen Schnitt durch ein FB1E–Modul. Die Ausleseplatten in den z–Lagen 4-9 sind in 3 r-Lagen eingeteilt.

4.1.2 Anpassung des Auftreffpunktes auf das Kalorimeter

Die Anpassung des Auftreffpunktes wurde mit Elektronen der Energie $20, 30, 50$ und $80 GeV$ in nominaler Einschußposition durchgeführt. Den simulierten Ereignissen wurde Rauschen überlagert, und sowohl für die Simulation als auch für die Daten wurde ein Rauschschnitt von $3 \cdot \sigma_{rausch,i}$ durchgeführt, vgl. Abschnitt 3.5. Abbildung 4.2 zeigt die Lage der Strahlachse in einem horizontalen Schnitt durch ein FB1E–Modul bei nominaler Einschußposition und die Lage des Koordinatensystems. Variiert man den Auftreffpunkt auf das Kalorimeter durch Verschieben des Kryostaten in der Richtung x, so verändern sich die relativen Energieinhalte der z–Lagen, nicht aber diejenigen der r– und Φ–Lagen. Eine Variation der y–Koordinate bedingt keine Änderung in den r–Lagen, kleine Änderungen in den z–Lagen und große in den Φ–Lagen, siehe Abbildung 3.7.

Zunächst wurde die Einschußposition in vertikaler Richtung y angepaßt. Abbildung 4.3 zeigt die relativen Energieinhalte der einzelnen Φ–Lagen für Daten und Simulation eines $20 GeV$–Runs. Ungefähr 90% der gesamten Energie wird in der Lage $\Phi = 12$ deponiert. Die Simulation zeigt in dieser Φ–Lage eine leichte Überhöhung verglichen mit den Daten, während in den benachbarten Φ–Lagen 11 und 13 weniger Energie deponiert wird. Für einen höheren Einschußpunkt in y wird die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten in der Lage $\Phi = 13$ besser, während der Wert für $\Phi = 11$ weiter abfällt. Analog hierzu liefert auch ein Einschußpunkt bei kleineren Werten y keine bessere Übereinstimmung mit den Daten. Dieser Unterschied zwischen der Simulation und den Daten ist möglicherweise auf eine leichte Neigung der Module beim Testaufbau zurückzuführen. Diese Vermutung wird durch die in Abschnitt 5.3.1 dargestellten Untersuchungen bestätigt. In Kapitel 5 stellt sich allerdings heraus, daß die Ortsabhängigkeit des Kalorimetersignals gut durch

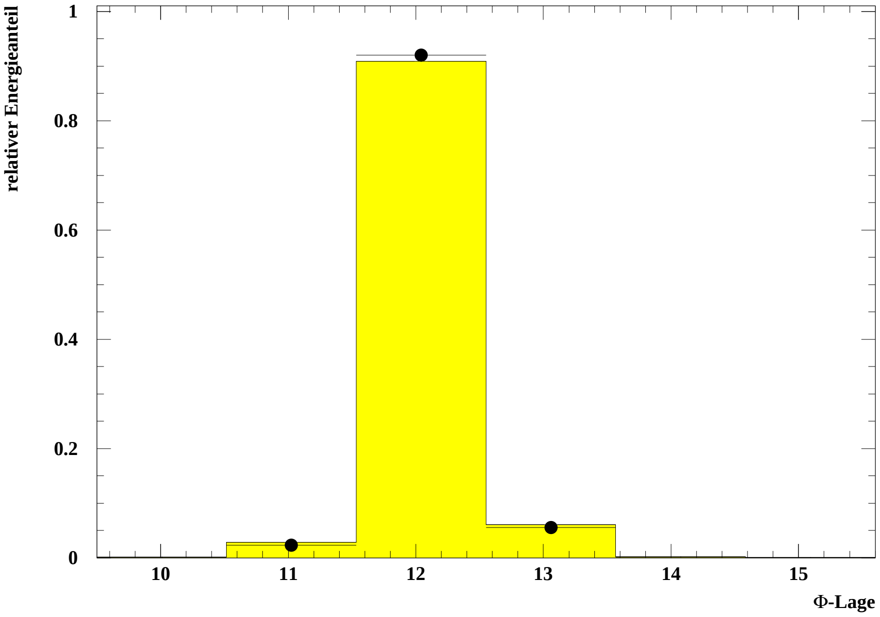

Abbildung 4.3: Mittelwerte der relativen Energieinhalte in den einzelnen Φ–Lagen für Daten (Histogramm) und Simulation (Punkte) für Elektronen der Energie $20 GeV$.

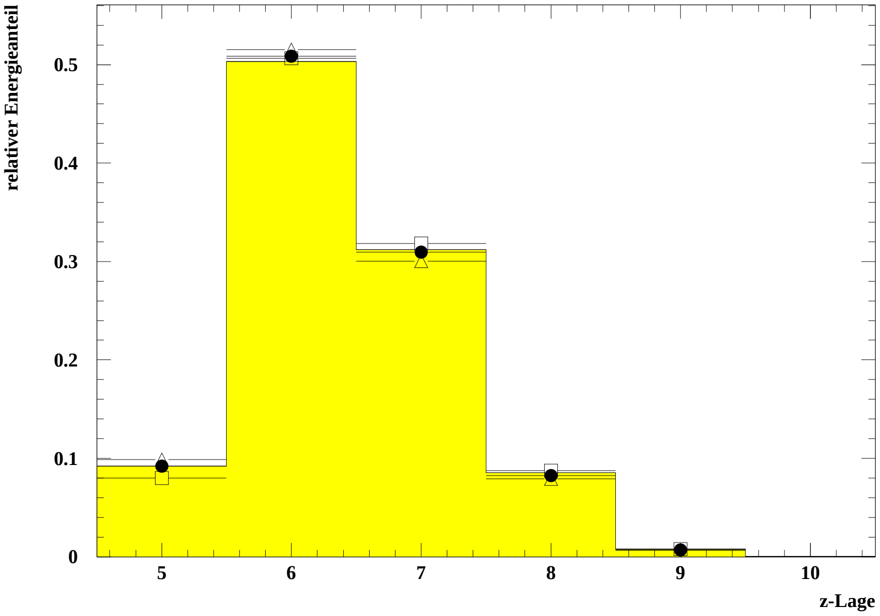

Abbildung 4.4: Mittelwerte der relativen Energieinhalte in den einzelnen z–Lagen für Daten (Histogramm) und Simulationen für Elektronen der Energie $20 GeV$. Die Simulationen unterscheiden sich um jeweils $1 mm$ in der Kryostatposition. Die beste Übereinstimmung mit den Daten zeigen die Punkte (•), die einer Verschiebung des Kryostaten um $1,0 cm$ in der x–Richtung entsprechen.

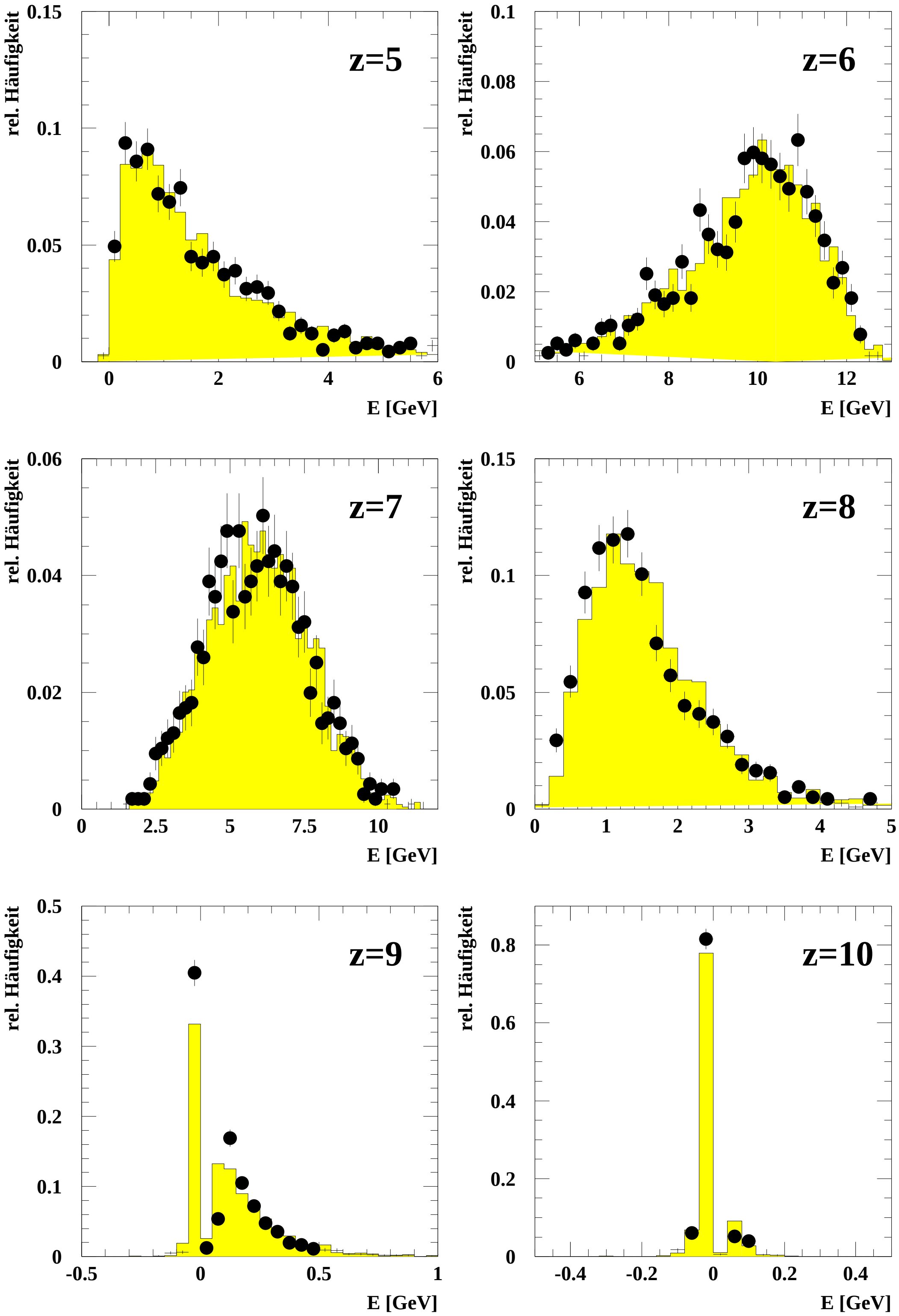

Abbildung 4.5: Verteilung der deponierten Energien in den z–Lagen 5 bis 10 für Elektronen der Energie $20 GeV$ für Daten (Histogramm) und die Simulation (●) in der optimierten Einschußposition.

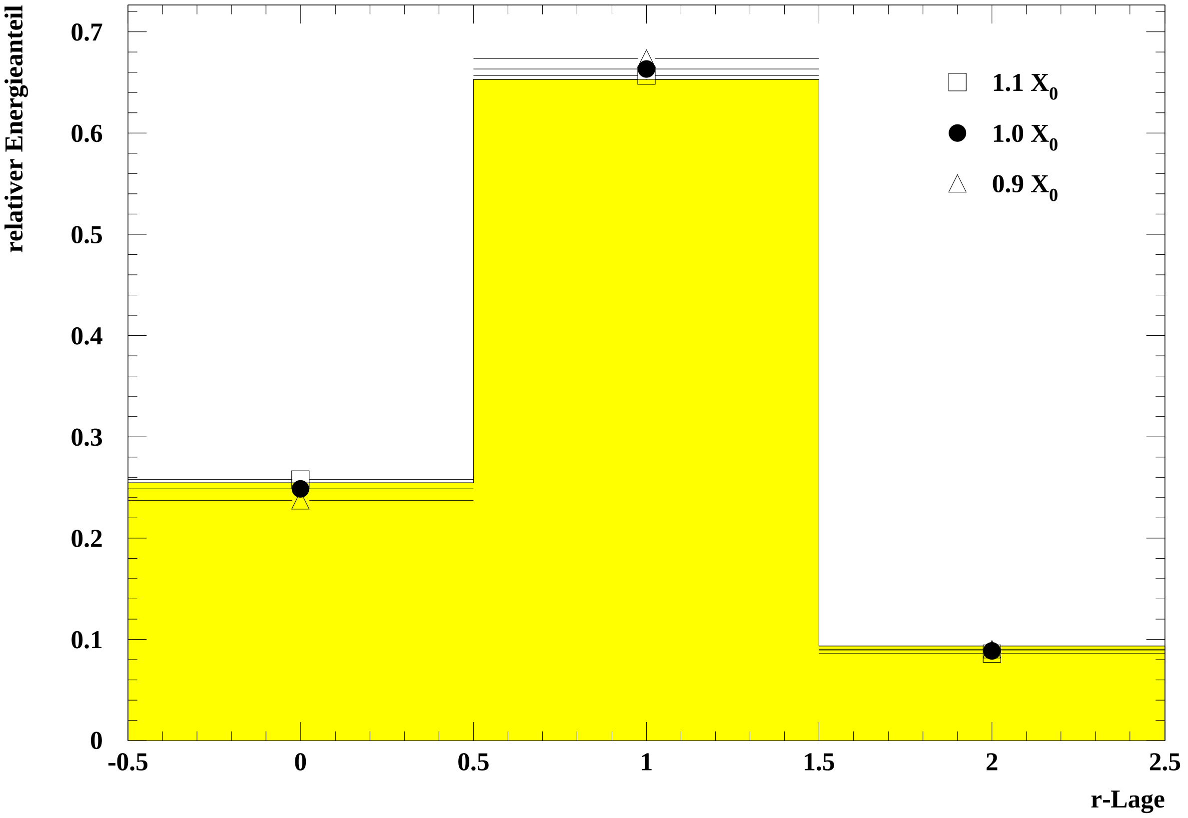

Abbildung 4.6: Verteilung der deponierten Energien auf die r–Lagen für Elektronen der Energie $20 GeV$. Die Daten sind als Histogramm und die Simulationen als Punkte dargestellt. Es wurden Simulationen mit unterschiedlichem Vormaterial durchgeführt.

die Simulation beschrieben wird. Wegen des enormen Rechenzeitbedarfs wurde daher auf Simulationen mit verändertem Einschußwinkel verzichtet.

Die Anpassung der Einschußposition in x–Richtung erfolgt durch Vergleich der relativen Energiedepositionen in den einzelnen z–Lagen für einen Run mit Elektronen der Energie $20 GeV$. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung für Daten und für Simulationen mit unterschiedlichen Kryostatpositionen. Die simulierten Positionen entsprechen einer Kryostatverschiebung von 0.9, 1.0 und $1.1 cm$ in x–Richtung relativ zur gemessenen Position. Die Verteilung der deponierten Energie auf die einzelnen z–Lagen zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Verschiebung des Kryostaten, wobei eine Verschiebung von $1,0 cm$ die beste Übereinstimmung mit den Daten aufweist. Der Auftreffpunkt auf das Kalorimeter kann daher in der Simulation mit einer Genauigkeit von $\pm 1 mm$ in der Richtung x bestimmt werden. Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der Energie in den z–Lagen 5 bis 10 für Daten und für die Simulation in der optimierten Einschußposition. Es ist in allen z–Lagen eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

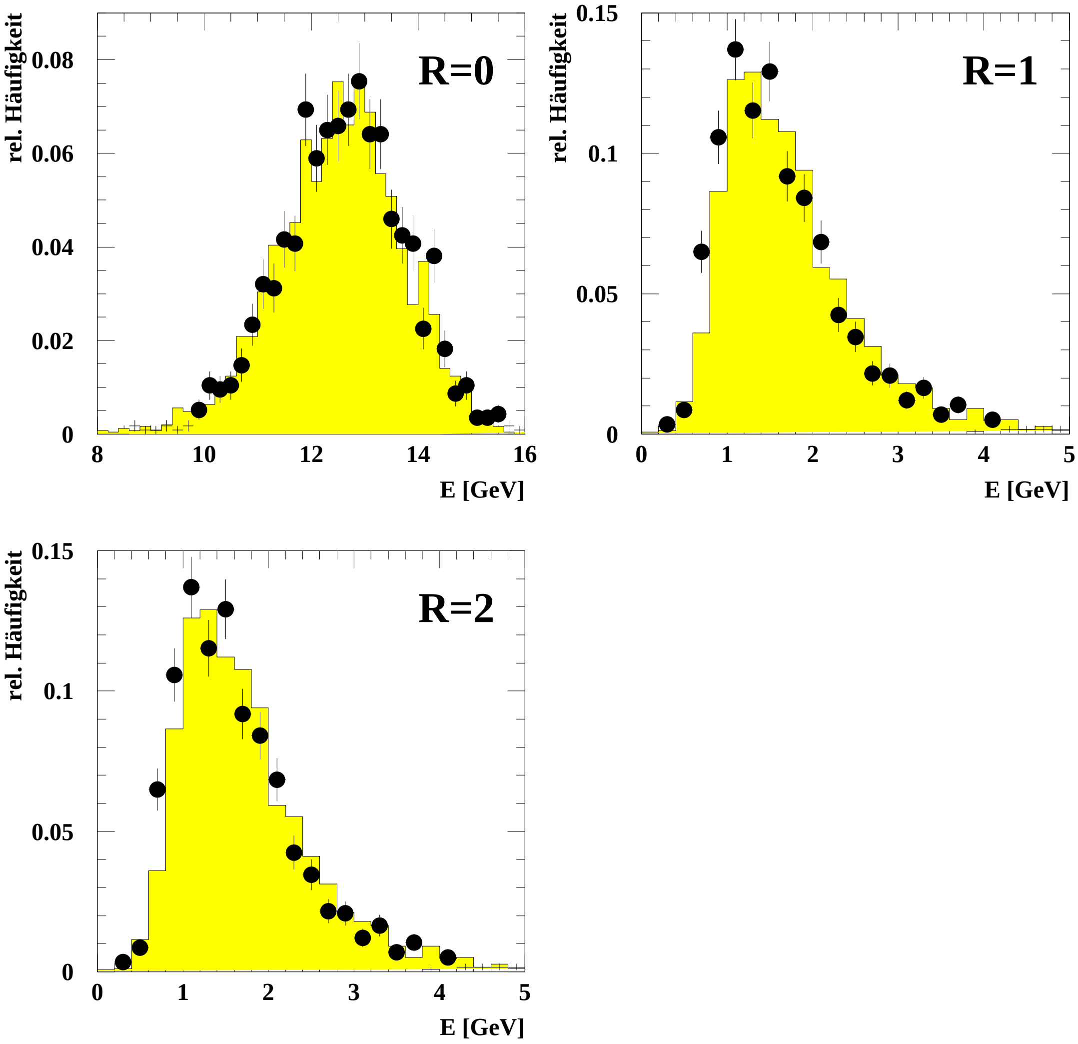

Abbildung 4.7: Verteilung der deponierten Energien in den r–Lagen für Elektronen der Energie $20GeV$ für Daten (Histogramm) und die Simulation (•) mit dem optimierten Vormaterial von $1,0X_0$. Es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

4.1.3 Überprüfung der Programmierung des Vormaterials in der Simulation

Befindet sich in der Simulation mehr (weniger) inaktives Material vor dem Kalorimeter als tatsächlich bei dem Testexperiment vorhanden war, so beginnt die Entwicklung des Schauers zu früh (spät), so daß die Verteilung der relativen Energiedepositionen auf die r– und z–Lagen nicht mit den Daten übereinstimmt. Nach Bestimmung der Zusammensetzung des Argonverdrängers, siehe Kapitel 3.4.1, befinden sich in der Simulation 0,96 Strahlungslängen inaktives Material vor dem Kalorimeter. Da die genaue Zusammensetzung des Argonverdrängers und sein Abstand zur Kryostatwand nicht genau bekannt sind, wurden Simulationen mit 0.9, 1.0 und 1.1 Strahlungslängen an Vormaterial durchgeführt. Das Vormaterial wurde hierbei variiert, indem die Strahlungslänge des Argonverdrängers verändert wurde. Dabei wurde die Dichte des Argonverdrängers unter Benutzung von $X_0 \propto 1/\rho$, vergleiche Formel 2.3, an die neue Strahlungslänge angepaßt. Abbildung 4.6 zeigt die relativen Energieanteile der einzelnen r–Lagen für Daten und Simulationen. Die beste Übereinstimmung mit den Daten ergibt die Simulation mit 1,0 Strahlungslängen an Vormaterial. Eine Variation des Vormaterials um 0,1 Strahlungslängen führt zu einer weniger guten Übereinstimmung, so daß das Vormaterial mit $(1,0 \pm 0,1)X_0$ abgeschätzt werden kann. Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der Energie in den r–Lagen 0, 1 und 2 für die Daten und für die Simulation mit optimiertem Vormaterial.

Im folgenden wird überprüft, ob das Simulationsprogramm auch für Elektronen der Energie $30, 50$ und $80 GeV$ und den für $20 GeV$ optimierten Parametern eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen des Testexperiments liefert. Abbildung 4.8 zeigt die relativen Energieanteile der r–Lagen für Daten und Simulation und für Elektronen der Energie $30, 50$ und $80 GeV$. Es ist für alle Energien eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

Abbildung 4.9 zeigt für Elektronen der Energie $30, 50$ und $80 GeV$ die Energieanteile in den einzelnen z–Lagen für Daten und die Simulationen. Bei dem Vergleich der Energieanteile in den einzelnen z–Lagen ergab sich folgendes Problem: Für Elektronen der Energie $80 GeV$ mußte die Kryostatposition um $4 mm$ gegenüber der oben ermittelten verschoben werden, um eine Übereinstimmung von Daten und Simulation zu erzielen. Eine genauere Untersuchung dieses Problems ergab, daß alle Runs der zweiten Hälfte der Datennahme, in der sich auch der Run mit $80 GeV$ Elektronen befand, um $4 mm$ verschoben werden mußten. Die Ursache hierfür ist ungeklärt. Für die weiteren Untersuchungen ist dieser Effekt aber unbedeutend, da alle untersuchten Runs auf Übereinstimmung mit den Daten getestet und falls erforderlich einzeln optimiert wurden.

4.2 Die Energierekonstruktion simulierter und realer Ereignisse

Für simulierte Ereignisse besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der im Auslesemedium Argon deponierten Energie E_{vis} und der im gesamten Kalorimeter deponierten Energie E_{dep}. Die Proportionalitätskonstante wird als Monte–Carlo–Kalibrationskonstante c_{mc} bezeichnet und ist definiert durch:

$$c_{mc} = \langle \frac{E_{dep}}{E_{vis}} \rangle. \tag{4.1}$$

Abbildung 4.10 zeigt c_{mc} als Funktion der Elektronenenergie für simulierte Ereignisse in der nominalen und in der um $5 cm$ versetzten Einschußposition. Sie ist in guter Näherung energieunabhängig, und der Mittelwert beträgt $\langle c_{mc} \rangle = 13,132 \pm 0,004$ in der nominalen und $\langle c_{mc} \rangle = 13,181 \pm 0,004$ in der versetzten Position. Der für den H1–Detektor benutzte Wert liegt um ca. 2% niedriger: $\langle c_{mc}^{H1} \rangle = 12,92 \pm 0,03$. Die Differenz ist darauf zurückzuführen, daß die mittlere Dicke der Argonschichten in der Simulation des Testexperimentes $2,30 mm$ beträgt anstatt $2,35 mm$ wie in Simulationen des H1–Detektors, vgl. Abschnitt 3.3.

Für reale Ereignisse besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der rekonstruierten

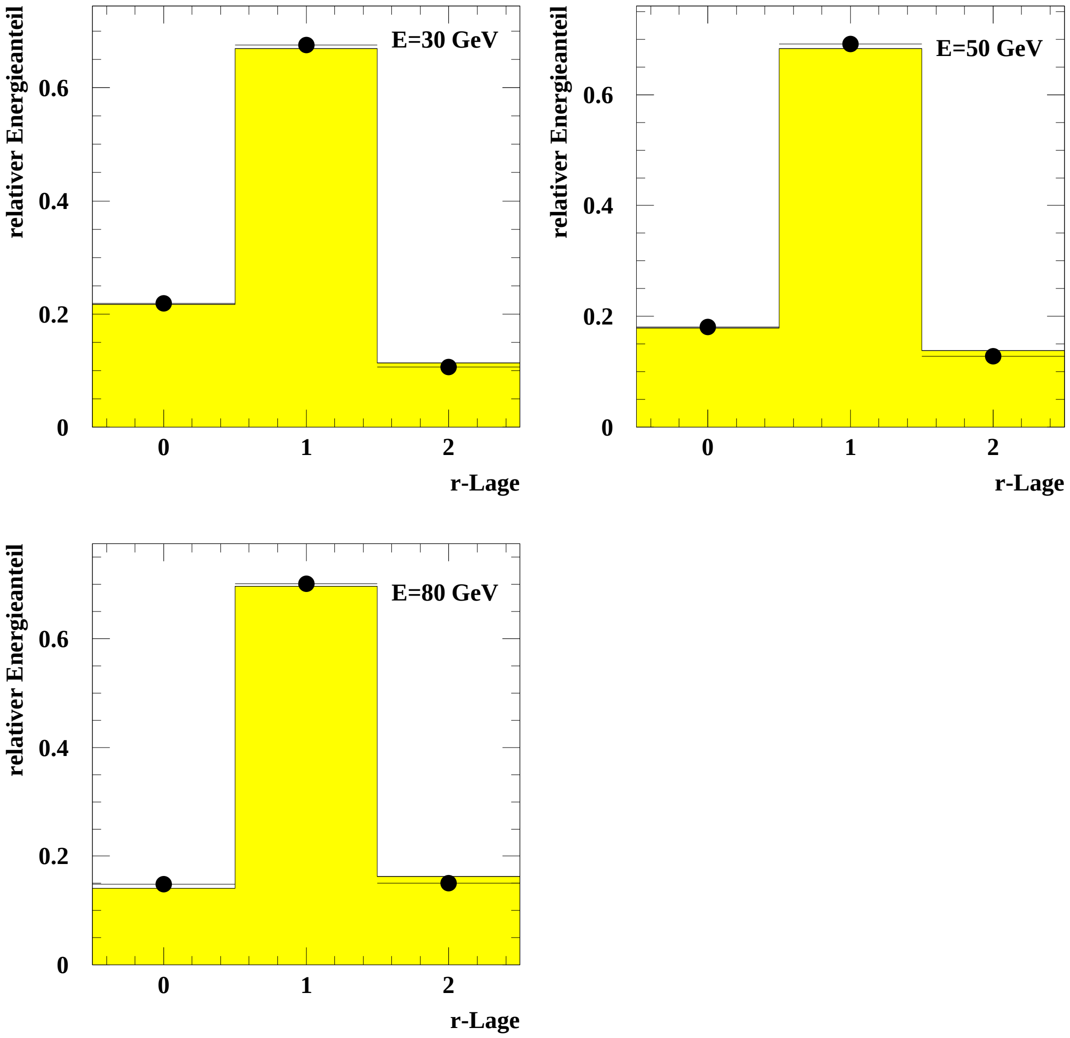

Abbildung 4.8: Relative Energieanteile in den r–Lagen für Elektronen der Energie 30, 50 und 80GeV in nominaler Einschußposition für Daten (Histogramm) und Simulation (●). Das Vormaterial beträgt 1,0 Strahlungslängen.

Energie $E_{rec,exp}$ und der gemessenen Ladung Q im Kalorimeter:

$$E_{rec,exp} = c_{exp} \cdot \sum_{i}^{Kan\ddot{a}le} Q_i = c_{exp} \cdot Q. \tag{4.2}$$

Um einen realistischen Vergleich der simulierten Ereignisse mit den Meßdaten zu ermöglichen, wurde das Rauschen des Testkalorimeters überlagert, siehe Abschnitt 3.5. Als rekonstruierte Energie $E_{rec,mc}$ für simulierte Ereignisse ergibt sich:

$$E_{rec,mc} = \sum_{i}^{Kan\ddot{a}le} \left(c_{mc} \cdot E_{vis,i} + c_{exp} \cdot Q_{rausch,i} \right). \tag{4.3}$$

Die Kalibrationskonstante c_{exp} wird bestimmt, indem für simulierte und reale Ereignisse

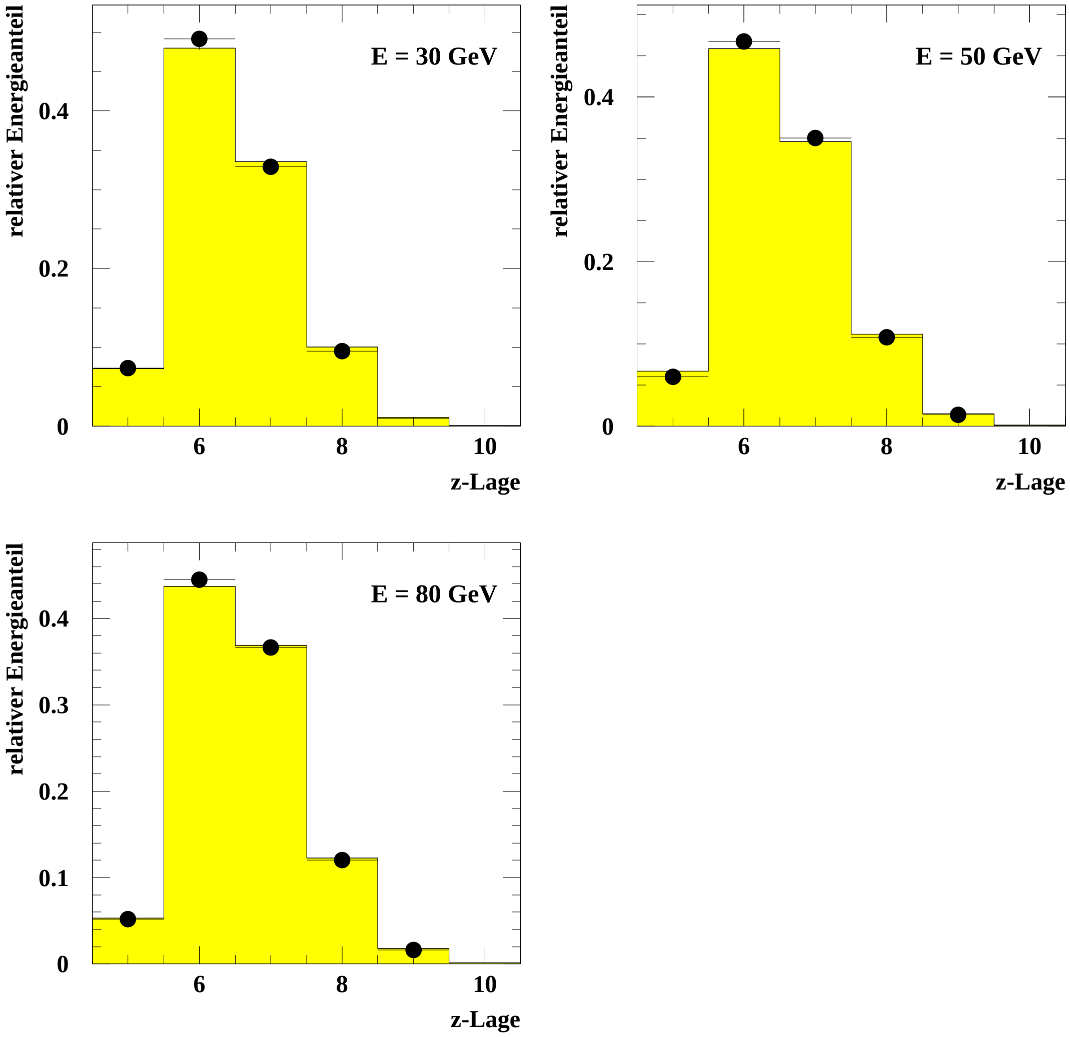

Abbildung 4.9: Relative Energieinhalte in den z–Lagen für Elektronen der Energie 30, 50 und 80 GeV in nominaler Einschußposition für Daten (Histogramm) und Simulationen (●). Das Vormaterial beträgt 1,0 Strahlungslängen und die Einschußposition entspricht der bei $20GeV$ ermittelten. Lediglich für Elektronen der Energie $80GeV$ wurde die Einschußposition separat angepaßt (siehe Text).

eines Runs gefordert wird:

$$\langle E_{rec,mc} \rangle = \langle E_{rec,exp} \rangle . \tag{4.4}$$

Diese Bestimmung wird in [Kor94] sowohl für die nominale als auch für die $5cm$ versetzte Einschußposition durchgeführt. Das Ergebnis ist: $c_{exp} = (3,3110 \pm 0,0014) GeV/pC$ in der nominalen und $c_{exp} = (3,3225 \pm 0,0014) GeV/pC$ in der versetzten Position. Die beiden Werte unterscheiden sich um $0,35\%$, was möglicherweise auf den Einfluß der Stahlmittelplatte zurückzuführen ist, die sich in z–Lage 6 befindet. In der nominalen Einschußposition befindet sich das Schauermaximum in der z–Lage 6, siehe Abbildung 4.9, während es in der versetzten Position in der z–Lage 7 liegt. Eine andere Ursache für diesen Unterschied

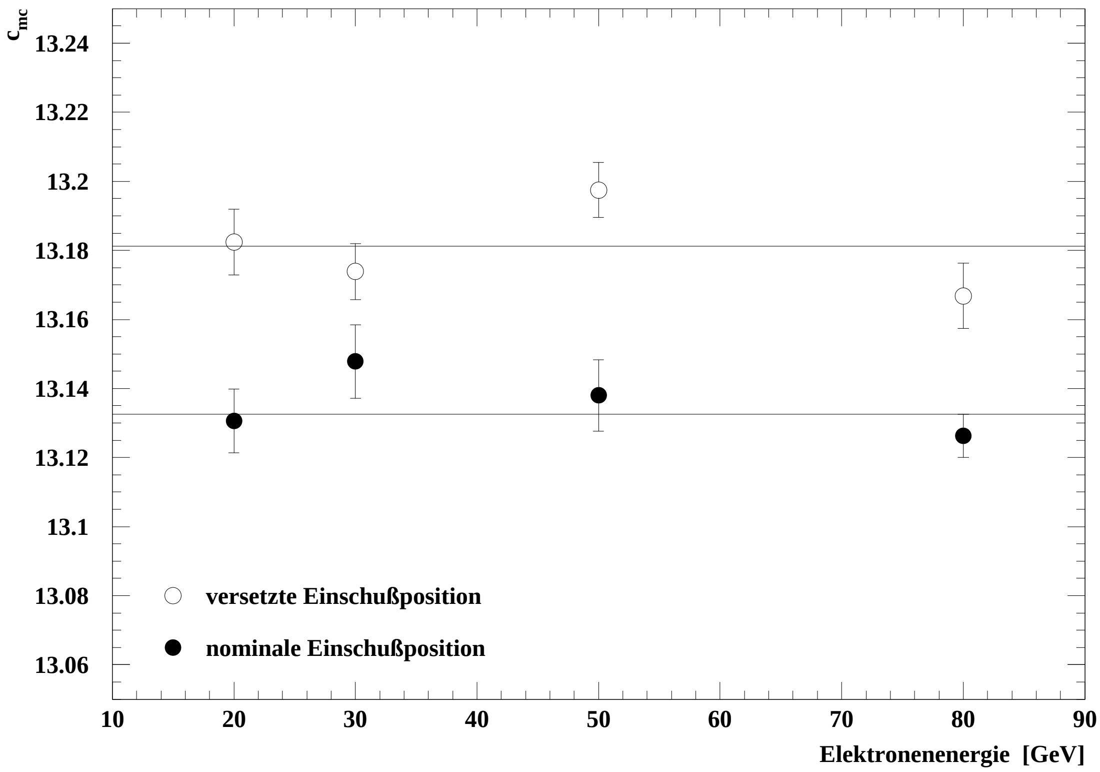

Abbildung 4.10: Monte–Carlo–Kalibrationskonstante c_{mc} in Abhängigkeit von der Elektronenenergie in der nominalen (•) und in der versetzten (◦) Einschußposition. Für beide Positionen wurde der Mittelwert bestimmt und als Linie eingezeichnet.

könnten unterschiedlich breite Argonschichten in den einzelnen z–Lagen sein. Um die Kalibrationskonstante mit einer Genauigkeit von 1% zu bestimmen, müssen diese Breiten ebenfalls mit einer Genauigkeit von 1% bekannt sein, da die sichtbare Energie proportional zur Breite der Argonschichten ist [Tam92]. Da die Argonschichten nicht unmittelbar vor der Datennahme ausgemessen wurden, ist die Übertragung der Kalibrationskonstanten auf den H1–Detektor kritisch [Kor94]. Zur weiteren Untersuchung der Daten werden die Kalibrationskonstanten $c_{sim} = 13,181$ und $c_{exp} = 3,3225 GeV/pC$ der versetzten Einschußposition benutzt, um einen möglichst geringen Einfluß der Stahlmittelplatte auf das Kalorimetersignal zu haben.

4.2.1 Vergleich der rekonstruierten Energien simulierter und realer Ereignisse

Mit den im vorherigen Abschnitt bestimmten Kalibrationskonstanten wird im folgenden die Übereinstimmung der rekonstruierten Energien für simulierte und reale Ereignisse in der versetzten Einschußposition überprüft. In Abbildung 4.11 ist die rekonstruierte Energie für reale und simulierte Ereignisse für die Strahlenergien 20, 30, 50 und $80 GeV$ dargestellt. Die Übereinstimmung der Verteilungen ist für alle Energien sehr gut. Aufgrund von Energieverlusten im Vormaterial liegt die mittlere rekonstruierte Energie jeweils

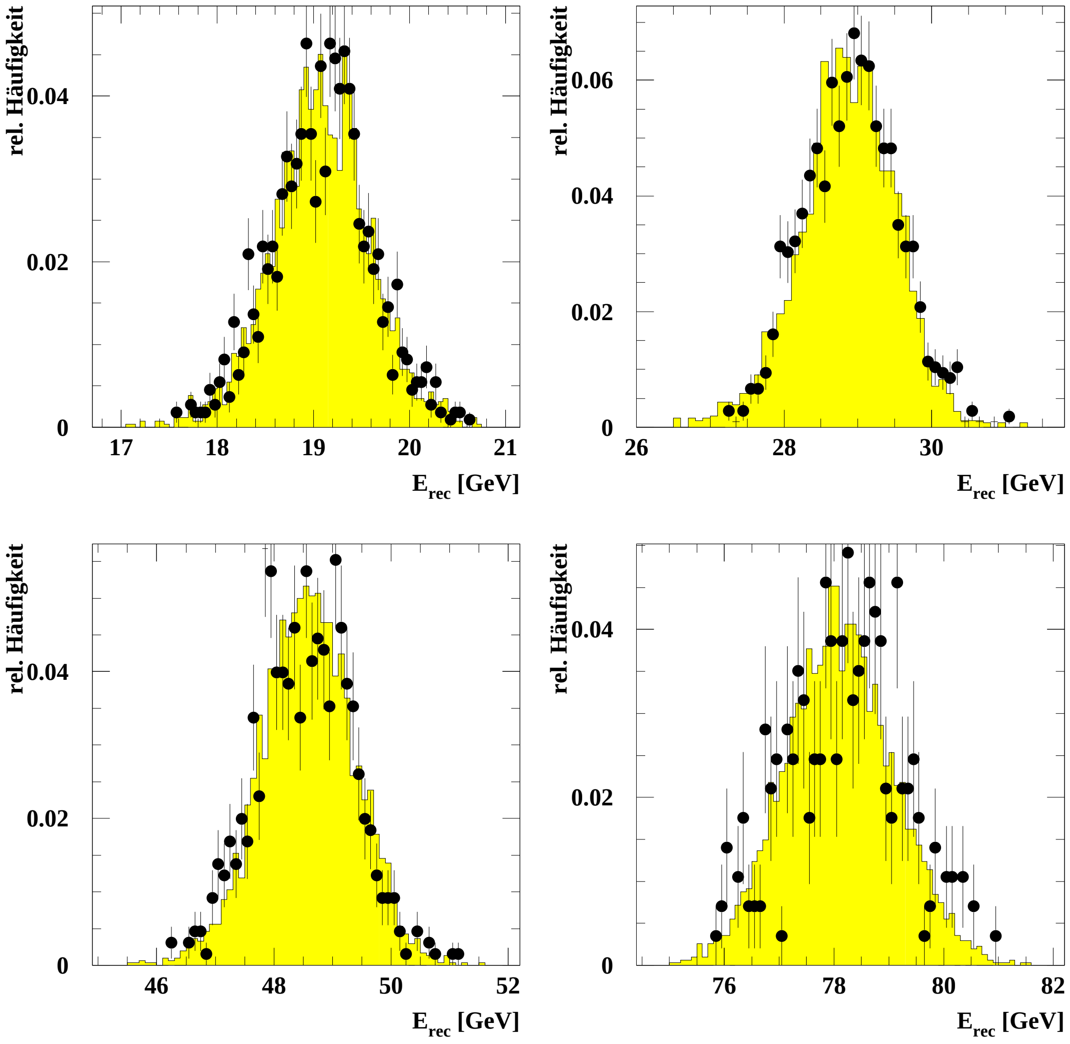

Abbildung 4.11: Vergleich der rekonstruierten Energien für reale (Histogramm) und simulierte ($\bullet$) Ereignisse der Energie 20, 30, 50 und $80GeV$ in der versetzten Einschußposition.

unterhalb der Einschußenergie der Teilchen.

Zum Nachweis der Güte der Kalibration wird das Verhältnis der Mittelwerte der rekonstruierten Energien von simulierten und realen Ereignissen untersucht. Abbildung 4.12 zeigt dieses Verhältnis der Mittelwerte in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_0. Es ist in guter Näherung energieunabhängig und der Mittelwert beträgt $1,0006 \pm 0,0004$. Die Forderung der Kalibrierung $\langle E_{rec,mc} \rangle = \langle E_{rec,exp} \rangle$ konnte also mit einem vernachlässigbaren Fehler erfüllt werden [Kor94].

Zur Bestimmung der Auflösung des FB1E–Moduls wurde an die Verteilungen der rekonstruierten Energien E_{rec} der simulierten und der realen Ereignisse bei den einzelnen Primärenergien jeweils eine Gaußfunktion angepaßt und der Mittelwert von E_{rec} sowie die Breite $\sigma(E_{rec})$ bestimmt. Die Anpassung der Gaußfunktion erfolgte hierbei über den gesamten Bereich. Die Energieabhängigkeit der relativen Auflösung $\sigma(E_{rec})/E_{rec}$ ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Eine Anpassung der Funktion (2.19) an die relative Auflösung

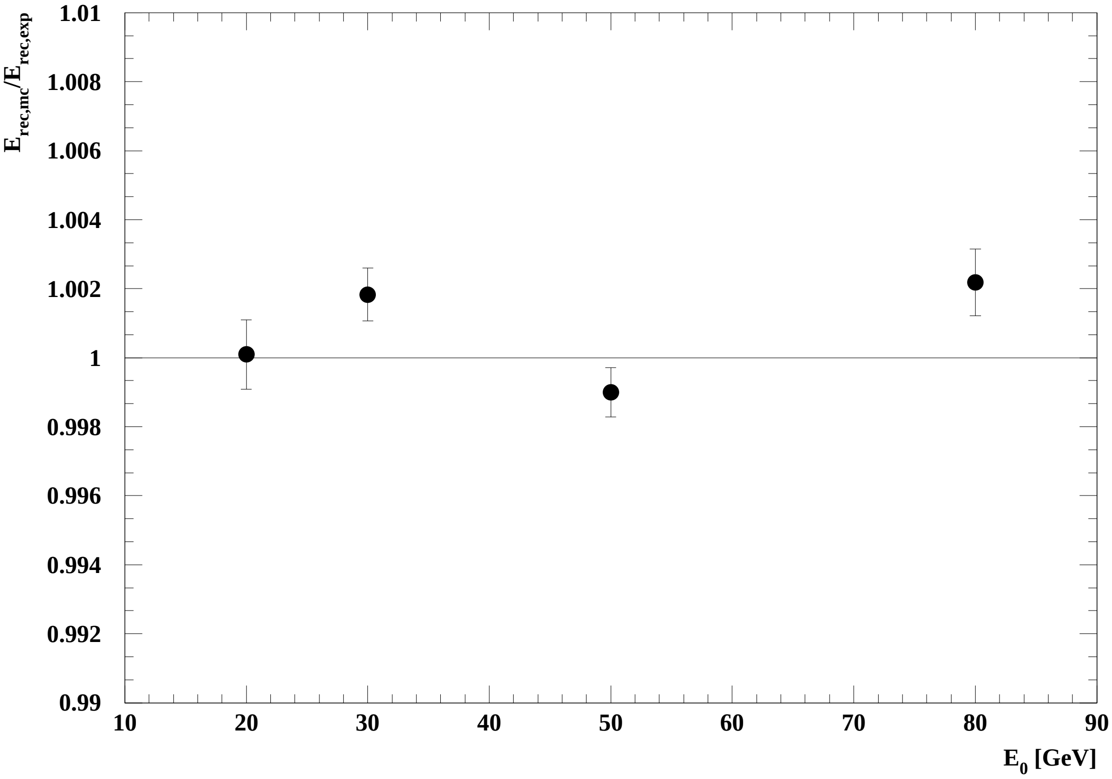

Abbildung 4.12: Verhältnis der rekonstruierten Energien simulierter und realer Ereignisse $E_{rec,mc}/E_{rec,exp}$ in der versetzten Einschußposition als Funktion der Strahlenergie E_0.

Parameter	Simulation	Daten
$a[(GeV)^{1/2}]$	$0,112 \pm 0,006$	$0,110 \pm 0,002$
$b[GeV]$	$0,146 \pm 0,120$	$0,168 \pm 0,042$
c	$0,00003 \pm 0,009$	$0,00001 \pm 0,007$

Tabelle 4.1: Die Parameter a, b und c einer Anpassung der Gleichung (2.19) an $\sigma(E_{rec})/E_{rec}$ für simulierte und reale Ereignisse.

liefert die in Tabelle 4.1 aufgeführten Werte.

Es stellt sich heraus, daß sowohl für simulierte als auch für reale Ereignisse die Werte für den angepaßten Parameter c mit 0 verträglich sind. Der Einfluß von inaktivem Material vor dem Kalorimeter und von longitudinalen Leckverlusten kann daher nach Abschnitt 2.2.2 vernachlässigt werden. Aus diesem Grunde wurde eine Anpassung einer Funktion der Form

$$\frac{\sigma(E_{rec})}{E_{rec}} = \sqrt{\frac{a^2}{E_{rec}} + \frac{b^2}{E_{rec}^2}} \tag{4.5}$$

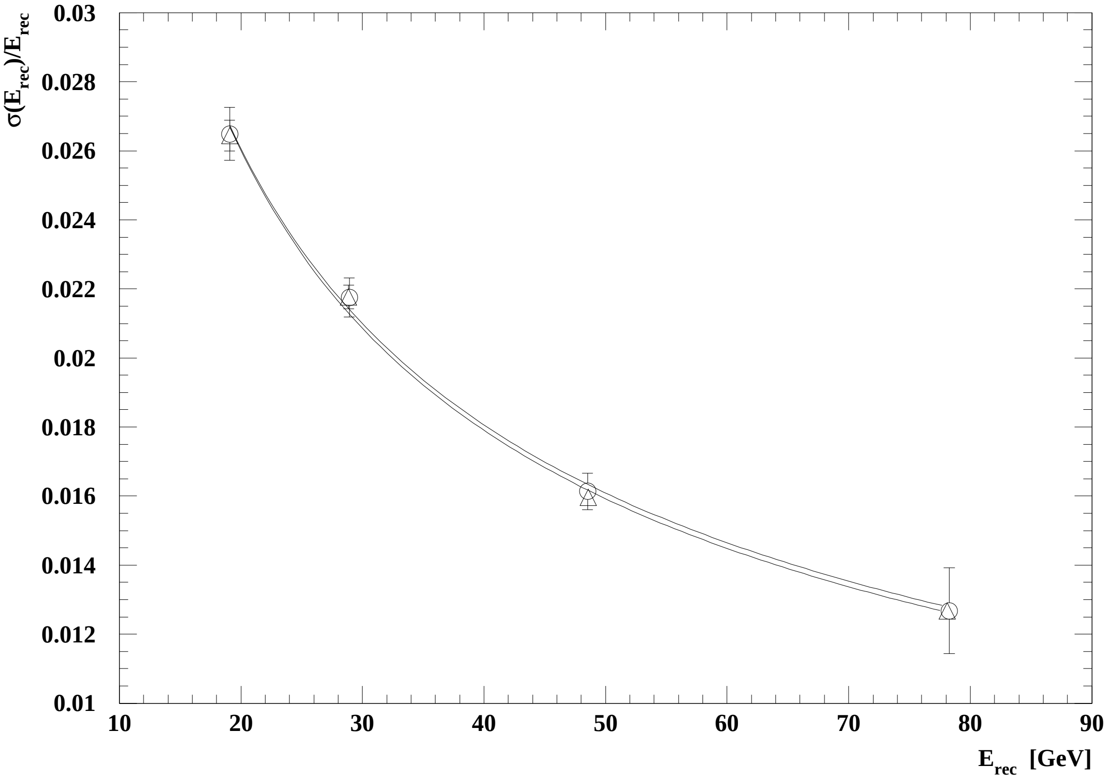

Abbildung 4.13: Relative Auflösung für reale (△) und simulierte (○) Ereignisse in der versetzten Einschußposition in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie. An die Werte wurde die Gleichung (2.19) angepaßt.

durchgeführt. Das Ergebnis für die relative Energieauflösung ist:

$$\left.\frac{\sigma(E_{rec})}{E_{rec}}\right|_{Daten} = (0,1101 \pm 0,0018)\frac{\sqrt{GeV}}{\sqrt{E_{rec}}} \oplus (168 \pm 40)\frac{MeV}{E_{rec}}, \tag{4.6}$$

$$\left.\frac{\sigma(E_{rec})}{E_{rec}}\right|_{Simulation} = (0,1119 \pm 0,0059)\frac{\sqrt{GeV}}{\sqrt{E_{rec}}} \oplus (146 \pm 119)\frac{MeV}{E_{rec}}. \tag{4.7}$$

Die relative Auflösung eines FB1E–Moduls in den Daten stimmt innerhalb der statistischen Fehler mit der Auflösung in der Simulation überein. Der erreichte Wert ist vergleichbar mit der relativen Auflösung eines FB2E–Moduls [Har93]:

$$\left.\frac{\sigma_E}{E}\right|_{FB2E} = (0,112 \pm 0,005)\frac{\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus (152 \pm 4)\frac{MeV}{E} \oplus (0,006 \pm 0,001). \tag{4.8}$$

Kapitel 5

Untersuchungen des Kalorimetersignals im Bereich eines Φ–Cracks

Zwischen je zwei Modulen des Flüssigargon–Kalorimeters befindet sich konstruktionsbedingt ein Bereich, der nicht ausgelesen werden kann und als Crack bezeichnet wird. Der Bereich zwischen den Modulen benachbarter Kalorimeterringe wird als z–Crack bezeichnet. Der Signalverlust in einem z–Crack wird durch spezielle Ausleseplatten ohne Bleikern kompensiert, vgl. Kapitel 3.1.1. Zwischen den Modulen des elektromagnetischen und des hadronischen Flüssigargon–Kalorimeters befindet sich ein sogenannter r–Crack. Da Elektronen in guter Näherung vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter absorbiert werden und Hadronen räumlich sehr ausgedehnte Schauer erzeugen, kann der Einfluß eines r–Cracks auf das Kalorimetersignal vernachlässigt werden. Der Bereich zwischen zwei benachbarten Modulen des gleichen Kalorimeterrings wird als Φ–Crack bezeichnet. Im Gegensatz zum hadronischen Kalorimeter sind die Φ–Cracks des elektromagnetischen Kalorimeters zum Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors hin ausgerichtet, siehe Abbildung 1.2. Hochenergetische Elektronen, die in einen Φ–Crack des elektromagnetischen Kalorimeters gelangen, können daher ein Signal im hadronischen Kalorimeter auslösen. Abbildung 5.1 zeigt ein Ereignis, das im H1–Detektor stattgefunden hat und bei dem ein hochenergetisches Elektron in die Nähe des Φ–Cracks zwischen zwei FB1E–Modulen gelangt ist. Da die Energiemessung im Bereich eines Φ–Cracks nicht mit der geforderten Genauigkeit von 2% möglich ist, werden zur Zeit in der H1–Kollaboration Ereignisse mit einem Elektron, Positron oder Photon mit einem Abstand bis zu 4 cm von der Mitte des Cracks nicht in der Datenanalyse berücksichtigt [Mer94], was einem Anteil von ca. 10% aller Ereignisse entspricht.

Da der Impulsübertrag Q^2 bei tiefinelastischen Ereignissen proportional zu $\cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)$ ist, wobei Θ der Winkel des gestreuten Elektrons relativ zur Protonenflugrichtung ist, wird das Elektron bei Ereignissen mit hohen Werten von Q^2 häufig ins Flüssigargon–Kalorimeter gestreut. Zur Bestimmung der Kinematik dieser Ereignisse wird die Energie des gestreuten Elektrons benötigt. Wird das Elektron jedoch in den Bereich eines Φ–Cracks gestreut, so ist die Energiemessung nicht mit ausreichender Genauigkeit gewährleistet. Eine Korrektur in der Energierekonstruktion ist deshalb absolut notwendig.

Abbildung 5.1: Ereignis im H1–Detektor. Das gestreute Elektron befindet sich in der Nähe eines Φ–Cracks im Vorwärtsbereich des Detektors. Es ist daran zu erkennen, daß es Energie ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert und daß es eine Spur in der zentralen Spurkammer erzeugt hat.

Der Einfluß des Φ–Cracks auf das Kalorimetersignal wurde bei den Testmessungen für Elektronen der Energie $20, 30, 50$ und $80GeV$ untersucht. In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Testmessungen mit denen von Simulationen verglichen werden.

5.1 Datennahme im Bereich des Φ–Cracks

Um Untersuchungen des Kalorimetersignals im Bereich eines Φ–Cracks durchzuführen, wurden für die Teilchenenergien 20, 30 und $50GeV$ Runs bei Auftreffpunkten y_{imp} mit $-20cm \leq y_{imp} \leq 7cm$ durchgeführt, wobei $y_{imp} = 0cm$ der Mitte des Φ–Cracks entspricht (siehe Abbildung 5.2). Für Elektronen der Energie $80GeV$ wurden Testdaten bei $-20cm \leq y_{imp} \leq 1,5cm$ genommen, da der Ablenkmagnet keine stärkere Ablenkung der Teilchen zuließ.

Eine Veränderung des Auftreffpunktes in y mit Hilfe des Ablenkmagneten führt zusätzlich zu einer Veränderung des Auftreffpunktes in Richtung z_{H1}, die der Protonenflugrichtung im H1–Detektor entspricht (siehe Abbildung 3.7). Um bei der Untersuchung des Kalorimetersignals am Φ–Crack für alle Runs den gleichen Auftreffpunkt in z_{H1} zu erzielen, wurde bei Veränderung des Auftreffpunktes in y–Richtung der Kryostat entsprechend nachgefahren. Hierdurch wurde sichergestellt, daß der Strahl für alle Einschußpositionen y_{imp} wie in Abbildung 3.8 verlief.

Zur Überprüfung der Homogenität des Kalorimeters wurden die gleichen Runs zusätzlich bei einem anderen Auftreffpunkt in z_{H1} durchgeführt. Dieser neue Auftreffpunkt war gegenüber dem alten um $+9cm$ verschoben, so daß er in der z–Lage 6 lag.

Abbildung 5.2 zeigt die genaue Abfolge der Materialien im Bereich eines Φ-Cracks zwischen zwei FB1E–Modulen. Die Breite des Cracks, in dem sich flüssiges Argon befindet, beträgt $8mm$. Er wird durch zwei jeweils $3mm$ dicke Stahlplatten der benachbarten Module begrenzt. Die Absorberplatten besitzen in einem $4mm$ breiten Randbereich keinen Bleikern. Da hier keine Spannung an den Hochspannungsplatten anliegt, folgt den Stahlplatten ein insensitiver Bereich, der abwechselnd aus Argon und G10 besteht. Da die Materialien Argon und G10 sehr ähnliche physikalische Eigenschaften besitzen, wurde dieser Randbereich durchgehend als Argon programmiert. Die reguläre Schichtstruktur der FB1E–Kalorimetermodule ist im Bereich eines Φ–Cracks zusammengenommen also für $22mm$ unterbrochen. Aufgrund der Inhomogenitäten in diesem Bereich wird eine starke Ortsabhängigkeit des Kalorimetersignals erwartet. Daher soll zunächst ein Verfahren beschrieben werden, mit dem der Auftreffpunkt auf das Kalorimeter aus der Ortsinformation der Vieldrahtproportionalkammern bestimmt werden kann.

5.2 Bestimmung des Auftreffpunktes auf das Kalorimeter

Zur Bestimmung des Auftreffpunktes der Teilchen auf das Kalorimeter standen während der Testmessungen die Vieldrahtproportionalkammern MWPC1 und MWPC2 zur Verfügung. Mit einem Drahtabstand von $2mm$ ermöglichen die baugleichen Kammern die

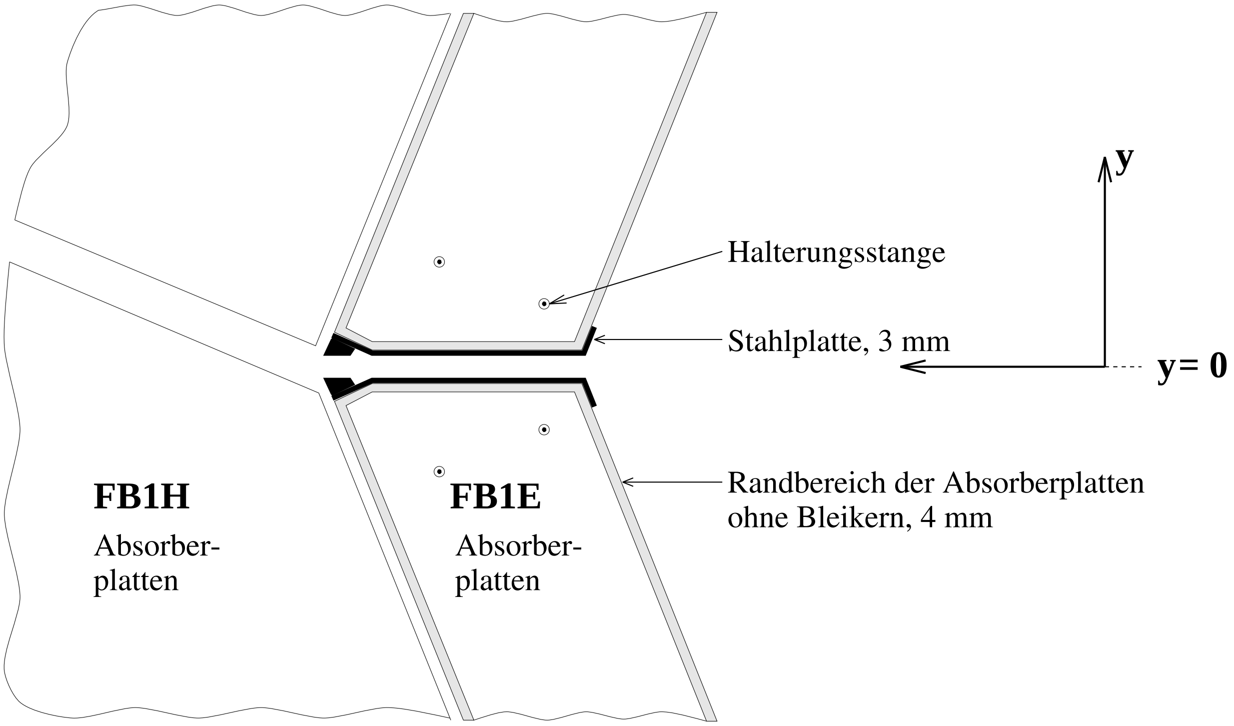

Abbildung 5.2: Materialverteilung im Bereich eines Φ–Cracks zwischen zwei FB1E–Modulen. Die Breite des Cracks, in dem sich flüssiges Argon befindet, beträgt $8mm$.

Bestimmung der Position (x, y) des Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit von jeweils

$$\sigma_{MWPC} = \frac{2}{\sqrt{12}} mm = 0,58mm. \tag{5.1}$$

Der Beitrag zur Ortsauflösung aufgrund von Vielfachstreuung der Elektronen vor dem Kalorimeter ist vernachlässigbar [Har93]. In horizontaler Richtung trifft der Teilchenstrahl unter einem Winkel von $33,7°$ und in vertikaler Richtung unter einem Winkel von $22,5°$ auf die Frontfläche des Kalorimeters, so daß für die erreichbare Genauigkeit in der Bestimmung des Auftreffpunktes innerhalb eines Runs folgt:

$$\sigma_{y_{imp},Run} = \frac{\sigma_{MWPC}}{\cos 22,5°} mm = 0,62mm, \tag{5.2}$$

$$\sigma_{z_{imp},Run} = \frac{\sigma_{MWPC}}{\sin 33,7°} mm = 1,04mm. \tag{5.3}$$

Es wird angenommen, daß sowohl der Kryostat als auch der höhenverstellbare Tisch von einer Einstellung zur nächsten auf $1mm$ genau positionierbar ist [Har93]. Die absolute Genauigkeit des Auftreffpunktes beträgt daher $1,6mm$ in vertikaler Richtung y_{imp} und $2,0mm$ in horizontaler Richtung z_{H1}, wenn weitere Fehlerquellen vernachlässigt werden können.

Zur Bestimmung des Auftreffpunktes eines Teilchens wird anhand der Kammersignale eine Geradengleichung aufgestellt und der Schnittpunkt der Trajektorie mit den durch die Frontflächen des Kalorimeters gebildeten Ebenen bestimmt. Als Problem stellt sich dabei heraus, daß während der Testmessungen zwar der Abstand der Kammern MWPC1 und MWPC2 und deren Entfernung zum Kalorimeter vermessen wurden, nicht aber die relative Ausrichtung zueinander. Daher ist es nicht ohne zusätzliche Information möglich, den Auftreffpunkt auf das Kalorimeter zu bestimmen.

In Kapitel 4.1.2 konnte gezeigt werden, daß Simulationen in nominaler Einschußposition mit einer bestimmten Kryostatposition eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern. Dies kann nur dann der Fall sein, wenn die Auftreffpunkte in der Simulation und in den Daten gleich waren. Da der genaue Auftreffpunkt auf das Kalorimeter in der Simulation bekannt ist, kann eine eindeutige Beziehung zwischen den Mittelwerten $(\bar{x}_1, \bar{y}_1)$ bzw. $(\bar{x}_2, \bar{y}_2)$ der Kammersignale dieses Runs und diesem Auftreffpunkt hergestellt werden. Für ein beliebiges Teilchen mit den Kammersignalen (x_1, y_1) und (x_2, y_2) kann der Auftreffpunkt aus den Differenzen $(\bar{x}_1 - x_1, \bar{y}_1 - y_1)$ und $(\bar{x}_2 - x_2, \bar{y}_2 - y_2)$ berechnet werden. Für diese Berechnungen müssen der Abstand der Kammern und der Abstand zwischen der MWPC2 und dem Auftreffpunkt in nominaler Einschußposition bekannt sein. Der Abstand zum Auftreffpunkt wurde mit einem Maßband vermessen und beträgt $(2,35 \pm 0,05)m$. Die Messung konnte nicht genauer durchgeführt werden, da sich zwischen der MWPC2 und dem Kalorimeter die Kryostatwand befindet.

5.3 Der Einfluß des Φ–Cracks auf das Kalorimetersignal

5.3.1 Die Verteilung der Energie auf einzelne r– und z–Lagen

Bevor der Einfluß des Φ–Cracks auf das Kalorimetersignal ausführlich untersucht wird, soll überprüft werden, ob das Simulationsprogramm ARCET die Daten des Testexperiments in diesem Bereich richtig beschreibt. Hierzu wird die Verteilung der rekonstruierten Energie auf die einzelnen r– und z–Lagen in der Simulation mit den Daten verglichen.

Es wurde ein Run mit Elektronen der Energie $20GeV$ ausgewählt, bei dem die Teilchen direkt in den Φ–Crack eingeschossen wurden. Abbildung 5.3 zeigt die relativen Energieanteile der einzelnen r–Lagen getrennt für das obere und das untere FB1E–Modul. In dem oberen Modul wird in der Simulation mehr Energie in den r–Lagen 0 und 1 deponiert und entsprechend weniger Energie in der r–Lage 2. In dem unteren FB1E–Modul ist der gegenläufige Effekt zu sehen: In der Simulation wird in den r–Lagen 0 und 1 weniger und in der r–Lage 2 mehr Energie deponiert als in den Daten.

Abbildung 5.4 zeigt die relativen Energieanteile der einzelnen z–Lagen für reale und simulierte Ereignisse. Im oberen FB1E–Modul wird in der Simulation mehr Energie in den vorderen z–Lagen 5, 6 und 7 deponiert als in den Daten und entsprechend weniger Energie in den hinteren z–Lagen 8, 9 und 10. Im unteren FB1E–Modul ist analog zu den Verteilungen der Energie auf die r–Lagen der umgekehrte Effekt zu beobachten.

Daher ist die Vermutung naheliegend, daß der Φ–Crack beim Testaufbau nicht wie in der Simulation exakt horizontal ausgerichtet war. Eine leichte Verkippung der Module um die z_{H1}–Achse, die der Protonenflugrichtung im H1–Detektor entspricht (Abbildung 4.2), würde die Unterschiede zwischen Daten und Simulation erklären. Wie bereits in Ab-

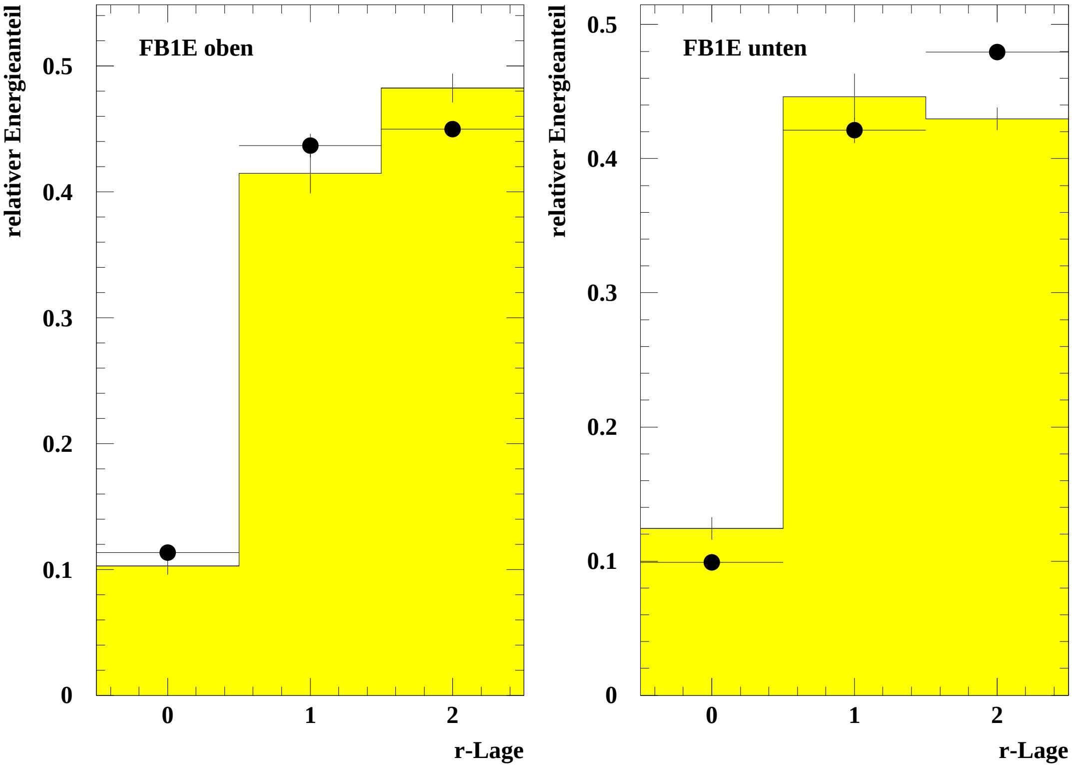

Abbildung 5.3: Relativer Energieanteil einzelner r–Lagen für Elektronen der Energie $20 GeV$, die in den Φ–Crack geschossen wurden. Die Normierung wurde separat für die beiden Module durchgeführt. Die Daten sind als Histogramm und die Ergebnisse der Simulation als Punkte (•) dargestellt.

schnitt 4.1.2 erwähnt, wurde auf eine Veränderung des Einschußwinkels in der Simulation verzichtet, da die Ortsabhängigkeit des Kalorimetersignals im Bereich des Φ–Cracks gut beschrieben wird.

5.3.2 Untersuchung des Kalorimetersignals in Abhängigkeit von y_{imp}

Abbildung 5.5 a) zeigt die im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruierte Energie $E_{rec,em}$ in Abhängigkeit von der Position y_{imp} des Auftreffpunktes für reale und simulierte Ereignisse der Energie $20 GeV$. Im Bereich des Φ–Cracks wurden Daten mit Auftreffpunkten $-4,5cm \leq y_{imp} \leq 7cm$ aufgezeichnet. Das Kalorimetersignal fällt von $E_{rec,em} \approx 19GeV$ für $|y_{imp}| \geq 4cm$ auf $E_{rec,em} \approx 1GeV$ bei $y_{imp} = -0,3cm$. Das Minimum für $E_{rec,em}$ liegt nicht exakt in der Mitte des Cracks bei $y_{imp} = 0cm$, da der Teststrahl den Φ–Crack unter einem Winkel von ca. $0,4^\circ$ erreicht, vgl. Abbildung 4.1. Dieser Einschußwinkel bewirkt zusätzlich eine Asymmetrie des Kurvenverlaufs.

Elektronen, die mitten in den Φ–Crack eingeschossen werden, liefern nur ein schwaches Signal im elektromagnetischen Kalorimeter, da sich aufgrund der großen Strahlungslänge von Argon ein sehr langer elektromagnetischer Schauer ausbildet, dessen Maximum sich

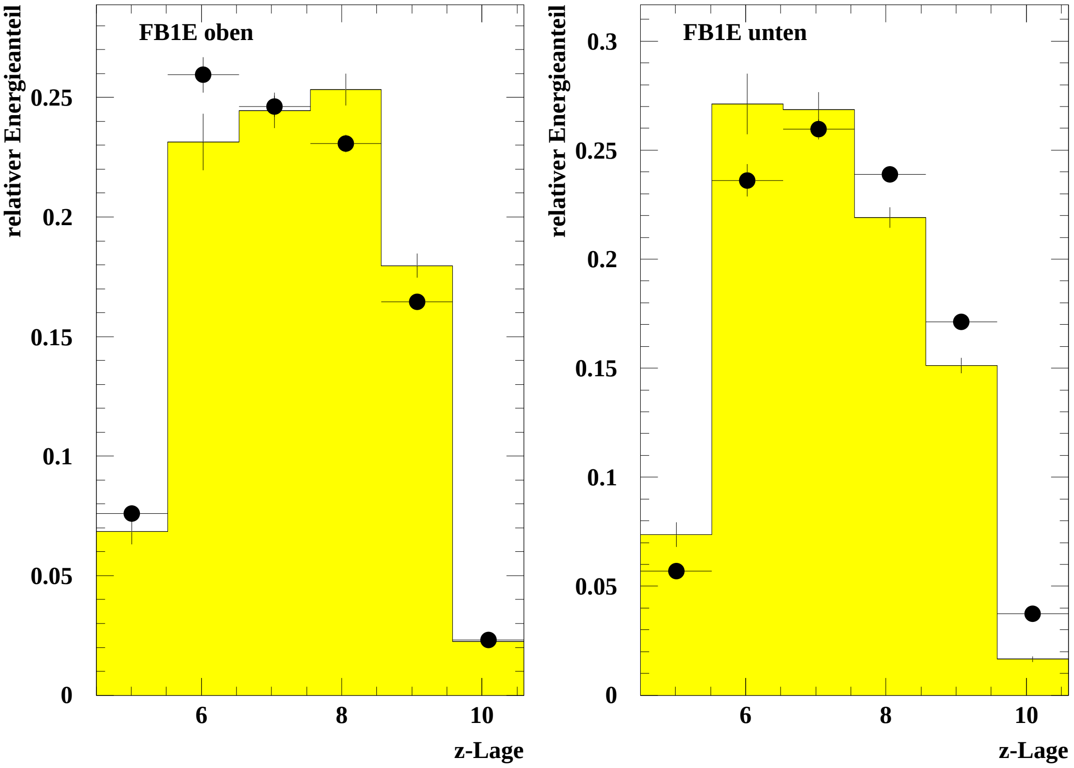

Abbildung 5.4: Relativer Energieanteil einzelner z–Lagen für Elektronen der Energie $20 GeV$, die in den Φ–Crack geschossen wurden. Die Normierung wurde separat für die beiden Module durchgeführt. Die Daten sind als Histogramm und die Ergebnisse der Simulation als Punkte (●) dargestellt.

im hadronischen Kalorimeter befindet. Die Strecke, die ein solches Elektron im Φ–Crack zurücklegt, entspricht drei Strahlungslängen von flüssigem Argon, so daß ein Großteil des Schauers das hadronische Kalorimeter erreicht. Abbildung 5.5 *b*) zeigt die im hadronischen Kalorimeter rekonstruierte Energie $E_{rec,had}$ als Funktion von y_{imp}. Zur Rekonstruktion der Energie im hadronischen Kalorimeter wurden die in [Kor94] bestimmte Kalibrationskonstante $c_{exp} = 3,3225 GeV/pC$ für die experimentellen Daten und $c_{sim} = 25,27$ für die Simulation benutzt. Sowohl in den Daten als auch in der Simulation ist ein deutlich ausgeprägtes Maximum der im hadronischen Kalorimeter rekonstruierten Energie im Bereich des Φ–Cracks bei $-0,6cm \leq y_{imp} \leq 0,4cm$ zu erkennen. Allerdings wird in der Simulation bis zu $10 GeV$ Energie rekonstruiert, während das Maximum in den Daten bei $5,5 GeV$ liegt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß sich im Übergangsbereich zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter nicht ausgelesenes Material befindet, das in der Simulation nicht berücksichtigt wird.

Trifft ein Elektron auf eine der Stahlplatten am Φ–Crack, so bildet sich der Schauer aufgrund der geringen Strahlungslänge von Stahl vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters aus. Daher steigt die rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter bei $|y_{imp}| \approx 0,6cm$ deutlich an, während sie im hadronischen Kalorimeter auf ca. $0,5 GeV$ abfällt. Falls die Breite des Φ–Cracks nicht bekannt ist, kann sie aus

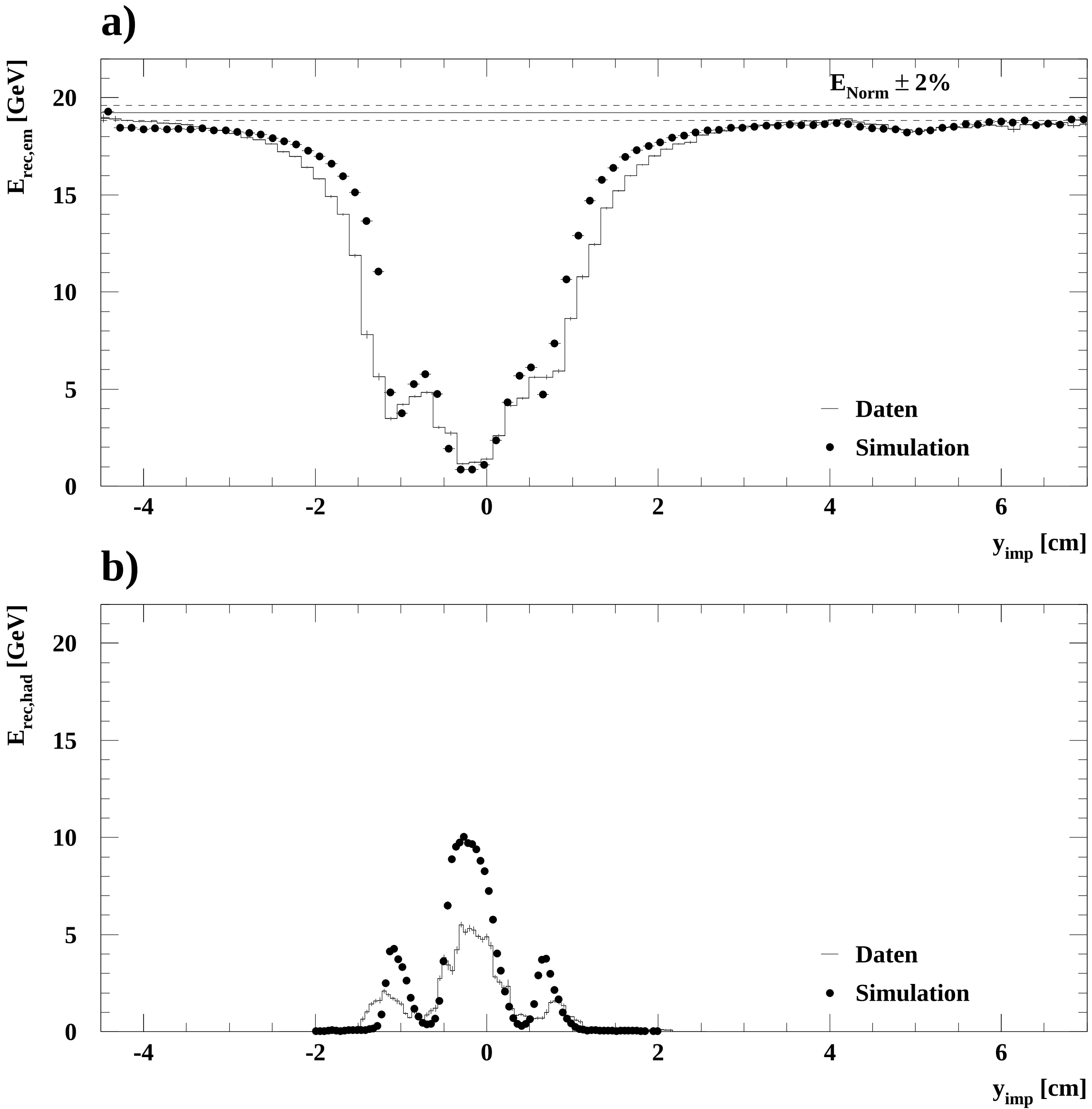

Abbildung 5.5: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen a) und im hadronischen b) Kalorimeter in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt y_{imp} für Elektronen der Energie $20GeV$. Zusätzlich wurde die in der nominalen Einschußposition rekonstruierte Energie E_{Norm} mit einem Toleranzbereich von $\pm 2\%$ eingezeichnet.

diesem Signalverhalten abgeschätzt werden.

Befindet sich der Auftreffpunkt der Elektronen in dem $4mm$ breiten Randbereich der Absorberplatten bei $|y_{imp}| \approx 1,0cm$, so fällt die rekonstruierte Energie $E_{rec,em}$ ab. Wie im Bereich des Φ–Cracks erreicht ein Teil des Schauers das hadronische Kalorimeter, so daß hier die rekonstruierte Energie sowohl für die Daten als auch in der Simulation erneut ansteigt, siehe Abbildung 5.5 *b*). Auf beiden Seiten des Φ–Cracks beträgt die rekonstruierte Energie bis zu $4GeV$ für simulierte und bis zu $2GeV$ für reale Ereignisse. Der Abstand der Maximalwerte in y_{imp} ist jedoch in den Daten ungefähr $3mm$ größer, was auf einen breiteren Φ–Crack als in der Simulation hindeutet. Diese Vermutung wird durch

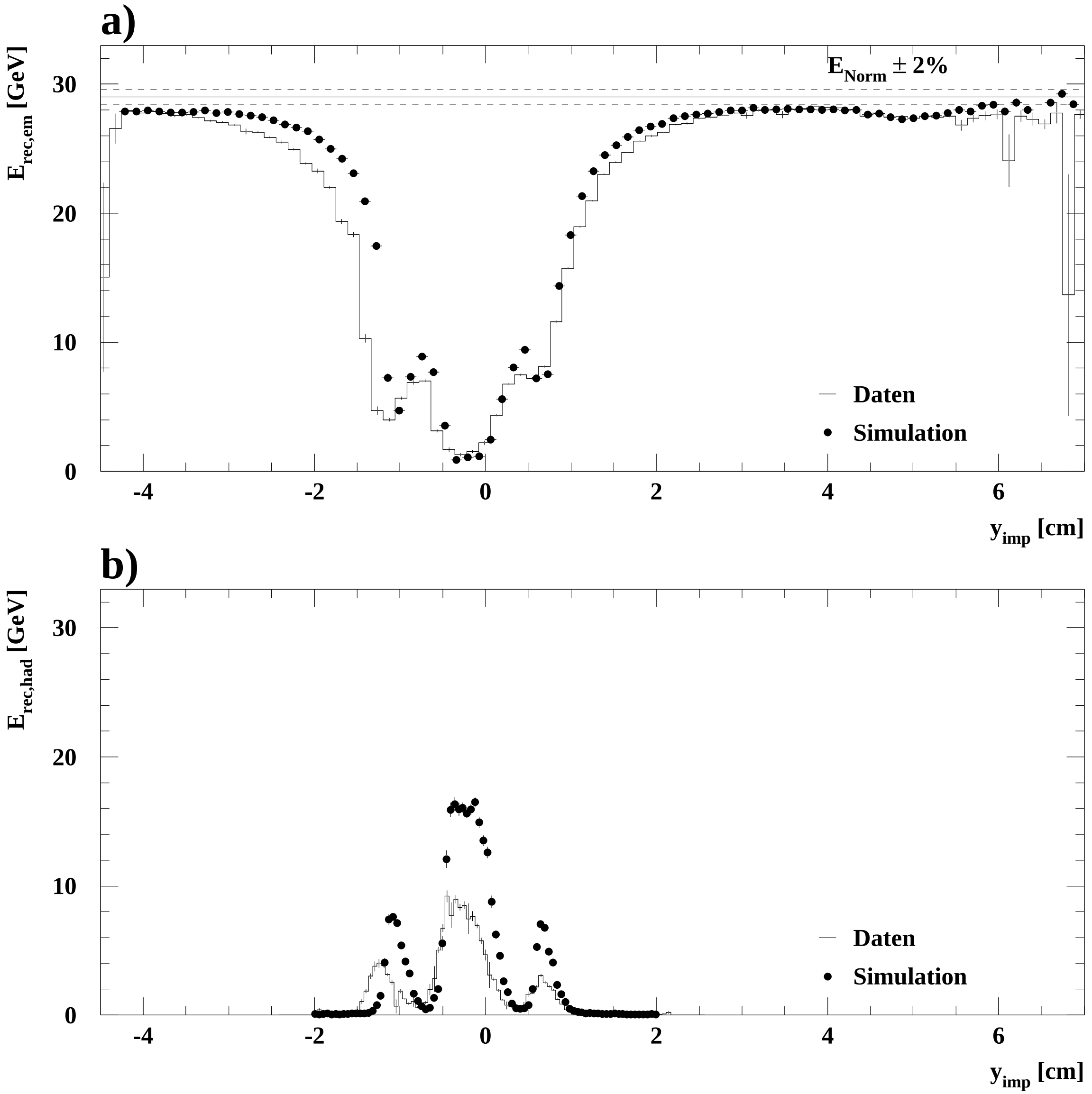

Abbildung 5.6: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt y_{imp} für Elektronen der Energie $30 GeV$.

den Verlauf der rekonstruierten Energie im elektromagnetischen Kalorimeter im Bereich $1cm \leq |y_{imp}| \leq 3cm$ bestätigt, siehe Abbildung 5.5 *a*). Sowohl die Daten als auch die Simulationen zeigen ein starkes Anwachsen der rekonstruierten Energie mit zunehmendem Abstand vom Φ–Crack, wobei der Anstieg für die simulierten Ereignisse deutlich vor dem Anstieg der realen Ereignisse beginnt.

Im Bereich $y_{imp} \approx 5cm$ fällt das Kalorimetersignal signifikant ab, was auf den Einfluß einer Stahlstange zurückzuführen ist. Dieser Effekt soll im nächsten Abschnitt untersucht werden.

Die Abbildungen 5.6 bis 5.8 zeigen die rekonstruierte Energie im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter für reale und simulierte Ereignisse der Energie $30, 50$ und $80 GeV$ als Funktion des Auftreffpunktes y_{imp} auf das Kalorimeter. Für Elektronen

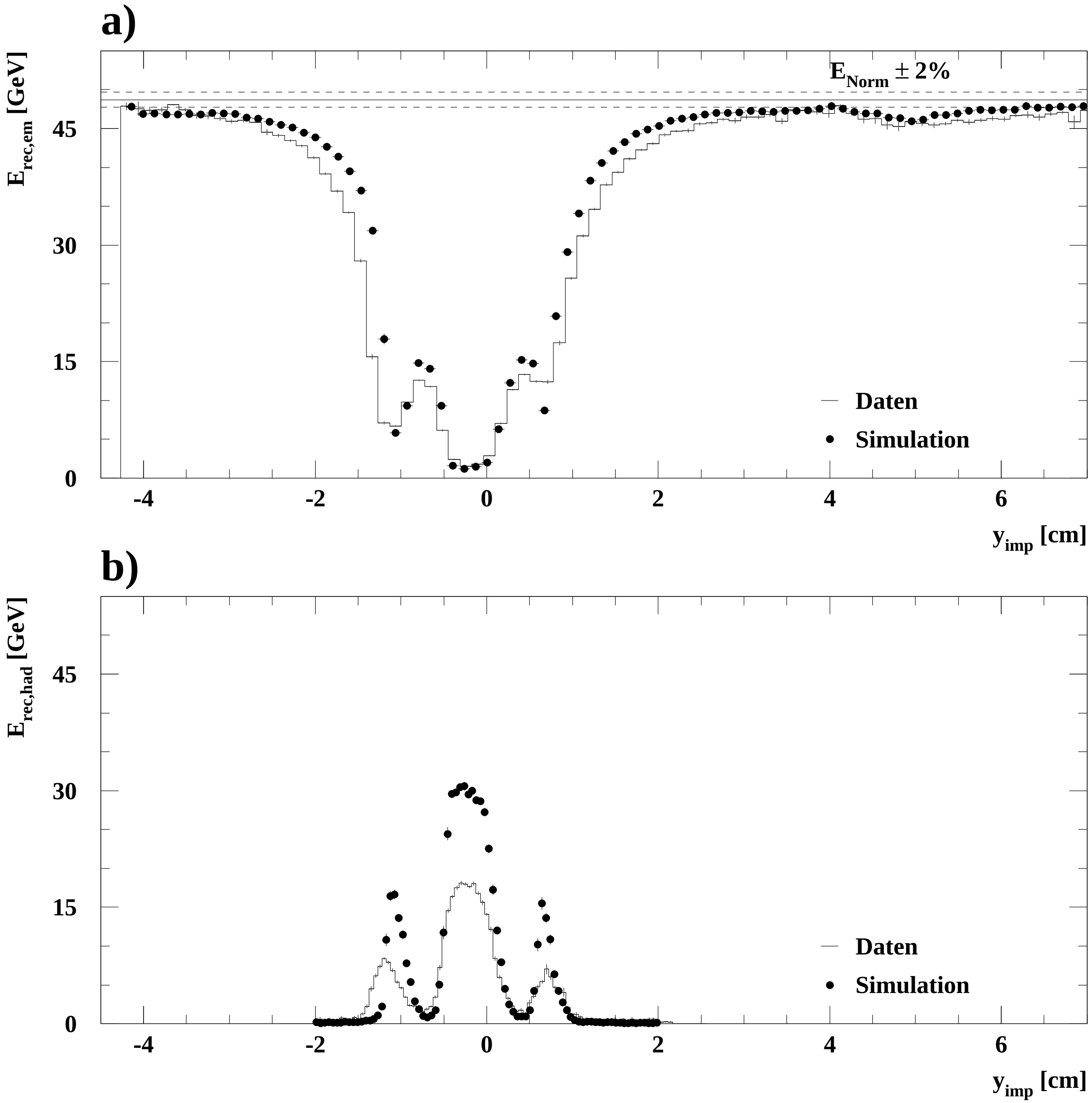

Abbildung 5.7: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt y_{imp} für Elektronen der Energie $50GeV$.

der Energie $80GeV$ stehen nur Daten mit $y_{imp} \leq 1,5cm$ zur Verfügung, da der Ablenkmagnet keine stärkere Ablenkung dieser Teilchen zuließ. Bei allen Energien ist zu erkennen, daß der Φ–Crack beim Testexperiment breiter war als in der Simulation und daß die Energie im hadronischen Kalorimeter in der Simulation überschätzt wird. Um eine bessere Übereinstimmung der Simulation mit den Daten zu erzielen, müßten Simulationen mit unterschiedlichen Werten für die Breite des Φ–Cracks und einer verbesserten Geometriebeschreibung des Bereichs zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter durchgeführt werden. Diese Simulationen konnten aus Zeitgründen und wegen des enormen Bedarfs an Rechenzeit nicht durchgeführt werden. Abgesehen von diesen beiden Effekten beschreibt das Simulationsprogramm die Ortsabhängigkeit des Kalorimetersignals sehr gut.

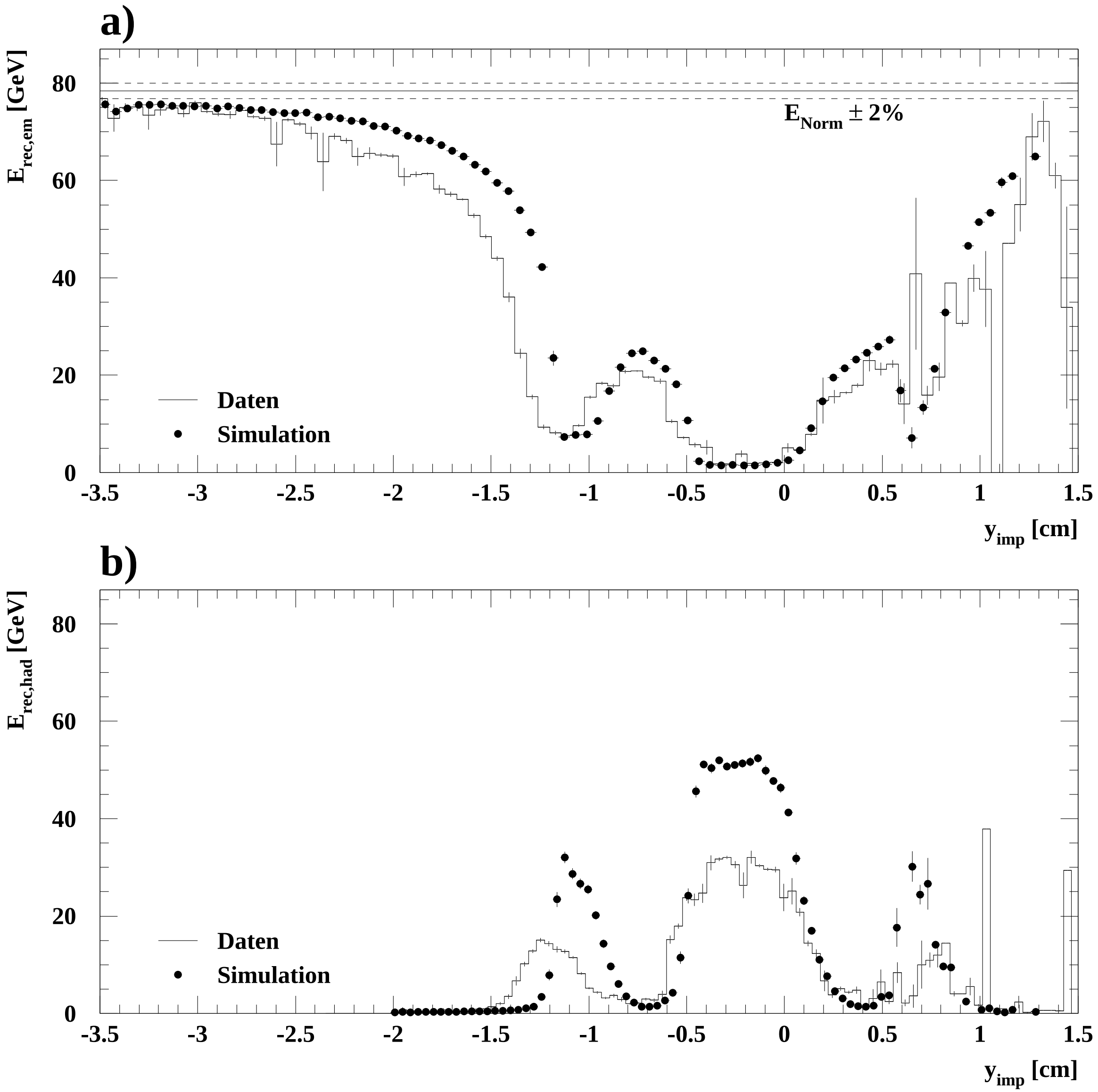

Abbildung 5.8: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen und im hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt y_{imp} für Elektronen der Energie $80 GeV$.

Bemerkenswert ist die Feststellung, daß Elektronen bei $y_{imp} = -0,3 cm$ unabhängig von der Strahlenergie ca. $1 GeV$ Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Die Ursache hierfür ist, daß die laterale Schauerausdehnung energieunabhängig ist, vgl. Abschnitt 2.1.3.

5.4 Der Einfluß der Stahlstange auf das Kalorimetersignal

Jedes FBE–Modul besitzt 9 Stahlstangen, auf denen die Distanzringe aus G10 aufgereiht sind, die die Breite der Flüssigargon–Schichten festlegen, siehe Abschnitt 3.1.1. Die Posi-

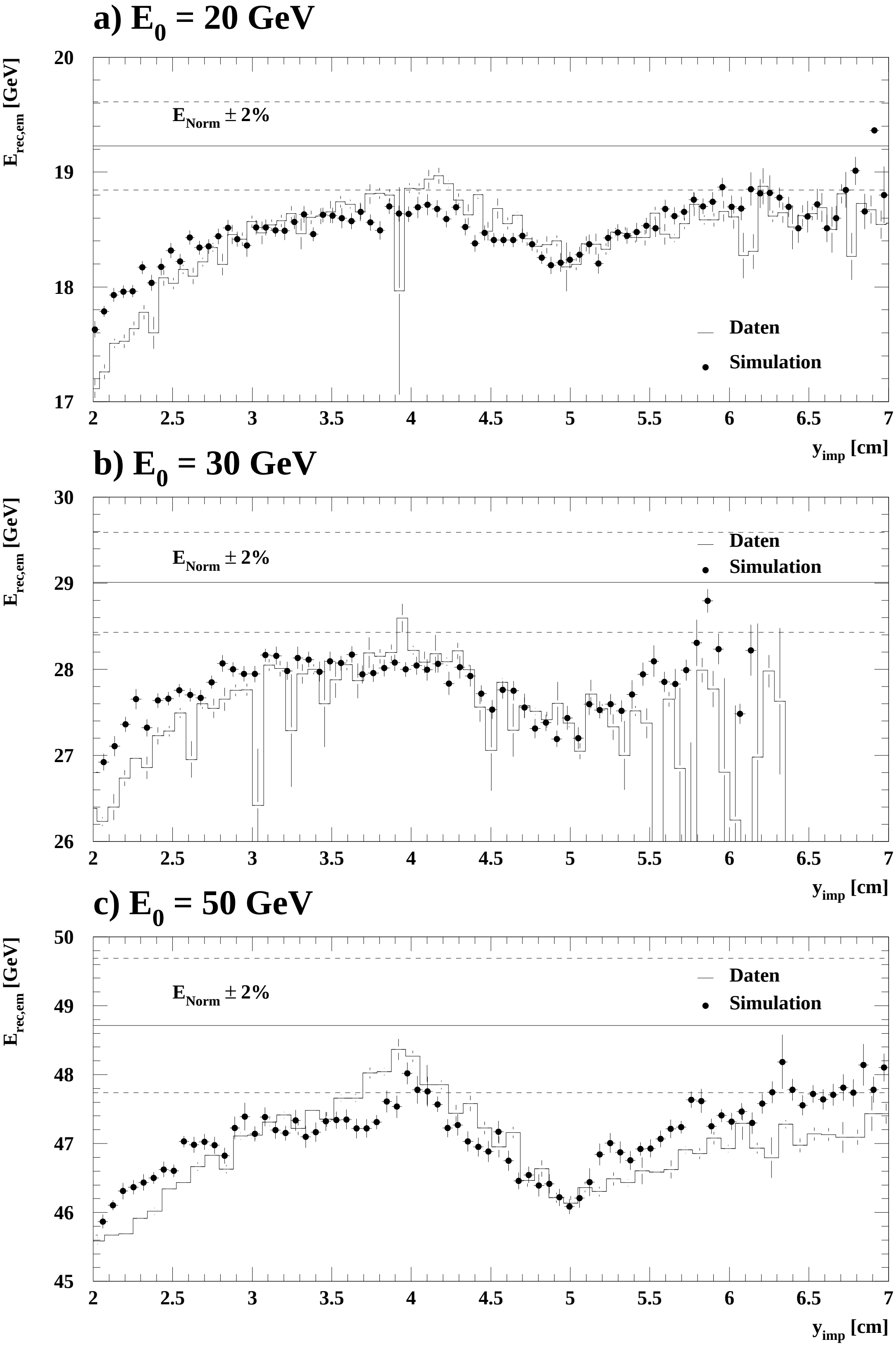

Abbildung 5.9: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt y_{imp} für Elektronen der Energie 20, 30 und $50 GeV$. Der Signalabfall bei $y_{imp} \approx 5,0 cm$ ist auf den Einfluß einer Stahlstange zurückzuführen.

tionen der Stahlstangen sind der Abbildung 3.5 zu entnehmen, und die Materialfolge im Bereich einer Stahlstange ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Aluminiumringe dienen zur Kompensation des Signalverlustes in den Stahlstangen. Ihre Größe wurde in einer Analyse in [Len89] für das FB2E–Kalorimeter optimiert: Der Innenradius beträgt $0,4cm$ und der Außenradius $1,0cm$. Diese Werte wurden für die Aluminiumringe im FB1E–Kalorimeter übernommen.

Im Rahmen des Testexperiments wurden Elektronen der Energie 20, 30 und $50GeV$ in den Bereich der ersten Stahlstange oberhalb des Φ–Cracks eingeschossen. Diese befindet sich bei $y_{Stange} = 5,2cm$, also $5,2cm$ oberhalb der Mitte des Φ–Cracks. Abbildung 5.9 zeigt die im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruierte Energie $E_{rec,em}$ als Funktion des Auftreffpunktes y_{imp} der Elektronen auf das Kalorimeter. Zusätzlich ist für jede Teilchenenergie die in der nominalen Einschußposition rekonstruierte Energie E_{Norm} mit einem $\pm 2\%$–Intervall eingezeichnet. Für alle Energien liegt die rekonstruierte Energie um mehr als 2% unterhalb von E_{Norm}, was auf den Einfluß des Φ–Cracks zurückzuführen ist. Im Bereich $4cm \leq y_{imp} \leq 6cm$ fällt $E_{rec,em}$ zusätzlich ab, und bei $y_{imp} \approx 5,0cm$ ist für alle Teilchenenergien sowohl in den Daten als auch in der Simulation ein Minimum zu erkennen. Da der Teststrahl in diesem Bereich eine Steigung besitzt, vgl. Abbildung 4.1, liegt die Schauerachse für Ereignisse mit $y_{imp} = 5,0cm$ in der Mitte der Stahlstange. Für Elektronen der Energie $E_0 = 20GeV$ beträgt der Abfall der rekonstruierten Energie aufgrund der Stahlstange 3%, und die Ortsabhängigkeit von $E_{rec,em}$ wird sehr gut durch die Simulation beschrieben. Der Abfall von 3% stimmt mit demjenigen in [Len89] überein, der in Simulationen einer Stahlstange im FB2E–Kalorimeter mit dem Programmpaket EGS4 ermittelt wurde. Auch der Einflußbereich der Stange auf das Kalorimetersignal zeigt mit $\Delta y_{imp} \approx \pm 0,7cm$ eine gute Übereinstimmung mit den Simulationen in [Len89].

Elektronen der Energie $E_0 = 30GeV$ wurden nur bis $y_{imp} \approx 6,0cm$ aufgezeichnet. Die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten ist im Bereich $3,0cm \leq y_{imp} \leq 6,2cm$ sehr gut. Im Bereich der Stahlstange fällt auch bei dieser Strahlenergie das Kalorimetersignal um 3% ab. Für Elektronen der Energie $50GeV$ ist der Abfall der rekonstruierten Energie mit $3,5\%$ sowohl in den Daten als auch in der Simulation stärker als bei den niedrigeren Strahlenergien. Dieser Effekt ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß ein $50GeV$–Schauer weiter in das Kalorimeter eindringt und sich dadurch ein größerer Anteil des Schauers im Bereich der Stahlstange befindet. Auffällig ist die Diskrepanz zwischen der Simulation und den Daten: Im Bereich $y_{imp} > 5,0cm$ liegen die Werte von $E_{rec,em}$ der simulierten Ereignisse deutlich über den Werten der experimentellen Daten. Die rekonstruierte Energie in der Simulation zeigt den gleichen symmetrischen Verlauf wie bei einer Strahlenergie von 20 und $30GeV$: Der Abfall in dem Bereich $4,0cm \leq y_{imp} \leq 5,0cm$ ist vergleichbar mit dem Anstieg bei $5,0cm \leq y_{imp} \leq 6,0cm$. Im Vergleich zur Simulation ist der Anstieg von $E_{rec,em}$ in den Daten deutlich schwächer. Dieser Effekt ist möglicherweise auf einen Pionenuntergrund im Elektronenstrahl zurückzuführen, der nicht durch geeignete Schnitte unterdrückt werden konnte. Untersuchungen von Korn [Kor94] haben gezeigt, daß dieser Untergrund bei einer Strahlenergie von 20 und $30GeV$ im Gegensatz zu den höheren Strahlenergien 50 und $80GeV$ vernachlässigbar ist.

Um mit einem FBE–Modul im H1–Detektor die Energie von Elektronen mit einer absoluten Genauigkeit von 1% messen zu können, muß der Einfluß der Stahlstangen berücksichtigt werden. Dieses kann während der Rekonstruktion eines Ereignisses mit dem Programm H1REC geschehen. Ein Algorithmus zur Korrektur der Auswirkungen einer Stahlstange auf das Kalorimetersignal wurde in [Obr91] für ein Modul des BBE-Kalorimeterrings entwickelt. Da gezeigt werden konnte, daß das Simulationsprogramm ARCET die Daten des Testexperiments richtig beschreibt, kann es zur Übertragung dieses Algorithmus auf ein FBE–Modul benutzt werden.

Kapitel 6

Untersuchung eines Korrekturalgorithmus zur Kompensation des Signalverlustes von Elektronen im Φ–Crack

In diesem Kapitel soll überprüft werden, ob ein in [Ell91] anhand von Simulationen entwickelter Algorithmus zur Kompensation des Signalverlustes von Elektronen und Positronen im Φ–Crack geeignet ist, die Messung der Energie von Elektronen im Bereich des Φ–Cracks mit der geforderten Genauigkeit von 1% zu ermöglichen. Dieser Algorithmus bestimmt aus dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt den tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} auf das Kalorimeter. Die Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter wird in Abhängigkeit von y_{imp} parametrisiert und eine ortsabhängige Korrekturfunktion bestimmt. Mit Hilfe dieses Verfahrens konnte der Bereich, in dem die rekonstruierte Energie für simulierte Ereignisse um mehr als 1% von der tatsächlichen Energie abweicht, von ca. 8% auf ca. 4% des azimutalen Winkelbereichs des Kalorimeters eingeschränkt werden [Ell91].

6.1 Modell zur Parametrisierung des Energieverlustes

Trifft ein Elektron den Bereich eines Φ–Cracks, so deponiert es Energie in dem Modul M1 oberhalb und in dem Modul M2 unterhalb des Cracks sowie die Energie E_{lost} im Φ–Crack. Der Signalverlust E_{lost} kann abgeschätzt werden, wenn man annimmt, daß sich das transversale Profil eines elektromagnetischen Schauers beschreiben läßt durch:

$$\frac{dE}{dy} = Ae^{-\frac{(y-y_{imp})}{\xi}} \tag{6.1}$$

mit ξ = transversale Absorptionslänge.

Abbildung 6.1 zeigt ein entsprechendes transversales Schauerprofil eines elektromagnetischen Schauers, bei dem das primäre Elektron an der Stelle y_{imp} auf das obere Modul traf.

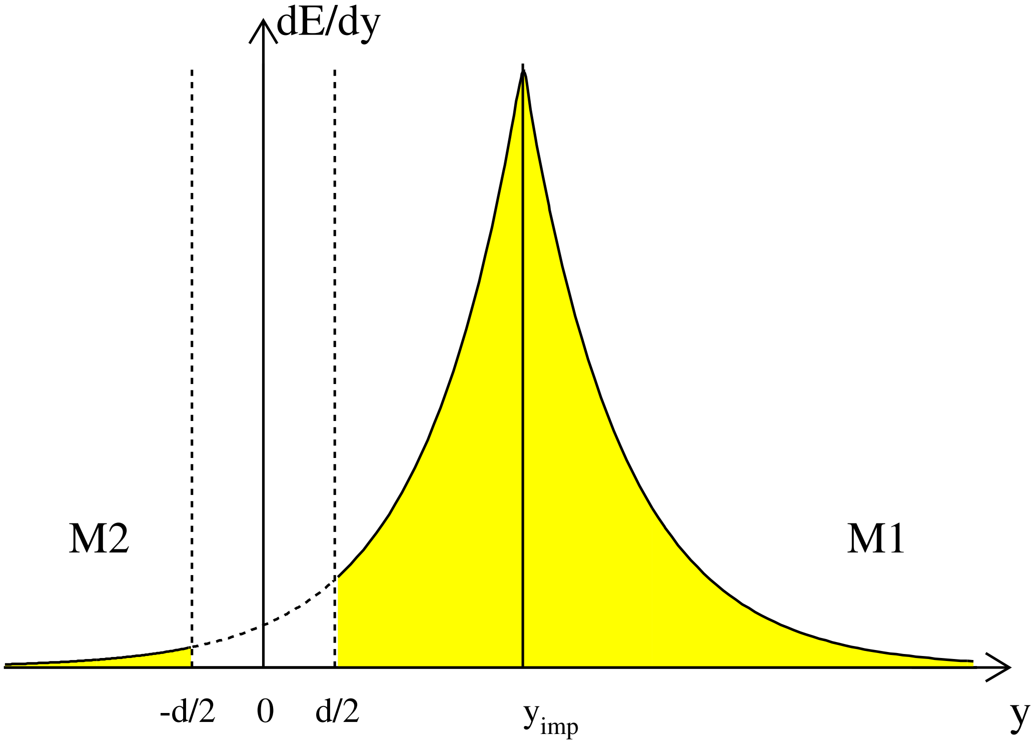

Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des vereinfachten Modells zur Parametrisierung des Signalverlustes im Φ–Crack in Anlehnung an [Ell91]. Der Φ–Crack befindet sich im Intervall $[-d/2, d/2]$.

Im Bereich $-d/2 \leq y \leq d/2$ befindet sich der Φ–Crack, in dem die Energie E_{lost} deponiert wird, wobei $d = 22mm$ die nominale Breite für einen Φ–Crack zwischen zwei FBE–Modulen bezeichnet. Im folgenden wird vereinfachend davon ausgegangen, daß die Schauerachse parallel zum Φ–Crack verläuft. Die gesamte rekonstruierte Energie $E_{rec,em}(y_{imp})$ für ein solches Ereignis setzt sich aus der rekonstruierten Energie $E^{M1}_{rec,em}(y_{imp})$ im oberen und $E^{M2}_{rec,em}(y_{imp})$ im unteren FBE–Modul zusammen:

$$E_{rec,em}(y_{imp}) = E^{M1}_{rec,em}(y_{imp}) + E^{M2}_{rec,em}(y_{imp}). \tag{6.2}$$

Die Berechnung von $E^{M1}_{rec,em}(y_{imp})$ und $E^{M2}_{rec,em}(y_{imp})$ erfolgt in drei Intervallen:

1. $y_{imp} \geq d/2$:

$$\begin{aligned} E^{M1}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{y_{imp}}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(y - y_{imp})}{\xi}\right] dy + \int\limits_{d/2}^{y_{imp}} A \cdot \exp\left[\frac{-(y_{imp} - y)}{\xi}\right] dy \\ E^{M2}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{-\infty}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(y_{imp} - y)}{\xi}\right] dy \end{aligned}$$

2. $-d/2 \leq y_{imp} \leq d/2$:

$$\begin{aligned} E^{M1}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{d/2}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(y - y_{imp})}{\xi}\right] dy \\ E^{M2}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{-\infty}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(y_{imp} - y)}{\xi}\right] dy \end{aligned}$$

3. $y_{imp} \leq -d/2$:

$$\begin{aligned} E^{M1}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{d/2}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(y - y_{imp})}{\xi}\right] dy \\ E^{M2}_{rec,em}(y_{imp}) &= \int\limits_{-\infty}^{y_{imp}} A \cdot \exp\left[\frac{-(y_{imp} - y)}{\xi}\right] dy + \int\limits_{y_{imp}}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(y - y_{imp})}{\xi}\right] dy \end{aligned}$$

Nach Durchführung der Integration und Einsetzen in Gleichung (6.2) ergibt sich die gesamte rekonstruierte Energie zu:

$$E_{rec,em}(y_{imp}) = \begin{cases} 2A\xi[1 - \sinh(d/2\xi) \cdot \exp(-y_{imp}/\xi)] & : \quad y_{imp} \geq d/2 \\ 2A\xi \cdot \exp(-d/2\xi) \cdot \cosh(y_{imp}/\xi) & : \quad -d/2 \leq y_{imp} \leq d/2 \\ 2A\xi[1 - \sinh(d/2\xi) \cdot \exp(y_{imp}/\xi)] & : \quad y_{imp} \leq -d/2. \end{cases} \tag{6.3}$$

Da die im Modell benutzten Größen A und ξ unbekannt sind, wird im nächsten Schritt eine Anpassung der Gleichung (6.3) sowohl an die Ergebnisse der Simulation als auch an die Daten durchgeführt. Eine zweckmäßige Parametrisierung ist:

$$E^{par}_{rec,em}(y_{imp}) = \begin{cases} a_1[1 - a_2 \cdot \exp(-a_3 \cdot y_{imp})] & : \quad y_{imp} \geq d/2 \\ a_4 \cdot \cosh(a_5 \cdot y_{imp}) & : \quad -d/2 \leq y_{imp} \leq d/2 \\ a_6[1 - a_7 \cdot \exp(a_8 \cdot y_{imp})] & : \quad y_{imp} \leq -d/2. \end{cases} \tag{6.4}$$

Für den Bereich $y_{imp} \leq -d/2$ wurden andere Anpassungsparameter als für $y_{imp} \geq d/2$ gewählt, da der Teststrahl nicht parallel zur Ebene des Φ–Cracks verlief, wie es in dem einfachen Modell angenommen wurde. Eine weitere Vereinfachung des Modells besteht darin, daß die transversale Absorptionslänge ξ als unabhängig von y angenommen wurde. In einer genaueren Betrachtung müßte der Unterschied der Absorptionslänge eines FBE–Moduls zu denjenigen von flüssigem Argon und von Stahl im Φ–Crack berücksichtigt werden. Die hier gewählte Näherung läßt vermuten, daß die Parametrisierung $E^{par}_{rec,em}(y_{imp})$ im Bereich des Cracks den tatsächlichen Verlauf nicht gut beschreibt.

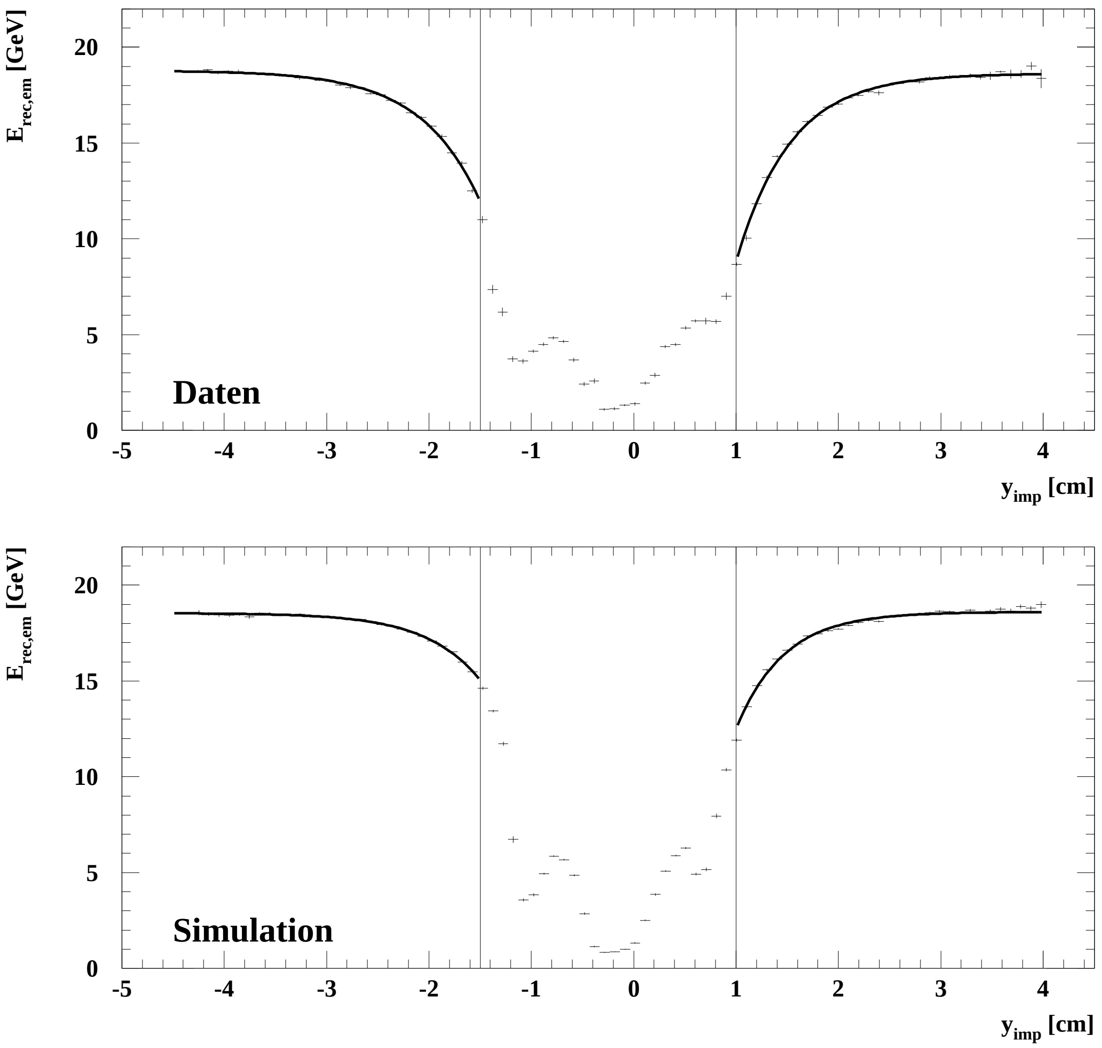

Abbildung 6.2: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für Daten und Simulation als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} für Elektronen der Energie $20 GeV$. Für die Bereiche $y_{imp} \leq -1,5cm$ und $y_{imp} \geq 1,0cm$ wurde jeweils die Gleichung (6.4) angepaßt.

6.1.1 Parametrisierung der rekonstruierten Energie als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp}

Die Untersuchungen in Kapitel 5.3.2 haben gezeigt, daß das Kalorimetersignal für Elektronen in dem Bereich $-1,5cm \leq y_{imp} \leq 1,0cm$ sehr stark vom Auftreffpunkt y_{imp} auf das Kalorimeter abhängt. Da die rekonstruierte Energie mit einem ortsabhängigen Faktor korrigiert werden soll, muß dieser Auftreffpunkt mit ausreichender Genauigkeit bekannt sein. Die Bestimmung des Auftreffpunkts für Elektronen in der Mitte des Φ–Cracks ist aber mit einem Fehler von ca. $1cm$ behaftet, so daß der hier benutzte Korrekturalgorithmus in diesem Bereich ungeeignet ist [Ell91]. Hinzu kommt, daß Elektronen in diesem Bereich auch ein Signal im hadronischen Kalorimeter erzeugen können, siehe Abbildungen

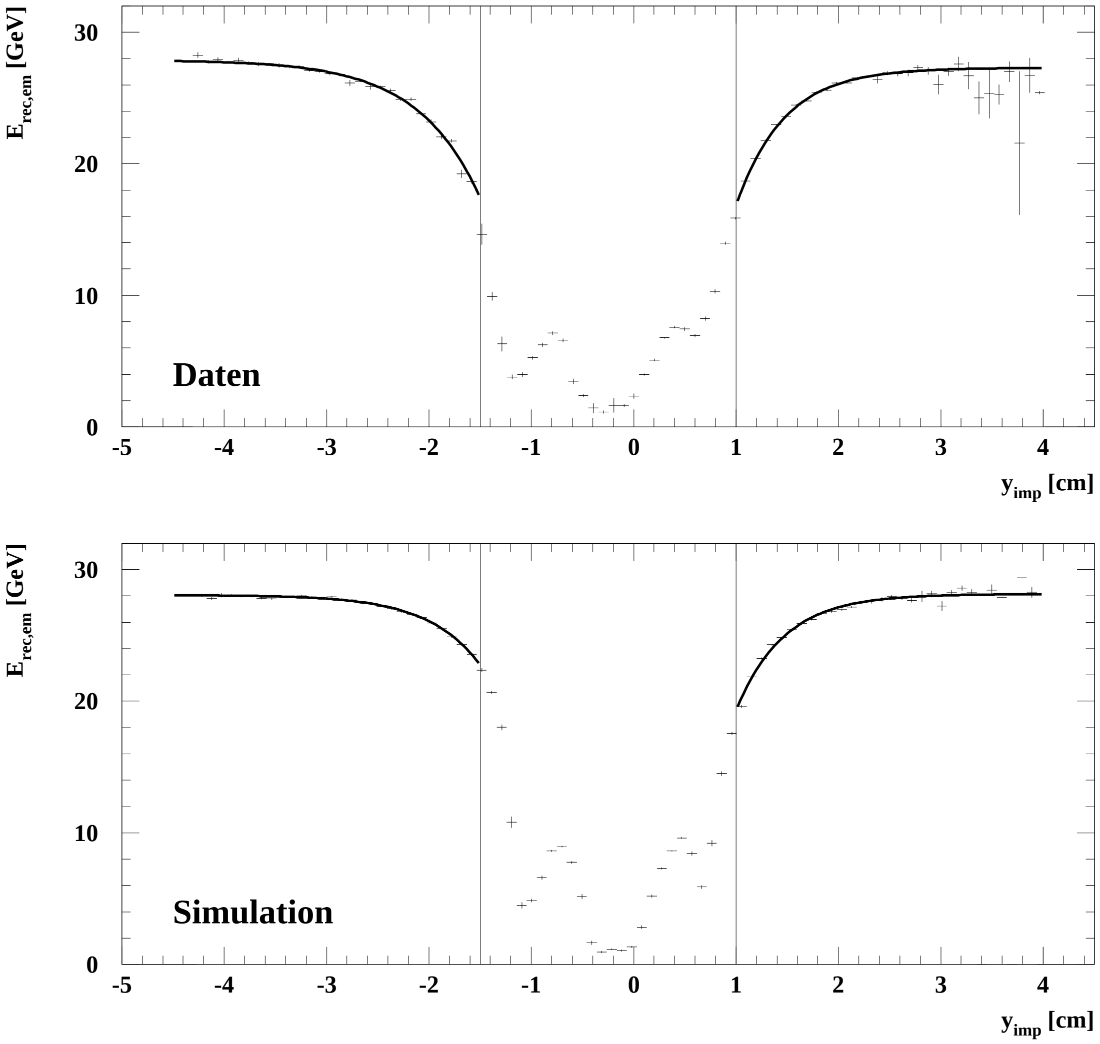

Abbildung 6.3: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für Daten und Simulation als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} für Elektronen der Energie $30GeV$. Für die Bereiche $y_{imp} \leq -1,5cm$ und $y_{imp} \geq 1,0cm$ wurde jeweils die Gleichung (6.4) angepaßt.

5.5 bis 5.8. Ist sowohl ein Signal im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter vorhanden, so ist die Unterscheidung zwischen einem Elektron und einem Pion nicht ohne weiteres möglich. Da in diesem Kapitel ein Algorithmus zur Kompensation des Signalverlustes von Elektronen im Φ–Crack überprüft werden soll, wird im folgenden der Bereich untersucht, in dem die Elektronen kein Signal im hadronischen Kalorimeter erzeugen. Die Untersuchungen in Kapitel 5.3.2 haben gezeigt, daß dies sowohl in den Daten als auch in der Simulation für Elektronen mit Auftreffpunkten $y_{imp} \leq -1,5cm$ oder $y_{imp} \geq 1,0cm$ erfüllt ist. Daher soll die Parametrisierung (6.4) im folgenden nur für Elektronen in diesen Bereichen verwendet werden.

Die Abbildungen 6.2 bis 6.5 zeigen die angepaßten Funktionen für Elektronen der Energie 20, 30, 50 und $80GeV$ jeweils für die Daten und die Simulation. Die Parameter

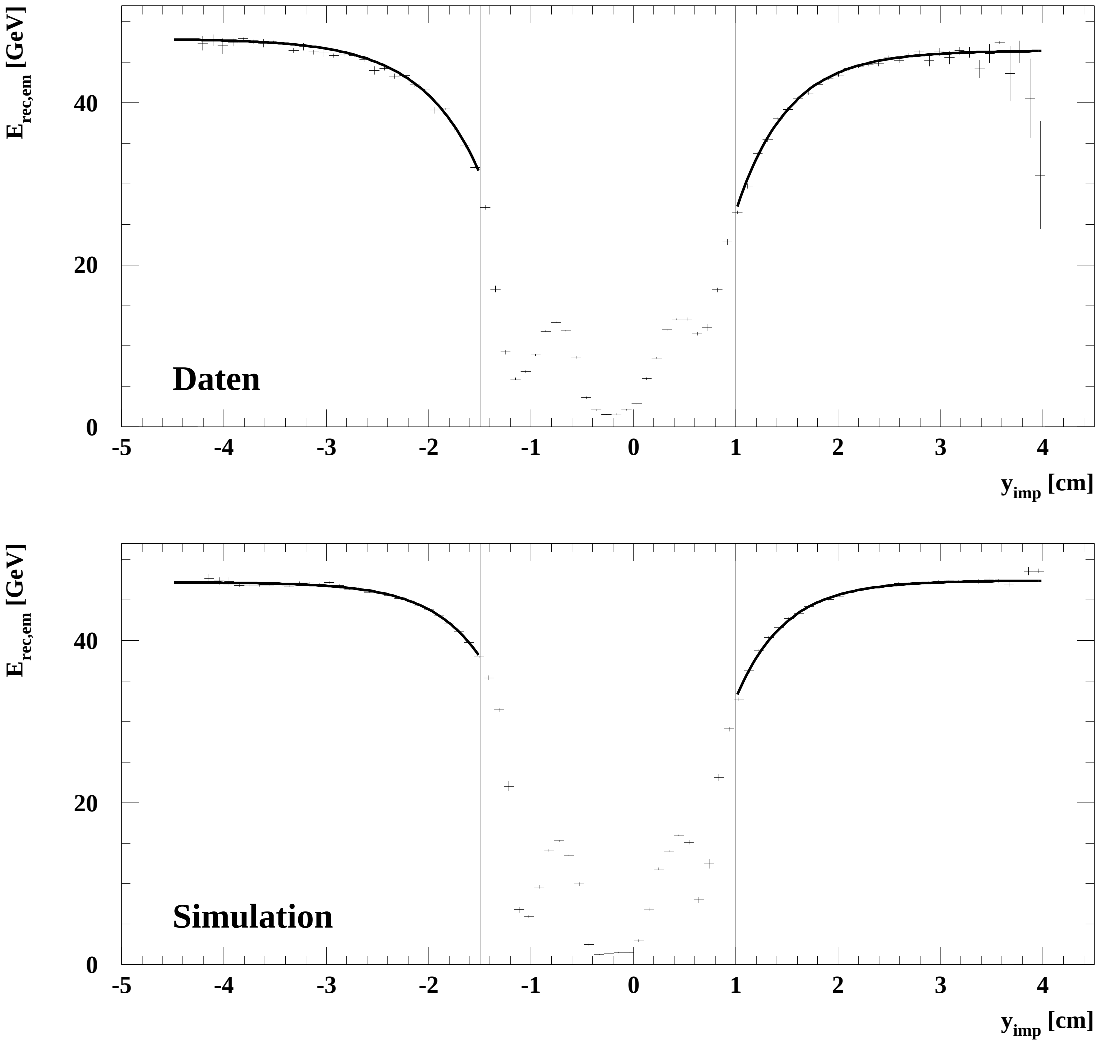

Abbildung 6.4: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für Daten und Simulation als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} für Elektronen der Energie $50 GeV$. Für die Bereiche $y_{imp} \leq -1,5 cm$ und $y_{imp} \geq 1,0 cm$ wurde jeweils die Gleichung (6.4) angepaßt.

der Anpassungen sind in Tabelle 6.1 für die Daten und in Tabelle 6.2 für die Simulation zusammengefaßt. Die Parameter a_1 und a_6 bestimmen die rekonstruierte Energie für den Grenzfall, daß sich der Auftreffpunkt in großer Entfernung vom Φ–Crack befindet. Daher erwartet man, daß a_1 gleich a_6 ist. Der Unterschied zwischen den Daten und der Simulation beträgt maximal $2,1\%$ für den Parameter a_1 und $1,5\%$ für a_6. Die Parameter a_2, a_3, a_7 und a_8 sind stark unterschiedlich für reale und simulierte Ereignisse. Während die Werte für a_2 und a_7 in der Simulation um ca. 30% niedriger liegen als in den Daten, wurden die Parameter a_3 und a_8 um ca. 10% höher bestimmt als in den Daten. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, daß der Φ–Crack beim Testexperiment deutlich breiter war als in der Simulation, siehe Kapitel 5.

Die Parameter a_2, a_3, a_7 und a_8 sind sowohl für die Daten als auch für die Simulation

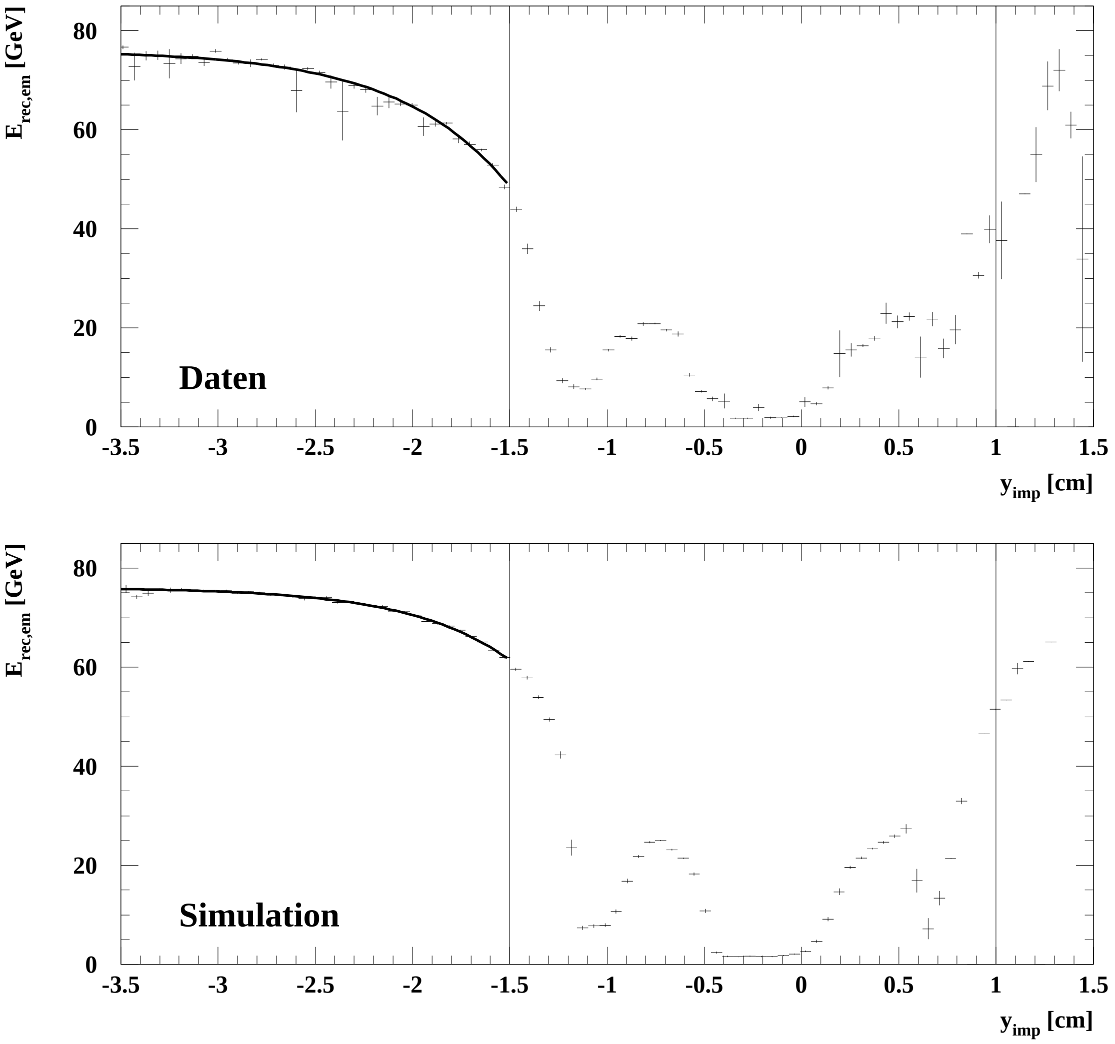

Abbildung 6.5: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für Daten und Simulation als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} für Elektronen der Energie $80GeV$. Für den Bereich $y_{imp} \leq -1,5cm$ wurde die Gleichung (6.4) angepaßt.

in guter Näherung unabhängig von der Energie der Elektronen und die maximale Abweichung der Parameter vom Mittelwert beträgt 8%. Für den Fall, daß die Schauerachse der Elektronen parallel zum Φ–Crack liegt, wird erwartet, daß $a_2 = a_7$ und $a_3 = a_8$ ist. Da sowohl für reale als auch für simulierte Ereignisse $a_2 < a_7$ und $a_3 > a_8$ gilt, müssen die Bereiche oberhalb und unterhalb des Φ–Cracks getrennt voneinander behandelt werden. Die Steigung des Teststrahls von $0,4°$ hat somit einen deutlichen Einfluß auf das Kalorimetersignal.

	$y_{imp} \geq 1,0cm$			$y_{imp} \leq -1,5cm$		
	$a_1[GeV]$	a_2	a_3	$a_6[GeV]$	a_7	a_8
$20GeV$	18,62±0,02	3,5±0,1	1,89±0,02	18,78±0,02	4,9±0,2	1,74±0,02
$30GeV$	27,30±0,04	3,3±0,1	2,14±0,02	27,89±0,04	4,5±0,2	1,65±0,03
$50GeV$	46,44±0,11	3,1±0,1	1,98±0,03	47,92±0,07	4,7±0,2	1,74±0,02
$80GeV$				76,07±0,20	5,2±0,3	1,77±0,03
Mittelw.		**3,3±0,1**	**2,01±0,01**		**4,8±0,1**	**1,73±0,01**

Tabelle 6.1: Parameter aus einer Anpassung der Gleichung (6.4) an die rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} auf das Kalorimeter für reale Ereignisse.

	$y_{imp} \geq 1,0cm$			$y_{imp} \leq -1,5cm$		
	$a_1[GeV]$	a_2	a_3	$a_6[GeV]$	a_7	a_8
$20GeV$	18,60±0,02	2,8±0,1	2,16±0,03	18,54±0,02	3,3±0,1	1,91±0,03
$30GeV$	28,15±0,04	2,7±0,1	2,16±0,03	28,07±0,02	3,7±0,2	1,98±0,02
$50GeV$	47,40±0,04	2,5±0,1	2,10±0,03	47,20±0,05	4,1±0,2	2,03±0,03
$80GeV$				76,10±0,07	3,5±0,1	1,94±0,02
Mittelw.		**2,7±0,1**	**2,14±0,02**		**3,6±0,1**	**1,96±0,01**

Tabelle 6.2: Parameter aus einer Anpassung der Gleichung (6.4) an die rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} auf das Kalorimeter für simulierte Ereignisse.

Strahlenergie	Daten	Simulation
20 GeV	19,08±0,01	19,08±0,02
30 GeV	28,87±0,01	28,92±0,02
50 GeV	48,57±0,01	48,53±0,03
80 GeV	78,10±0,01	78,27±0,07

Tabelle 6.3: Rekonstruierte Energie E_{Norm} von Elektronen in nominaler Einschußposition für die Energien 20, 30, 50 und $80GeV$.

	Daten		Simulation	
Strahlenergie	$\tilde{a}_1$	$\tilde{a}_6$	$\tilde{a}_1$	$\tilde{a}_6$
20 GeV	0,976±0,001	0,984±0,001	0,975±0,002	0,972±0,002
30 GeV	0,946±0,001	0,966±0,001	0,973±0,002	0,971±0,001
50 GeV	0,956±0,002	0,987±0,001	0,977±0,001	0,973±0,001
80 GeV		0,974±0,003		0,972±0,001
Mittelwert	**0,960±0,001**	**0,979±0,001**	**0,976±0,001**	**0,972±0,001**

Tabelle 6.4: Werte für die energieunabhängige Parametrisierung der Korrekturfunktion $f(y_{imp})$, siehe Text.

6.2 Anwendung des Korrekturalgorithmus bei bekanntem Auftreffpunkt auf das Kalorimeter

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob die in Abschnitt 6.1 abgeleitete Parametrisierung der rekonstruierten Energie im elektromagnetischen Kalorimeter als Funktion des Auftreffpunkts zur Korrektur des Kalorimetersignals geeignet ist. Dabei wird zunächst davon ausgegangen, daß der Auftreffpunkt auf das Kalorimeter bekannt ist. Im folgenden Abschnitt wird untersucht, wie dieser Auftreffpunkt aus dem Kalorimetersignal bestimmt werden kann.

Bei bekanntem Auftreffpunkt kann anhand der im vorherigen Abschnitt bestimmten Parametrisierungen $E^{par}_{rec,em}(y_{imp})$ eine ortsabhängige Korrektur durchgeführt werden:

$$E_{korr}(y_{imp}) = \frac{E_{rec,em}(y_{imp})}{E^{par}_{rec,em}(y_{imp})} \cdot E_{Norm}, \tag{6.5}$$

wobei E_{Norm} die rekonstruierte Energie in nominaler Einschußposition ist. Die Werte von E_{Norm} sind für die unterschiedlichen Energien in Tabelle 6.3 aufgeführt. Sie stimmen für reale und simulierte Ereignisse innerhalb von $\pm 0,2\%$ überein. Hierbei ergibt sich das Problem, daß die Parameter a_1 und a_6 von der Energie des einfallenden Teilchens abhängen. Da diese Energie aber bei einer Messung nicht bekannt ist, ist unklar, welche der oben bestimmten Werte für a_1 und a_6 für die Korrektur benutzt werden müssen. Eine in guter Näherung energieunabhängige Parametrisierung ergibt sich, wenn man den folgenden Ansatz benutzt:

$$f(y_{imp}) = \frac{E^{par}_{rec,em}(y_{imp})}{E_{Norm}} = \begin{cases} \tilde{a}_1 \cdot [1 - a_2 \cdot \exp(-a_3 \cdot y_{imp})] & : \; y_{imp} \geq 1,0cm \\ \tilde{a}_6 \cdot [1 - a_7 \cdot \exp(a_8 \cdot y_{imp})] & : \; y_{imp} \leq -1,5cm, \end{cases} \tag{6.6}$$

wobei $\tilde{a}_1 = a_1/E_{Norm}$ und $\tilde{a}_6 = a_6/E_{Norm}$ sind. Die für $\tilde{a}_1$ und $\tilde{a}_6$ angepaßten Werte sind für die verschiedenen Energien in Tabelle 6.4 aufgeführt. Sie sind für reale und simulierte Ereignisse in guter Näherung unabhängig von der Energie der Elektronen. Für ein ideales FBE–Modul wird erwartet, daß die Parameter $\tilde{a}_1$ und $\tilde{a}_6$ mit 1 verträglich sind. In Simulationen eines FBE–Moduls [Ell91] mit EGS4, bei denen keine Stahlstangen implementiert wurden, ergaben sich die Parameter für Elektronen der Energie $10GeV$ zu $\tilde{a}_1 = \tilde{a}_6 = 0,991$. Die hier ermittelten Werte für $\tilde{a}_1$ und $\tilde{a}_6$ liegen zwischen 0,960 und 0,979, was möglicherweise auf den Einfluß der Stahlstangen zurückzuführen ist.

Zur Bestimmung der korrigierten Energie $E_{korr}(y_{imp})$ können im folgenden die Mittelwerte der Parameter $\tilde{a}_1$ und $\tilde{a}_6$, sowie die Mittelwerte der Parameter a_2, a_3, a_7 und a_8 benutzt werden. Mit diesen Werten kann die korrigierte Energie berechnet werden durch:

$$E_{korr}(y_{imp}) = \frac{E_{rec,em}(y_{imp})}{f(y_{imp})}. \tag{6.7}$$

Da die Parametrisierung der korrigierten Energie $E_{korr}(y_{imp})$ als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} unabhängig von der Energie der Elektronen ist, kann $E_{korr}(y_{imp})$ bei bekanntem Auftreffpunkt direkt nach Gleichung (6.7) berechnet werden. Diese Berechnung setzt allerdings die genaue Kenntnis des Auftreffpunkts y_{imp} auf das Kalorimeter voraus. Im H1–Detektor steht für diesen Zweck das Spurkammersystem zur Verfügung. Die erreichbare Genauigkeit in der Bestimmung von y_{imp} beträgt einige Millimeter [Gay94]. Eine vom Spurkammersystem unabhängige Ortsmessung ist mit dem feinsegmentierten elektromagnetischen Kalorimeter möglich. Zusätzlich gestattet es die Bestimmung des Auftreffpunkts für Photonen. Daher soll im folgenden Abschnitt eine Möglichkeit zur Bestimmung von y_{imp} aus dem Kalorimetersignal vorgestellt werden.

6.3 Rekonstruktion des Einschußpunkts auf das Kalorimeter

Wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben wurde, ist das Kalorimeter in Ausleseeinheiten unterteilt, um die räumliche Verteilung der Energiedeposition eines Schauers zu messen. Bezeichnet $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)^T$ den räumlichen Mittelpunkt des Auslesekanals i und $E_{rec,em,i}$ die in diesem Kanal rekonstruierte Energie, so ergibt sich der rekonstruierte Schwerpunkt

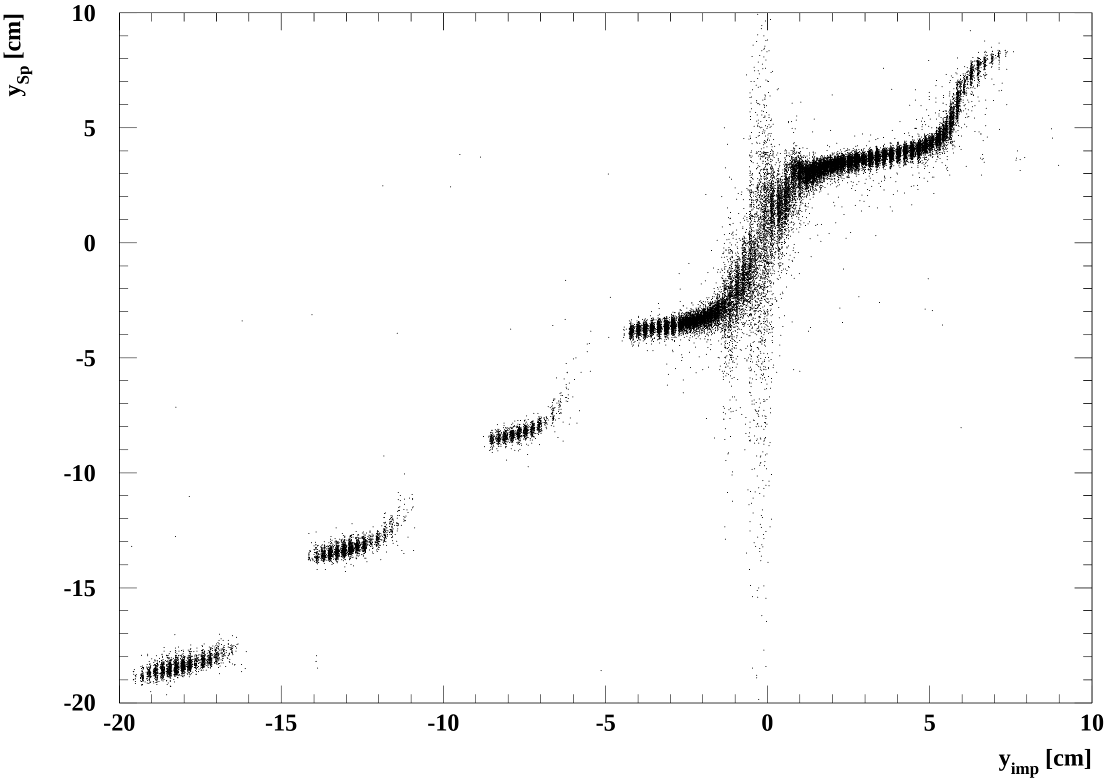

Abbildung 6.6: Zusammenhang zwischen dem Auftreffpunkt y_{imp} und dem Schauerschwerpunkt y_{Sp} für reale Ereignisse der Energie $20GeV$. Im Bereich $-1,5cm \leq y_{imp} \leq 1,0cm$ kann der Schauerschwerpunkt stark vom tatsächlichen Auftreffpunkt abweichen.

des Schauers $\vec{r}_{Sp}$ zu:

$$\vec{r}_{Sp} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} E_{rec,em,i} \cdot \vec{r}_i}{\sum\limits_{i=1}^{n} E_{rec,em,i}}. \tag{6.8}$$

Die Summe erstreckt sich dabei über alle Kanäle, deren Energie $E_{rec,em,i} > 0$ ist, um den Einfluß des elektronischen Rauschens zu verkleinern. Zur Bestimmung des Schauerschwerpunkts werden lediglich die Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters berücksichtigt, da das hadronische Kalorimeter in sehr große Ausleseeinheiten unterteilt ist. Da die im vorherigen Abschnitt ermittelte Korrekturfunktion allein vom tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} in y–Richtung abhängt, soll im folgenden der Zusammenhang zwischen y_{imp} und y_{Sp} genauer untersucht werden. Abbildung 6.6 zeigt y_{Sp} als Funktion von y_{imp} für reale Ereignisse der Energie $20GeV$. Es wurden Daten in dem Bereich $-19cm \leq y_{imp} \leq 8cm$ aufgezeichnet. Im gesamten Bereich sind Abweichungen vom linearen Zusammenhang zwischen dem Schauerschwerpunkt y_{Sp} und dem Auftreffpunkt y_{imp} zu erkennen. Diese sind auf die Segmentierung des Kalorimeters in Ausleseeinheiten zurückzuführen. In der Nähe des Φ–Cracks, bei $-5cm \leq y_{imp} \leq 5cm$, sind diese Abweichungen besonders stark. Bei Ereignissen mit $-1,5cm \leq y_{imp} \leq 1,0cm$ variiert der Schauerschwerpunkt zwischen $y_{Sp} = -20cm$ und $y_{Sp} = +10cm$. Diese Fluktuationen treten in Ereignissen auf, bei denen

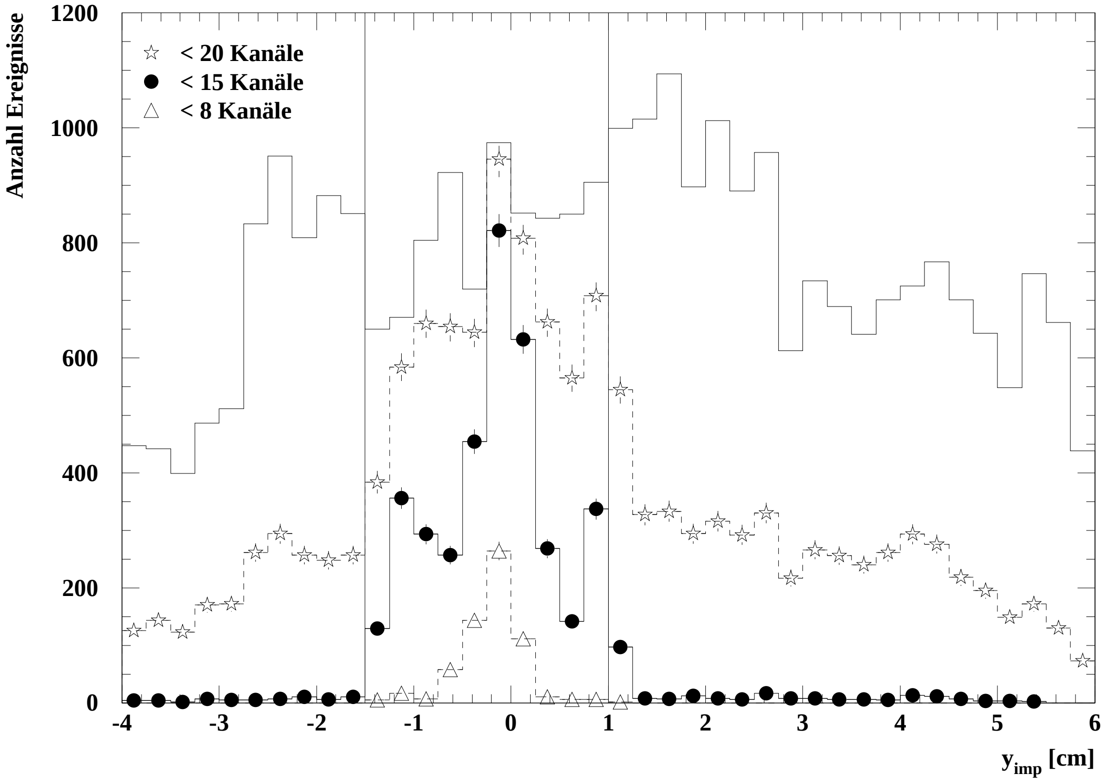

Abbildung 6.7: Anzahl der Ereignisse als Funktion des Auftreffpunkts y_{imp} auf das Kalorimeter für reale Ereignisse der Energie $20GeV$. Ereignisse, bei denen weniger als 15 Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters zum Signal beitragen, sind auf den Bereich $-1,4cm \leq y_{imp} \leq 1,2cm$ beschränkt. Ereignisse mit weniger als 20 Kanälen treten im gesamten Bereich $-4,0cm \leq y_{imp} \leq 6,0cm$ auf.

nur wenige Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters ein Signal liefern. Diejenigen Kanäle, deren Rauschsignal zufällig oberhalb der Schwelle von $3 \cdot \sigma_{rausch}$ liegt, haben daher einen starken Einfluß auf die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts.

Abbildung 6.7 zeigt die Anzahl realer Ereignisse in Abhängigkeit von y_{imp}. In dem Bereich $-4,0cm \leq y_{imp} \leq 6,0cm$ wurden insgesamt 30270 Ereignisse aufgezeichnet. Zusätzlich ist die Verteilung derjenigen Ereignisse eingezeichnet, bei denen weniger als 8, 15 oder 20 Kanäle im elektromagnetischen Kalorimeter zum Signal beitragen. Die Ereignisse mit weniger als 8 Kanälen sind auf den Bereich $-0,8cm \leq y_{imp} \leq 0,2cm$ beschränkt und lösen nur ein schwaches Signal im elektromagnetischen Kalorimeter aus. Die Ereignisse mit weniger als 15 Kanälen befinden sich zwischen $y_{imp} = -1,4cm$ und $+1,2cm$. Es handelt sich hierbei hauptsächlich um Elektronen, die mitten in den Φ–Crack oder in den Randbereich der Absorberplatten treffen. Ereignisse mit weniger als 20 Kanälen im elektromagnetischen Kalorimeter sind im gesamten Bereich $-4,0cm \leq y_{imp} \leq 6,0cm$ zu finden. Um einen analytischen Zusammenhang zwischen dem Auftreffpunkt y_{imp} und dem Schauerschwerpunkt y_{Sp} zu finden, wurden nur Ereignisse mit wenigstens 15 Kanälen berücksichtigt. Hierdurch wurde sichergestellt, daß nur wenige Ereignisse mit $y_{imp} \leq -1,5cm$ und $y_{imp} \geq 1,0cm$ und viele Elektronen mit einem zu ungenau bestimmten Schauerschwer-

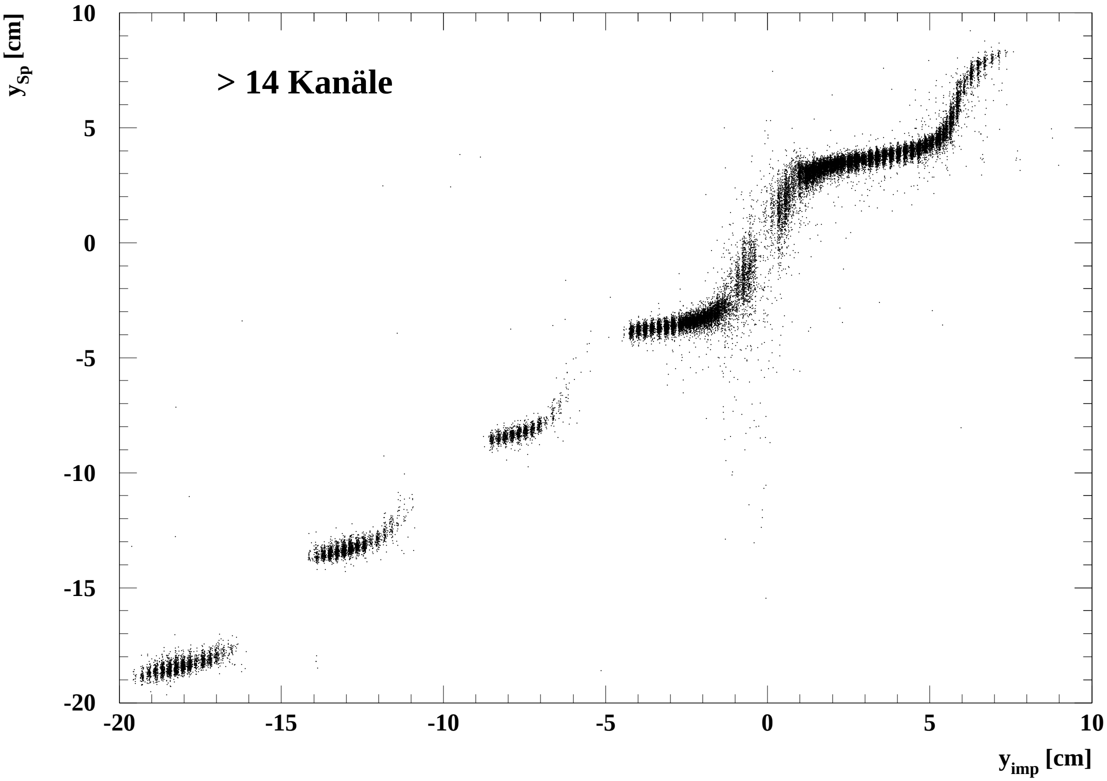

Abbildung 6.8: Zusammenhang zwischen dem Auftreffpunkt y_{imp} und dem Schauerschwerpunkt y_{Sp} für Ereignisse, bei denen wenigstens 15 Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeters zum Signal beitragen. Durch diese Forderung konnten die Fluktuationen des Schauerschwerpunkts für Ereignisse in dem Bereich $-1,5cm \leq y_{imp} \leq 1,0cm$ erheblich reduziert werden.

Parameter	Daten	Simulation
$b_1[cm]$	2,738±0,006	2,841±0,002
b_2	1,337±0,012	1,261±0,005
b_3	-0,084±0,005	-0,153±0,003

Tabelle 6.5: Parameter b_1, b_2 und b_3 einer Anpassung der Gleichung (6.9) an den in Abbildung 6.9 dargestellten Kurvenverlauf.

punkt verworfen wurden. Abbildung 6.8 zeigt den Schauerschwerpunkt y_{Sp} als Funktion des Auftreffpunktes y_{imp} für die selektierten Ereignisse. Im Vergleich zur Abbildung 6.6 sind die meisten Ereignisse, deren Schauerschwerpunkt stark von y_{imp} abweicht, verworfen worden. Um einen analytischen Zusammenhang zwischen y_{imp} und y_{Sp} zu erhalten, wurde folgende Parametrisierung gewählt:

$$y_{Sp} = b_1 \cdot \arctan \{b_2 \cdot (y_{imp} - b_3)\} . \tag{6.9}$$

Aus Zeitgründen wurde die Anpassung lediglich für Elektronen der Energie $20GeV$

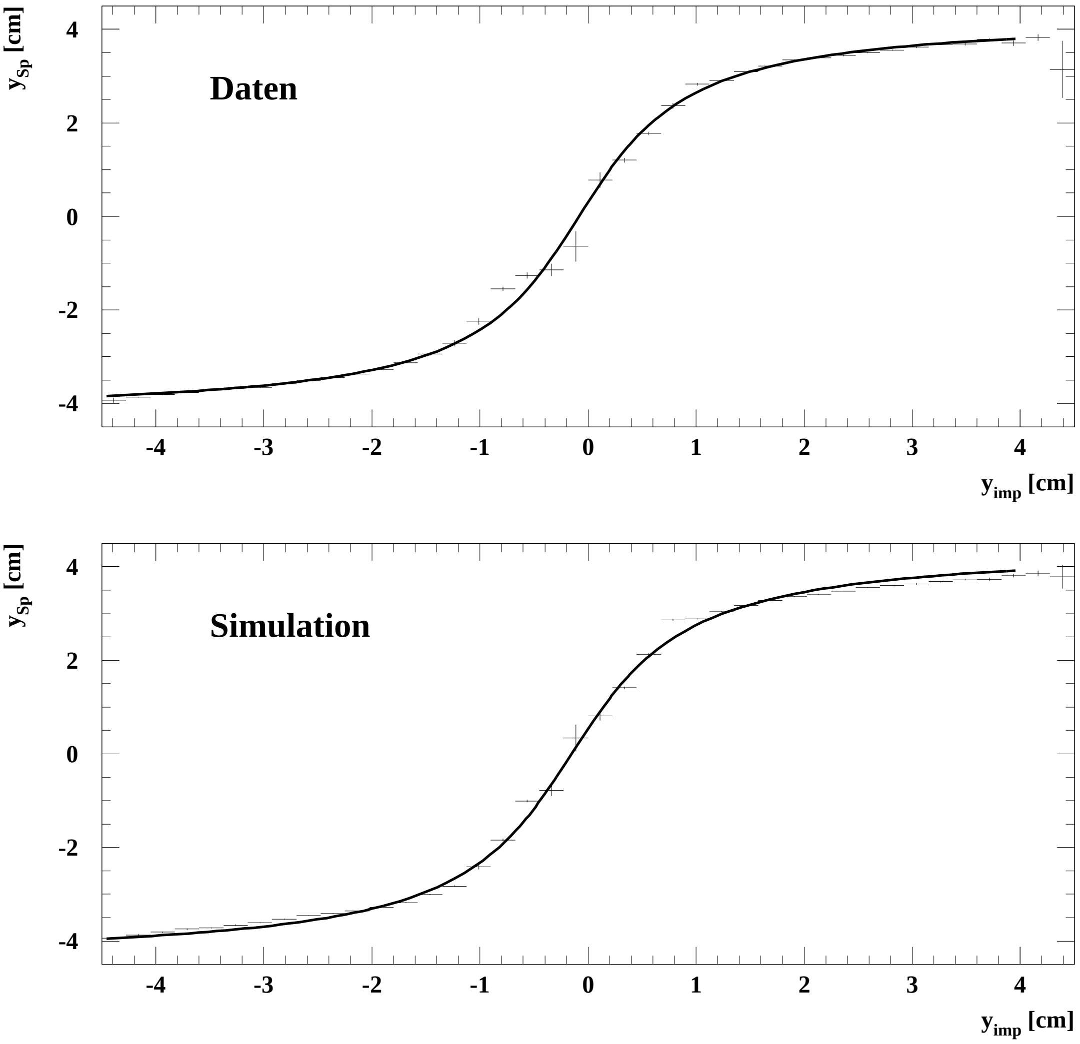

Abbildung 6.9: Auftreffpunkt y_{imp} auf das Kalorimeter als Funktion des Schauerschwerpunkts y_{Sp} für simulierte und reale Ereignisse der Energie $20GeV$. Die Kurve zeigt eine Parametrisierung nach Gleichung (6.6).

durchgeführt, siehe Abbildung 6.9. Zur Bestimmung des Schauerschwerpunkts in y–Richtung ist das transversale Profil des elektromagnetischen Schauers ausschlaggebend, welches in guter Näherung als energieunabhängig betrachtet werden kann. Daher sollte das Ergebnis der Parametrisierung (6.9) auch für alle anderen Energien gelten. Die angepaßte Funktion beschreibt den Verlauf sowohl für simulierte als auch für reale Ereignisse sehr gut. Geringfügige Abweichungen sind für die Daten in der Mitte des Φ–Cracks bei $y_{imp} \approx 0$ und für die Simulation bei $y_{imp} \geq 2cm$ zu erkennen. In Tabelle 6.5 sind die Parameter b_1, b_2 und b_3 der Anpassungen aufgeführt. Um aus dem gemessenen Schauerschwerpunkt den Auftreffpunkt auf das Kalorimeter zu berechnen, muß die Umkehrung der Gleichung (6.9) gebildet werden:

$$y_{imp} = b_3 + \frac{1}{b_2} \cdot \tan\left(\frac{y_{Sp}}{b_1}\right). \tag{6.10}$$

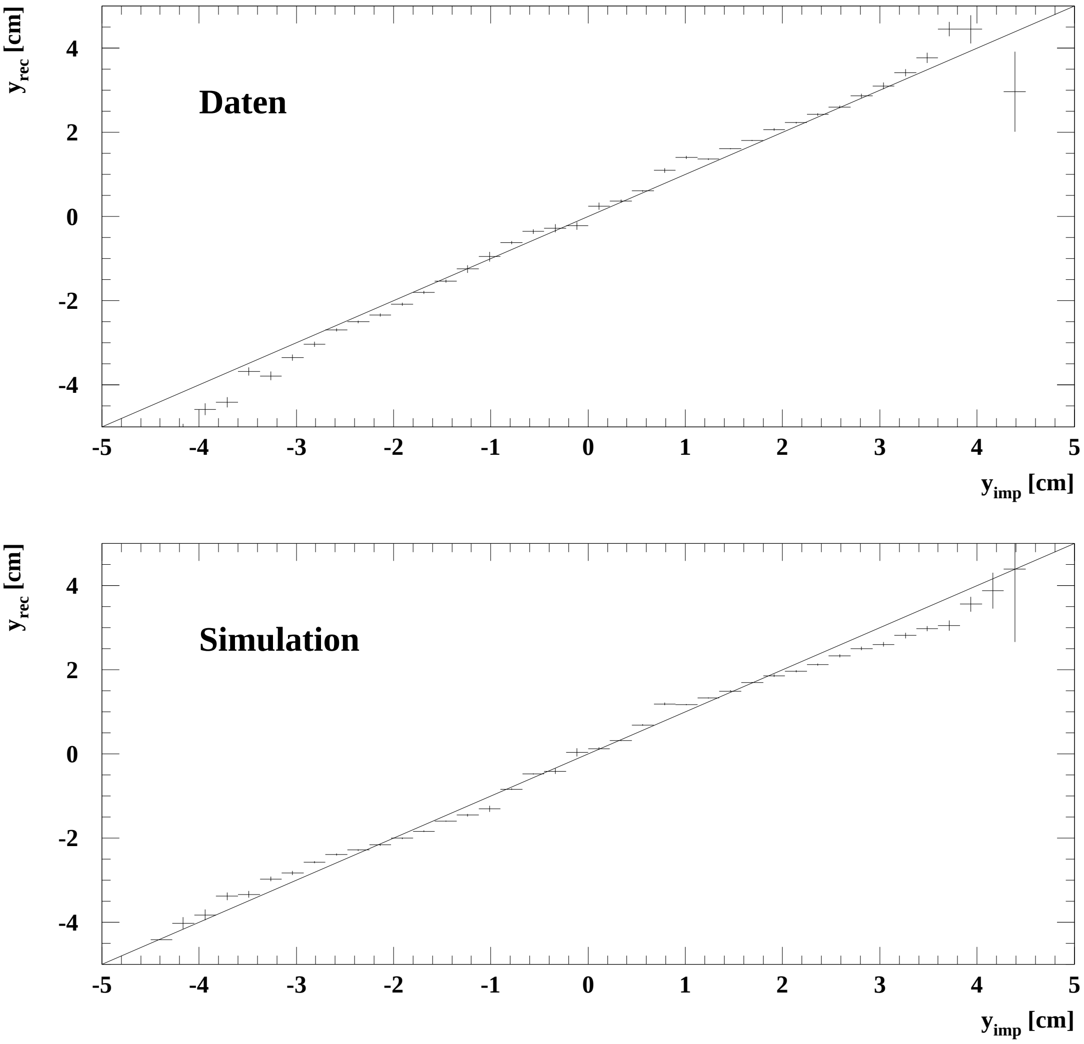

Abbildung 6.10: Rekonstruierter Auftreffpunkt y_{rec} auf das Kalorimeter als Funktion des tatsächlichen Auftreffpunkts y_{imp} für simulierte und reale Ereignisse der Energie $20GeV$. Eingezeichnet sind zusätzlich die Geraden $y_{rec} = y_{imp}$.

Führt man die Bestimmung des Auftreffpunkts mit dieser Parametrisierung durch, so erhält man für jedes Ereignis einen rekonstruierten Auftreffpunkt y_{rec}. In Abbildung 6.10 ist der Zusammenhang zwischen y_{rec} und y_{imp} für reale und simulierte Ereignisse der Energie $20GeV$ dargestellt. Dabei wurden nur Ereignisse mit ≥ 15 Kanälen im elektromagnetischen Kalorimeter berücksichtigt. Es ist ein in guter Näherung linearer Zusammenhang zu erkennen.

Die Abweichung des rekonstruierten Auftreffpunktes y_{rec} vom tatsächlichen Wert y_{imp} ist für alle Ereignisse mit mehr als 14 Kanälen im elektromagnetischen Kalorimeter in Abbildung 6.11 aufgetragen. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, für deren rekonstruierten Auftreffpunkt gilt:

$$-4,5cm \leq y_{rec} \leq -1,5cm \qquad \vee \qquad 1,0cm \leq y_{rec} \leq 4,5cm. \tag{6.11}$$

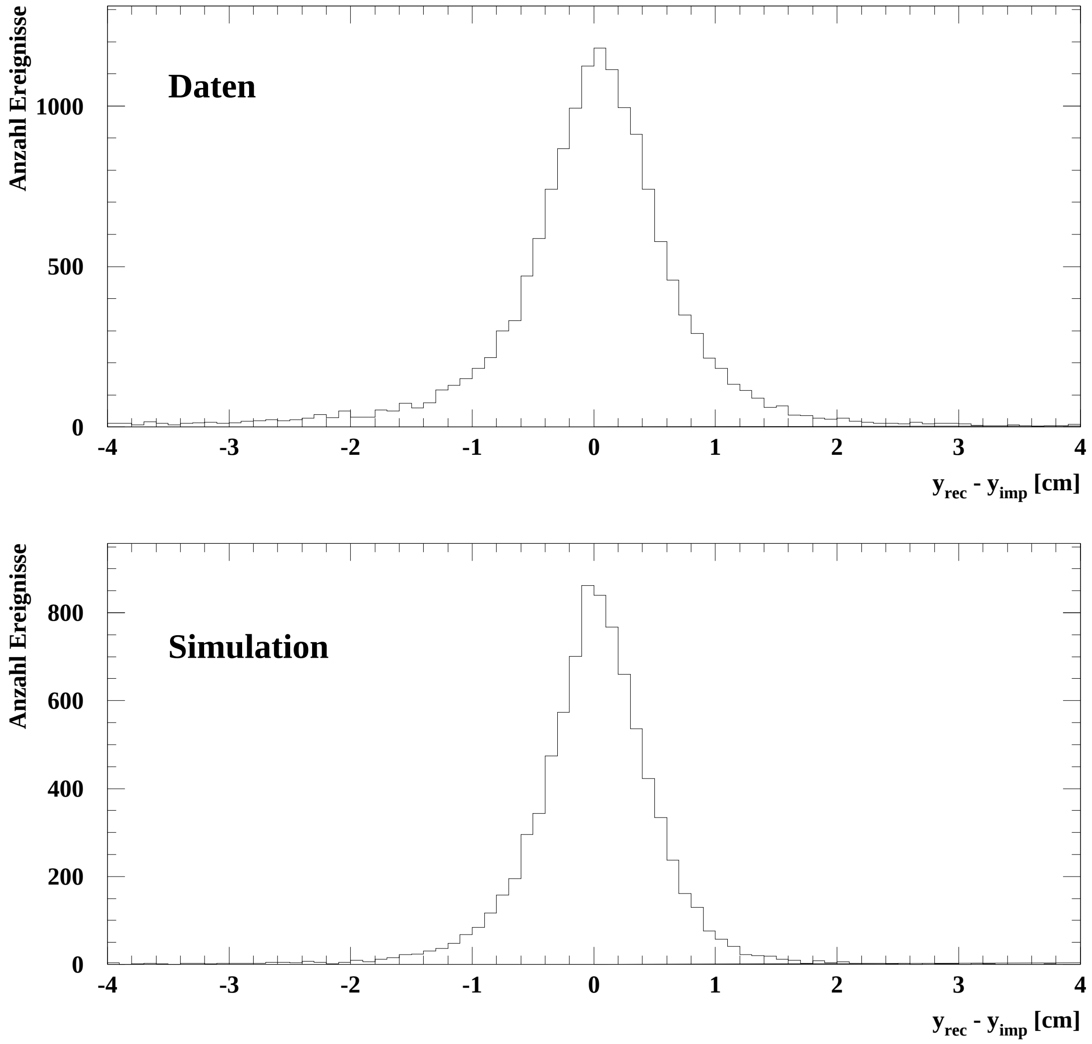

Abbildung 6.11: Abweichung des rekonstruierten Auftreffpunkts y_{rec} vom tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} auf das Kalorimeter für Daten und Simulation.

Sowohl für die Daten als auch für die Simulation ist der Mittelwert innerhalb seines Fehlers mit null verträglich. Ein Maß für die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion ist die Standardabweichung. Sie beträgt $0,8cm$ für reale und $0,6cm$ für simulierte Ereignisse.

6.4 Energiekorrektur nach rein kalorimetrischer Ortsrekonstruktion

Auf Ereignisse, deren rekonstruierter Auftreffpunkt die Bedingung nach Gleichung (6.11) erfüllt, wurde der Korrekturalgorithmus nach Abschnitt 6.1 angewendet. Die Energie E_{korr} nach Korrektur ist in Abbildung 6.12 gegen den tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} aufgetragen. Zum Vergleich ist zusätzlich die unkorrigierte Energie $E_{rec,em}$ dargestellt. Für Ereignisse, für deren tatsächliche Auftreffpunkte $y_{imp} \leq -1,8cm \vee y_{imp} \geq 1,5cm$

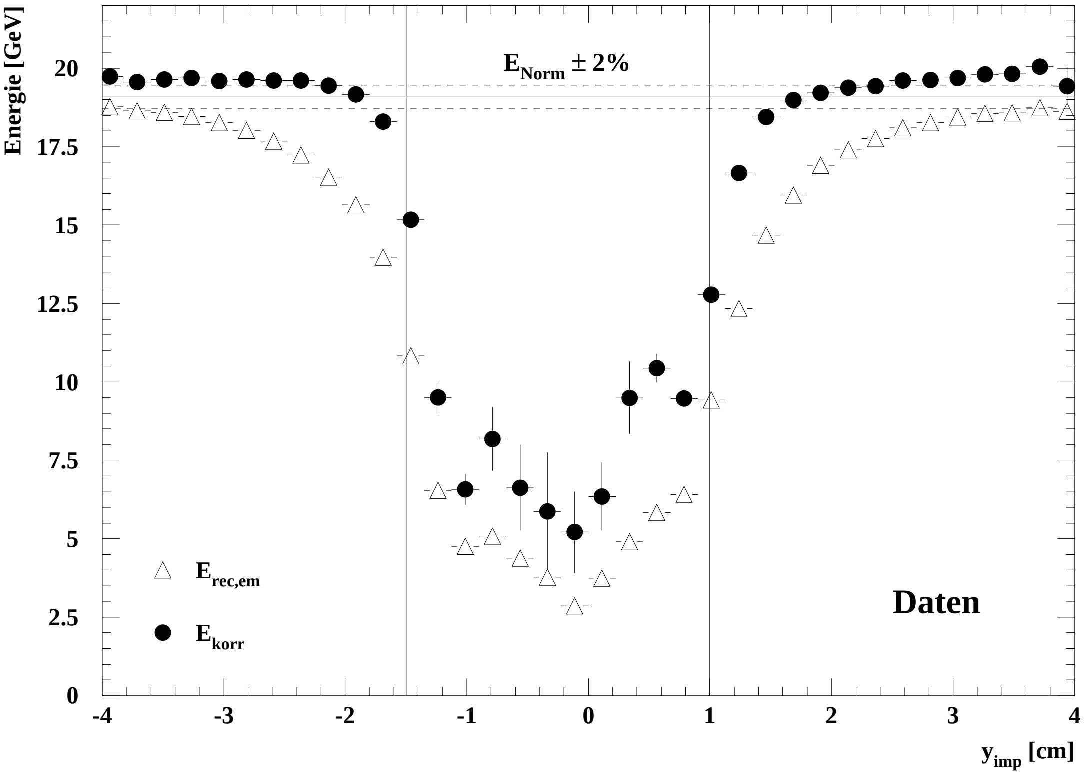

Abbildung 6.12: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für reale Ereignisse vor und nach der Korrektur.

gilt, arbeitet die Korrektur zufriedenstellend, was man im Vergleich mit dem ebenfalls eingezeichneten Fehlerband von ±2% um die in nominaler Einschußposition rekonstruierte Energie E_{Norm} erkennt.

Aufgrund der unzureichenden Ortsrekonstruktion mit dem Kalorimeter besaßen trotz der Selektion nach Gleichung (6.11) 13% der Ereignisse, auf die die Korrektur angewandt wurde, einen tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} zwischen $-1,5cm$ und $1,0cm$. Dies führt in Abbildung 6.12 zu den Einträgen mit $E_{korr} < 15GeV$. Fordert man zusätzlich, daß das Verhältnis der im hadronischen Kalorimeter rekonstruierten Energie E_{had} und der korrigierten Energie E_{korr} kleiner als 5% ist, so verringert sich der Anteil der Ereignisse mit unzureichend genau rekonstruiertem Auftreffpunkt y_{rec} auf ca. 5%. Abbildung 6.13 zeigt die Abhängigkeit der rekonstruierten und der korrigierten Energie als Funktion des Auftreffpunktes y_{imp} mit dieser zusätzlichen Forderung.

Eine weitere Unterdrückung der Ereignisse mit unzureichend genau rekonstruiertem Auftreffpunkt y_{rec} könnte erreicht werden, indem man zusätzlich zum Kalorimetersignal die Information des Spurkammersystems des H1–Detektors benutzt, um den tatsächlichen Auftreffpunkt y_{imp} zu bestimmen. So können die Elektron–Ereignisse mit $-1,8cm \leq y_{imp} \leq 1,5cm$ verworfen werfen.

Abschließend sei festgehalten, daß der in dieser Arbeit untersuchte Korrekturalgorithmus zur Kompensation des Signalverlustes im Φ–Crack auch bei H1 geeignet ist. Verlangt man eine auf dem Niveau von 2% genaue Energierekonstruktion, so kann die azimutale

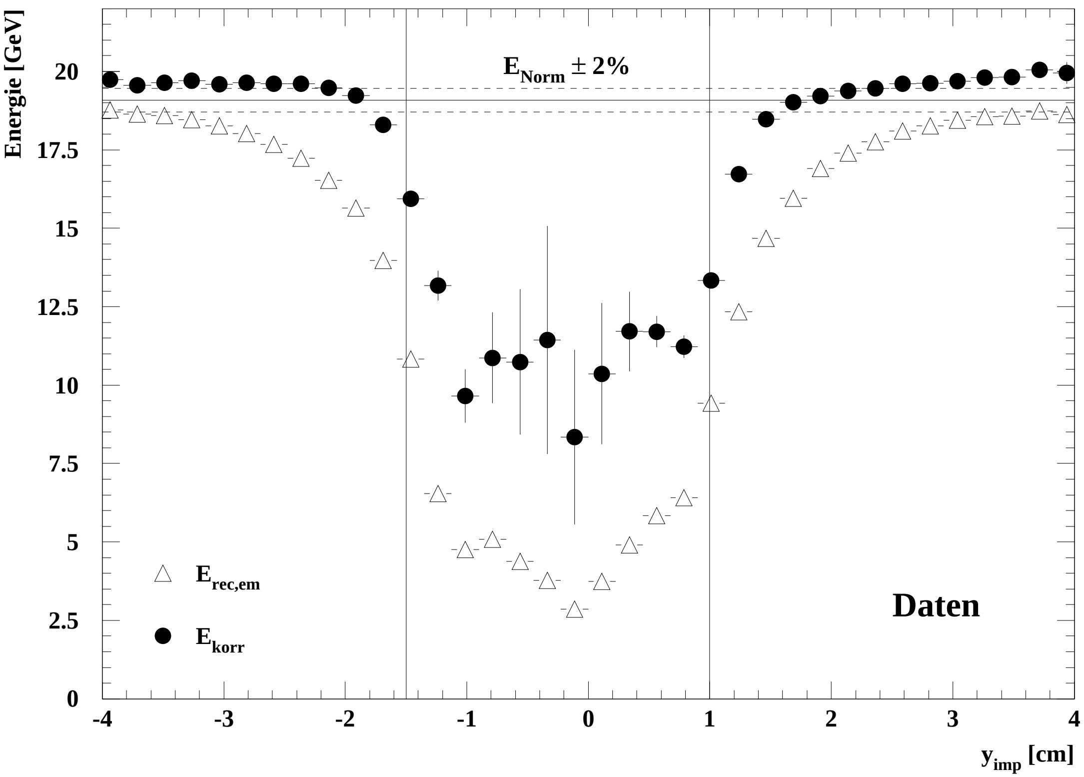

Abbildung 6.13: Rekonstruierte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter für reale Ereignisse vor und nach der Korrektur mit der im Text erläuterten zusätzlichen Forderung.

Winkelakzeptanz im Bereich der FBE–Kalorimeterringe von 90% auf 96% erhöht werden.

Kapitel 7

Untersuchungen zum sichtbaren Energieanteil eines FB1E–Moduls im H1–Flüssigargon–Kalorimeter

Der sichtbare Energieanteil A_{vis} ist eine der charakteristischen Größen eines Sampling–Kalorimeters. Er ist definiert als

$$A_{vis} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}}, \tag{7.1}$$

wobei E_{vis} die im Nachweismedium deponierte Energie und E_{dep} die im gesamten Kalorimeter deponierte Energie ist. Der sichtbare Energieanteil hängt von den verwendeten Materialien, dem Aufbau des Kalorimeters und von der Teilchenart ab. Die im Experiment zugängliche Größe E_{vis} wird mit dem Kehrwert des sichtbaren Energieanteils multipliziert, um die Energie eines primären Teilchens zu bestimmen. Aus diesem Grunde sollte dieses Verhältnis mit hoher Genauigkeit bekannt und innerhalb eines Moduls möglichst unabhängig vom Ort der Schauerentwicklung sein.

Bei früheren Simulationen eines CBE–Moduls mit dem Programm H1SIM wurde festgestellt [Gay91], daß der sichtbare Energieanteil A_{vis} vom Einschußwinkel relativ zur Normalen der Absorberplatten des Kalorimeters abhängt. Als CBE–Module werden hierbei die Module der Kalorimeterringe CB1E, CB2E und CB3E, siehe Abbildung 1.4, zusammengefaßt, da sie die gleiche Schichtstruktur besitzen [H1-93a]. Diese unterscheidet sich nur geringfügig von der Schichtstruktur der FB1E– und FB2E–Module, die im folgenden als FBE–Module zusammengefaßt werden.

Da Monte–Carlo–Simulationen in die Kalibrierung des Flüssigargon–Kalorimeters eingehen, ist es wichtig zu wissen, ob die Winkelabhängigkeit von A_{vis} auch in der Realität auftritt oder ob ein Fehler im Simulationsprogramm vorliegt. Sollte sich die Winkelabhängigkeit von A_{vis} als realistisch herausstellen, so muß dieser Effekt bei der Rekonstruktion der Energie berücksichtigt werden. Für den Fall eines Fehlers im Simulationsprogramm muß die Kalibrierung des Flüssigargon–Kalorimeters auf ihre Richtigkeit hin überprüft werden.

In diesem Kapitel wird die Winkelabhängigkeit von A_{vis} genauer untersucht. Hierzu werden detaillierte Simulationen eines FB1E–Moduls mit GEANT durchgeführt. Anhand von Simulationen mit veränderter Schichtenfolge wird ein Modell zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils entwickelt. Zum Schluß wird eine Möglichkeit vorgeschlagen, dieses Modell anhand von Daten zu überprüfen.

7.1 Frühere Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils

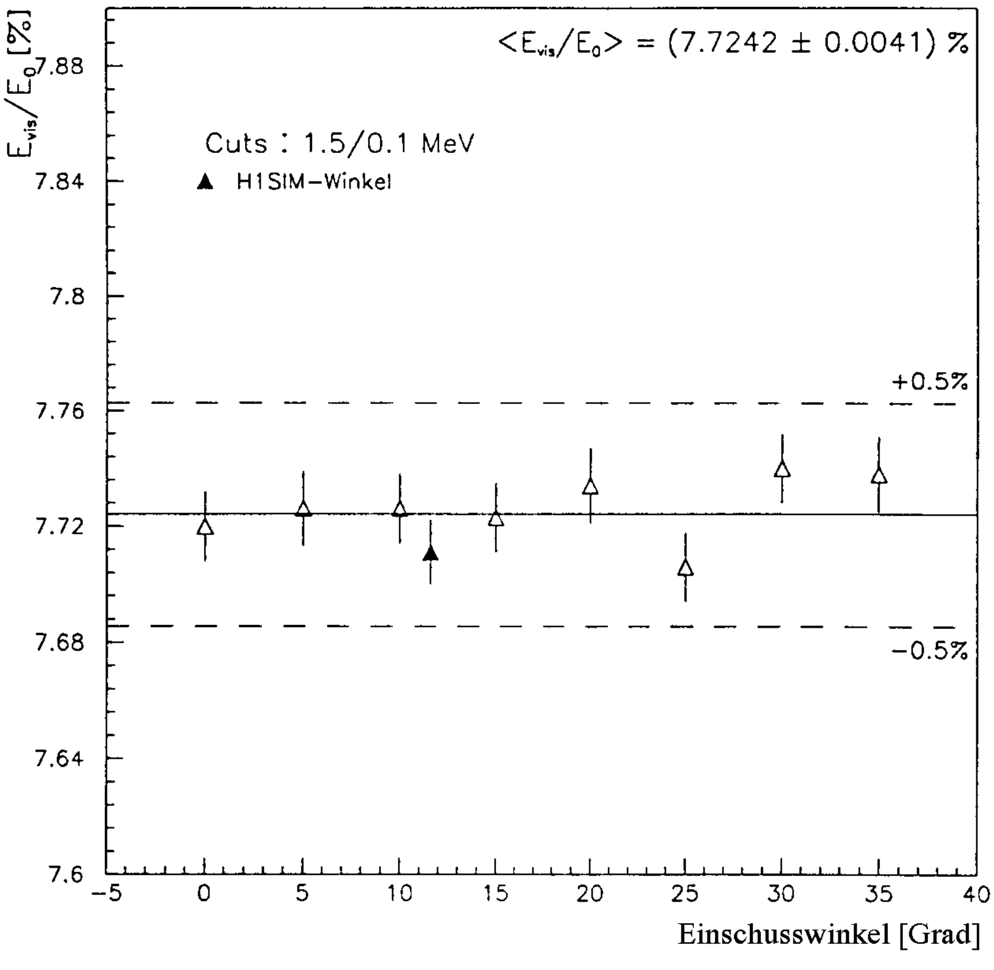

Abbildung 7.1: Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils eines CBE–Moduls in Simulationen mit EGS4 nach [Tam92].

Im H1–Detektor treffen Teilchen, die den Wechselwirkungspunkt unter einem Winkel von $19° \leq \Theta \leq 46°$ verlassen, auf ein Modul des FBE– Kalorimeters, wobei Θ relativ zur Protonenrichtung gemessen wird. Da die Absorberplatten des FBE–Kalorimeters senkrecht zur Strahlachse des H1–Detektors orientiert sind, ist Θ gleichzeitig der Auftreffwinkel der

Teilchen auf das Kalorimeter, gemessen zur Normalen der Absorberplatten. Für die Genauigkeit der Energierekonstruktion dieser Teilchen ist die Homogenität des Kalorimeters sehr wichtig. Im Idealfall ist die rekonstruierte Energie eines Teilchens unabhängig vom Auftreffpunkt auf das Kalorimeter. Falls jedoch das Verhältnis E_{vis}/E_{dep} vom Einschußwinkel relativ zu den Absorberplatten abhängt, muß dieser Effekt bei der Rekonstruktion der Energie berücksichtigt werden.

Bei der Simulation elektromagnetischer Schauer in einem CBE–Modul mit dem Programmpaket H1SIM, vergleiche Kapitel 3.4, tritt eine solche Winkelabhängigkeit auf [Gay91]. Bei Verwendung der Abschneideenergien von $200keV$ für Photonen und $1MeV$ kinetischer Energie für Elektronen sinkt der sichtbare Energieanteil von $7,85\%$ bei $\Theta = 19°$ auf $7,49\%$ bei $\Theta = 46°$. Dies entspricht einer Variation von $4,8\%$.

Bei Verwendung von Abschneideenergien von $20keV$ für Photonen und $100keV$ kinetischer Energie für Elektronen fällt der sichtbare Energieanteil von $7,656\%$ bei $\Theta = 19°$ auf $7,405\%$ bei $\Theta = 46°$, was einer Unsicherheit von $3,4\%$ entspricht.

Von Tamoschat [Tam92] wurden die gleichen Untersuchungen mit EGS4 [Nel85] durchgeführt. Es wurde die Schichtfolge eines CBE–Moduls simuliert, das in allen Richtungen unendlich weit ausgedehnt ist. Hierdurch wurde sichergestellt, daß der gesamte elektromagnetische Schauer im Kalorimeter absorbiert wird. Das Ergebnis dieser Simulationen ist, daß der sichtbare Energieanteil für Elektronen der Energie $10GeV$ unabhängig vom Einschußwinkel ist, siehe Abbildung 7.1. Als Abschneideenergien wurden $100keV$ für Photonen und $1MeV$ kinetische Energie für Elektronen benutzt.

Vom physikalischen Standpunkt aus gesehen ist dieses Ergebnis zunächst gut zu verstehen: Bei einer Änderung des Einschußwinkels bleibt das Verhältnis von Wegstrecke in durchquertem Argon zu Wegstrecke in durchquerten Absorberplatten konstant, so daß näherungsweise auch das Verhältnis der in diesen Materialien deponierten Energien konstant bleibt. Aus diesem Grunde erscheint die in H1SIM auftretende Winkelabhängigkeit als unphysikalisch und wird bei der Rekonstruktion der Teilchenenergie nicht berücksichtigt.

7.2 Untersuchung der Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils in einem FBE–Modul

Im folgenden wird systematisch nach möglichen Quellen für die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils gesucht. Zunächst wird mit dem Programmpaket H1SIM untersucht, ob die Winkelabhängigkeit ebenfalls in Simulationen eines FBE–Moduls auftritt. Hierzu wurden Elektronen mit unterschiedlichen Impulsen im H1–Detektor simuliert. Für die Simulation der Elektronen wurden die in Abbildung 7.2 skizzierten Startorte innerhalb eines FB1E–Moduls gewählt. Die Startpunkte liegen so, daß möglichst der gesamte elektromagnetische Schauer in einem FB1E–Modul enthalten ist. Für Elektronenenergien bis $50GeV$ wird bei Einschußwinkeln von $0°, 20°$ und $35°$ mehr als 99% der gesamten deponierten Energie und für Elektronen der Energie $80GeV$ mehr als $98,5\%$ in einem FB1E–Modul deponiert. Der Einfluß der Teilchen, die das Kalorimeter verlassen, auf die Winkelabhängigkeit von A_{vis} kann somit in sehr guter Näherung vernachlässigt werden.

Im einzelnen wurden Elektronen der Energie $10, 20, 30, 50$ und $80GeV$ bei Einschuß-

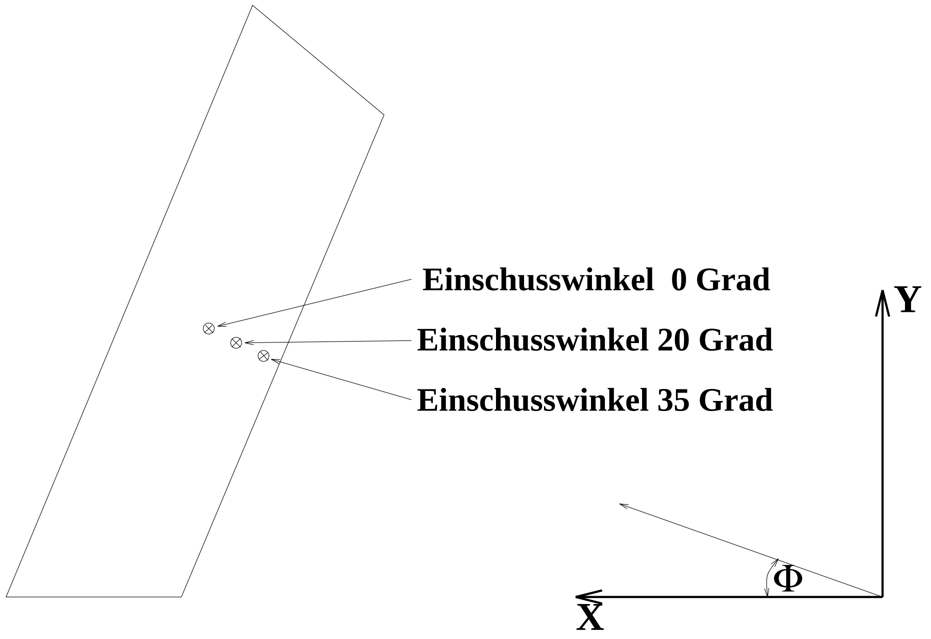

Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der gewählten Schauerstartpunkte in einem FB1E–Modul. Es wurden Simulationen bei Einschußwinkeln Θ von 0°, 20° und 35° relativ zur z–Achse, die senkrecht zur Zeichenebene verläuft, durchgeführt. Der Azimutwinkel Φ betrug jeweils $22,5^\circ$. Um Leckverluste durch Rückwärtsstreuung zu vermeiden, wurden die Schauerstartpunkte einige Zentimeter in das Innere des Moduls gelegt.

winkeln von $0^\circ, 20^\circ$ und 35° simuliert. Das Ergebnis für den sichtbaren Energieanteil bei Abschneideenergien von $200keV$ für Photonen und $1MeV$ kinetische Energie für Elektronen ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Die sichtbare Energie hängt für einen festen Einschußwinkel nicht von der Teilchenenergie ab. Im Gegensatz dazu ist eine deutliche Abhängigkeit vom Einschußwinkel festzustellen. Gemittelt über alle Energien beträgt der sichtbare Energieanteil $(7,955 \pm 0,003)\%$ bei einem Einschußwinkel von $\Theta = 0^\circ$, sinkt für 20° auf $(7,883 \pm 0,002)\%$ und für 35° sogar auf $(7,765 \pm 0,002)\%$ ab. Dies entspricht einem Abfall von $2,4\%$ zwischen 0° und 35°. Die von Gayler [Gay91] gefundene Winkelabhängigkeit von A_{vis} für die CBE–Module wird also auch für die FBE–Module beobachtet.

7.3 Untersuchungen mit GEANT und Verbesserung der Geometriebeschreibung

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die unterschiedlichen Simulationsergebnisse der Programme EGS4 und GEANT auf eine unterschiedliche Beschreibung der Schichtfolge der FBE–Module zurückzuführen sind.

In der Simulation mit H1SIM wurde die sogenannte grobe Geometriebeschreibung verwirklicht. Das bedeutet, daß die Absorberplatten als ein homogenes Material pro-

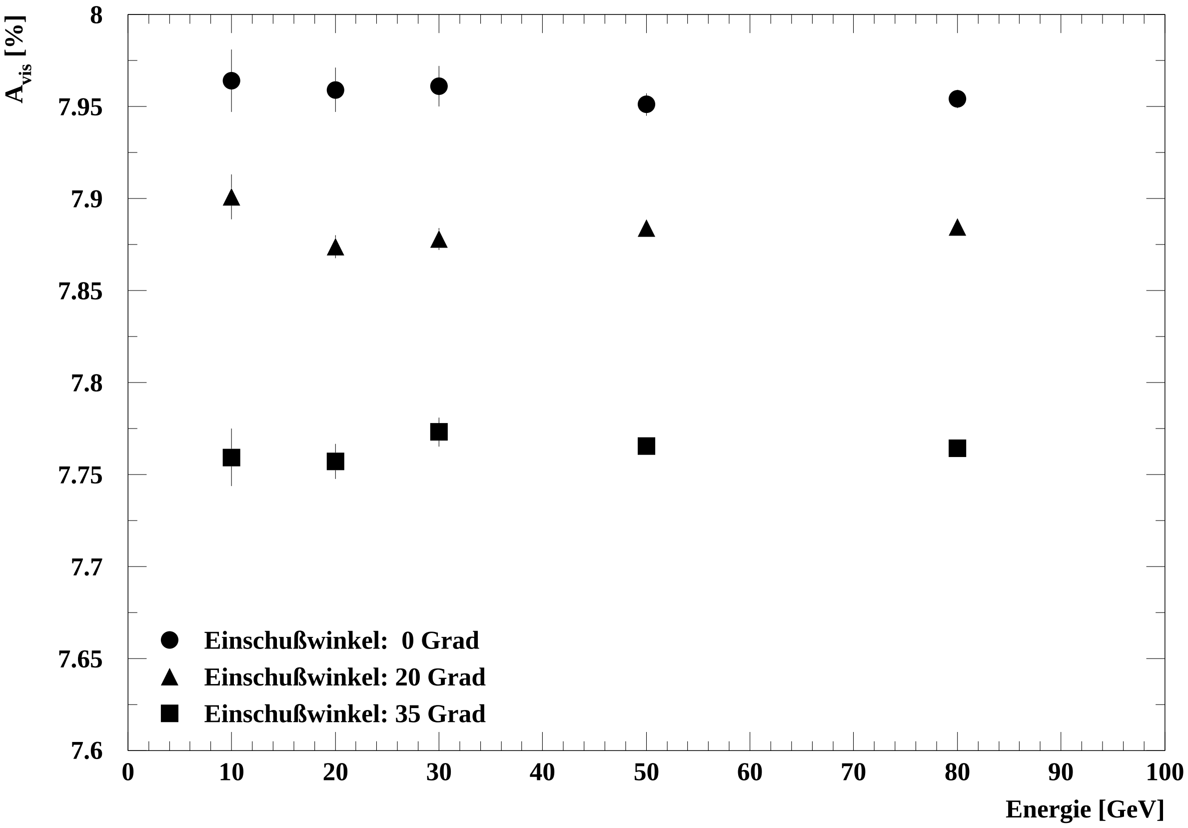

Abbildung 7.3: Mit H1SIM ermittelter sichtbarer Energieanteil bei unterschiedlichen Einschußwinkeln. Die verwendeten Abschneideenergien sind $200keV$ für Photonen und $1MeV$ für Elektronen.

grammiert sind, siehe Kapitel 3.4. Im Gegensatz hierzu wurde in den Simulationen mit EGS4 [Tam92] eine detaillierte Programmierung der Geometrie gewählt. Hierbei bestand jede Absorberplatte aus einer Bleischicht, die beidseitig von einem G10–Mix umgeben ist. Die Bezeichnung G10–Mix steht für eine Mischung aus G10, Kupfer und Kleberschichten. Eine schematische Darstellung der groben und der detaillierten Geometriebeschreibung zeigt Abbildung 7.4. Die detaillierte Geometriebeschreibung kommt der Realität näher als die grobe, so daß man realistischere Simulationsergebnisse erwartet.

Um auszuschließen, daß die unterschiedlichen Ergebnisse der Programme H1SIM und EGS4 auf die unterschiedliche Art der Geometriebeschreibung zurückzuführen sind, muß man die detaillierte Geometrie in H1SIM implementieren. Da diese jedoch nicht verfügbar ist, wurde ein eigenes Programm zur Simulation eines FBE–Moduls entwickelt, das auf dem Simulationsprogramm GEANT beruht. In diesem Programm wurden sowohl die grobe als auch die feine Geometriebeschreibung implementiert. Die Eigenschaften der in der detaillierten Beschreibung simulierten Materialien und Mischungen sind in Tabelle 7.1 angegeben, die entsprechenden Werte der Simulationen mit EGS4 sind ebenfalls aufgeführt.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für eine Elektronenenergie von $20GeV$ und Abschneideenergien von $200keV$ für Photonen und $1MeV$ kinetische Energie für Elektro-

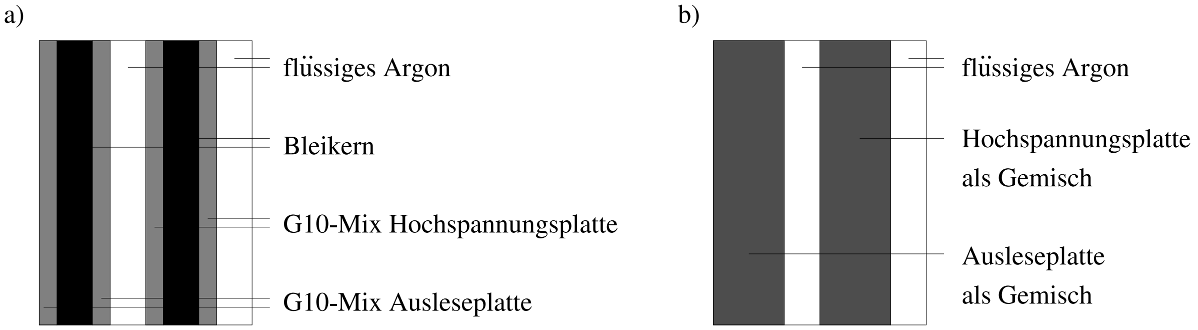

Abbildung 7.4: Schematische Darstellung a) der detaillierten und b) der groben Geometriebeschreibung.

Bezeichnung	EGS4			GEANT		
	$\rho[g/cm^3]$	$X_0[cm]$	$\frac{dE}{dx}\|_{min} \left[\frac{MeV}{cm}\right]$	$\rho[g/cm^3]$	$X_0[cm]$	$\frac{dE}{dx}\|_{min} \left[\frac{MeV}{cm}\right]$
Blei	11,16	0,57	12,54	11,35	0,56	11,87
Argon	1,40	13,96	2,11	1,40	14,00	1,90
G10–Mix$_{HV}$	2,01	11,33	2,90	2,01	11,30	3,13
G10–Mix$_{RO}$	2,35	8,49	2,90	2,35	8,50	3,56

Tabelle 7.1: Physikalische Kenndaten der verwendeten Mischungen, die von den Simulationsprogrammen EGS4 [Ell91] und GEANT berechnet wurden.

nen sind in Abbildung 7.5 dargestellt.

Die Werte für den sichtbaren Energieanteil aus H1SIM können innerhalb ihrer Fehler durch die grobe Geometriebeschreibung reproduziert werden. Der sichtbare Energieanteil für die detaillierte Geometrie liegt jedoch deutlich niedriger, die Differenz bei senkrechtem Einschuß auf die Absorberplatten beträgt $3,6\%$. Im Intervall $0^\circ \leq \Theta \leq 35^\circ$ fällt der sichtbare Energieanteil von $(7,674 \pm 0,022)\%$ auf $(7,476 \pm 0,019)\%$, was einer Abnahme um $2,6\%$ entspricht. Die Winkelabhängigkeit ist also in gleichem Maße wie in Simulationen mit H1SIM vorhanden. Auch bei Variation der Geometriebeschreibung zeigt GEANT nicht die gleichen Resultate wie EGS4.

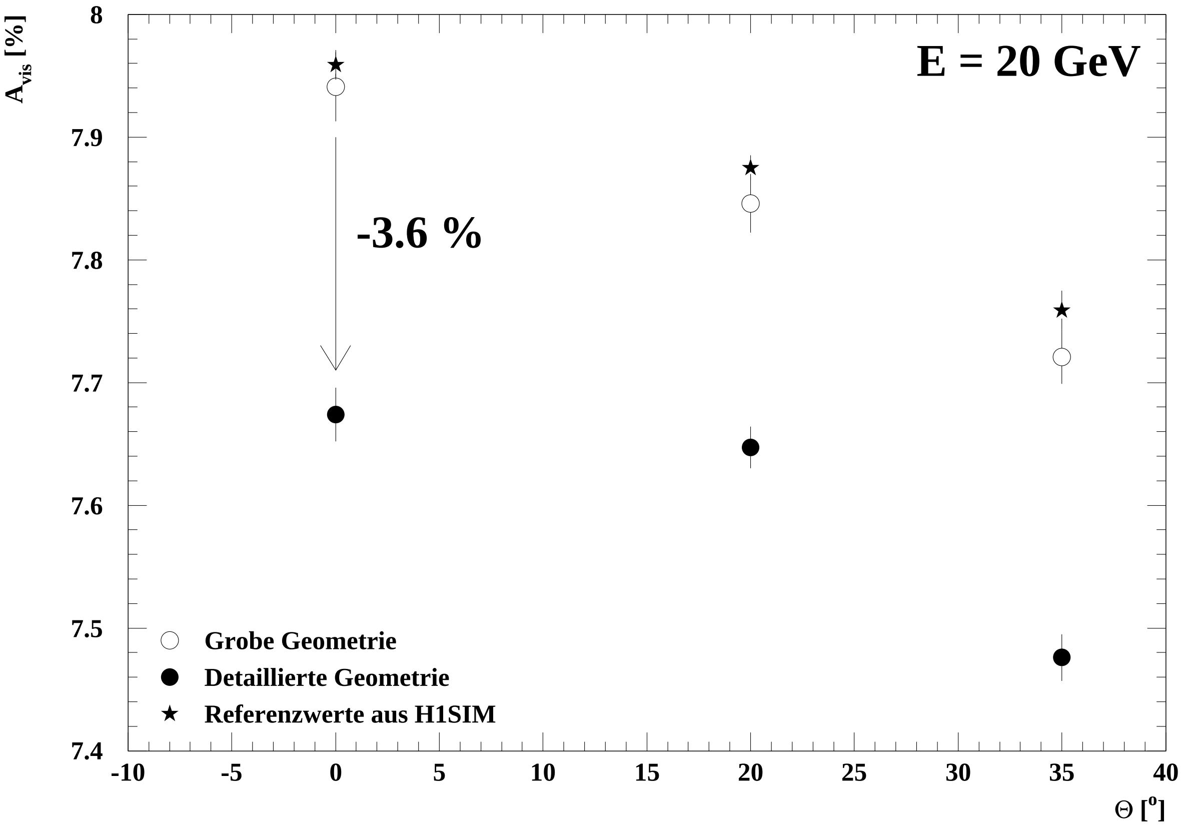

Abbildung 7.5: Sichtbarer Energieanteil in Abhängigkeit vom Einschußwinkel Θ für die grobe und die detaillierte Geometriebeschreibung. Die Einschußenergie beträgt $20GeV$ und die verwendeten Abschneideenergien sind $200keV$ für Photonen und $1MeV$ kinetische Energie für Elektronen.

7.4 Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils von den Abschneideenergien

Im folgenden wird untersucht, ob die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils A_{vis} in Simulationen mit H1SIM und GEANT auch bei Wahl von kleineren Abschneideenergien vorhanden ist. Bei Simulationen mit kleineren Abschneideenergien erwartet man realistischere Ergebnisse, wobei aber die Rechenzeit ansteigt, vgl. Kapitel 2.3.

Mit dem Programmpaket H1SIM wurden die gleichen Simulationen durchgeführt wie in Abschnitt 7.2, wobei jedoch die Abschneideenergien $50keV$ für Photonen und $100keV$ kinetische Energie für Elektronen gewählt wurden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Auch in diesem Fall ist eine Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils vom Einschußwinkel vorhanden. Sie fällt jedoch mit $1,9\%$ zwischen $0°$ und $35°$ geringer aus als bei höheren Abschneideenergien.

Für die detaillierte Geometriebeschreibung wurden anschließend Simulationen mit GEANT bei Abschneideenergien von $1,5MeV$, $1,0MeV$, $500keV$ und $100keV$ kinetischer Energie für Elektronen durchgeführt. Die Abschneideenergie für Photonen betrug

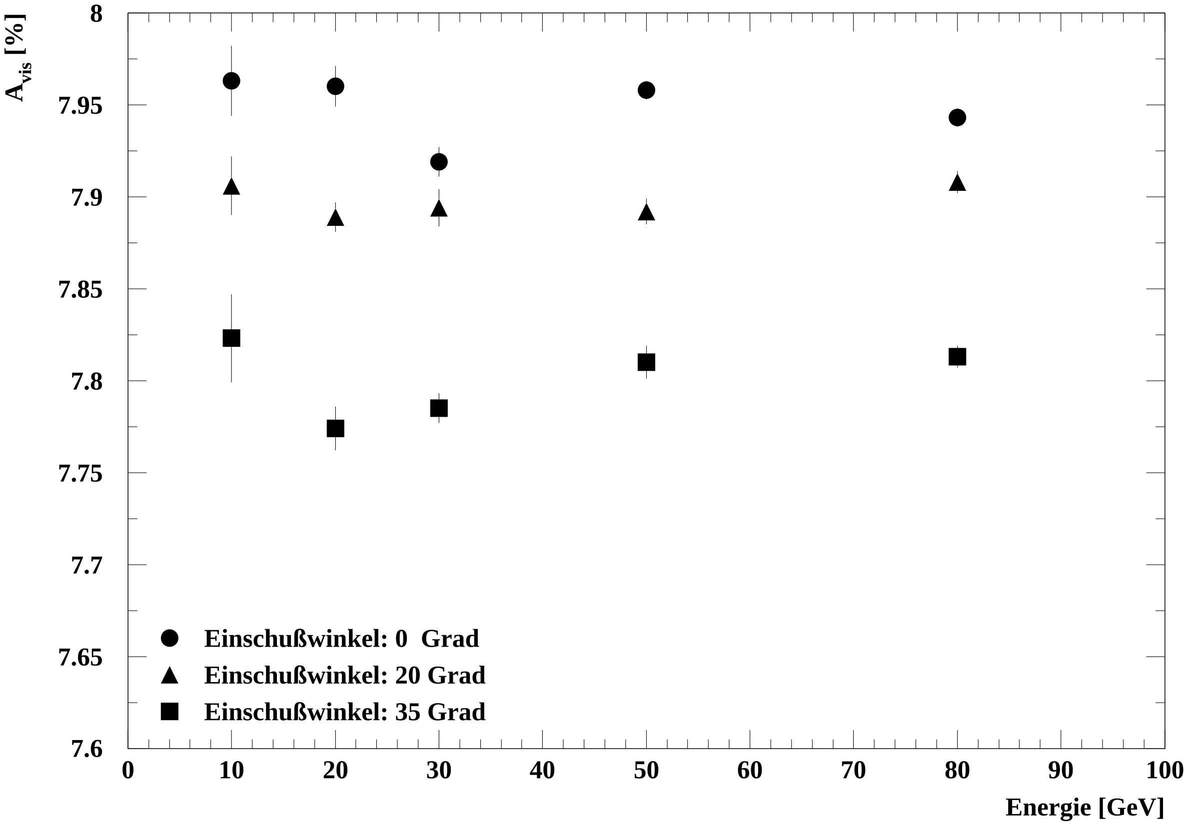

Abbildung 7.6: Mit H1SIM ermittelter sichtbarer Energieanteil bei unterschiedlichen Einschußwinkeln. Die verwendeten Abschneideenergien sind $50keV$ für Photonen und $100keV$ für Elektronen. Für die Abweichung des Wertes bei senkrechtem Einschußwinkel und einer Energie von $30GeV$ konnte keine Erklärung gefunden werden.

jeweils $200keV$. Die Resultate für den sichtbaren Energieanteil sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Unabhängig von den Abschneideenergien fällt der sichtbare Energieanteil mit zunehmendem Einschußwinkel θ ab. Dieser Abfall ist vergleichbar mit demjenigen in der groben Geometriebeschreibung.

Somit ergibt sich, daß der sichtbare Energieanteil bei der Simulation elektromagnetischer Schauer mit dem Programmpaket GEANT sowohl mit der groben als auch mit der detaillierten Geometriebeschreibung eine starke Winkelabhängigkeit aufweist. Es folgt, daß die beiden Monte–Carlo–Programme EGS4 und GEANT bei der Simulation der gleichen Geometrie und bei Verwendung der gleichen Abschneideenergien signifikant unterschiedliche Resultate liefern.

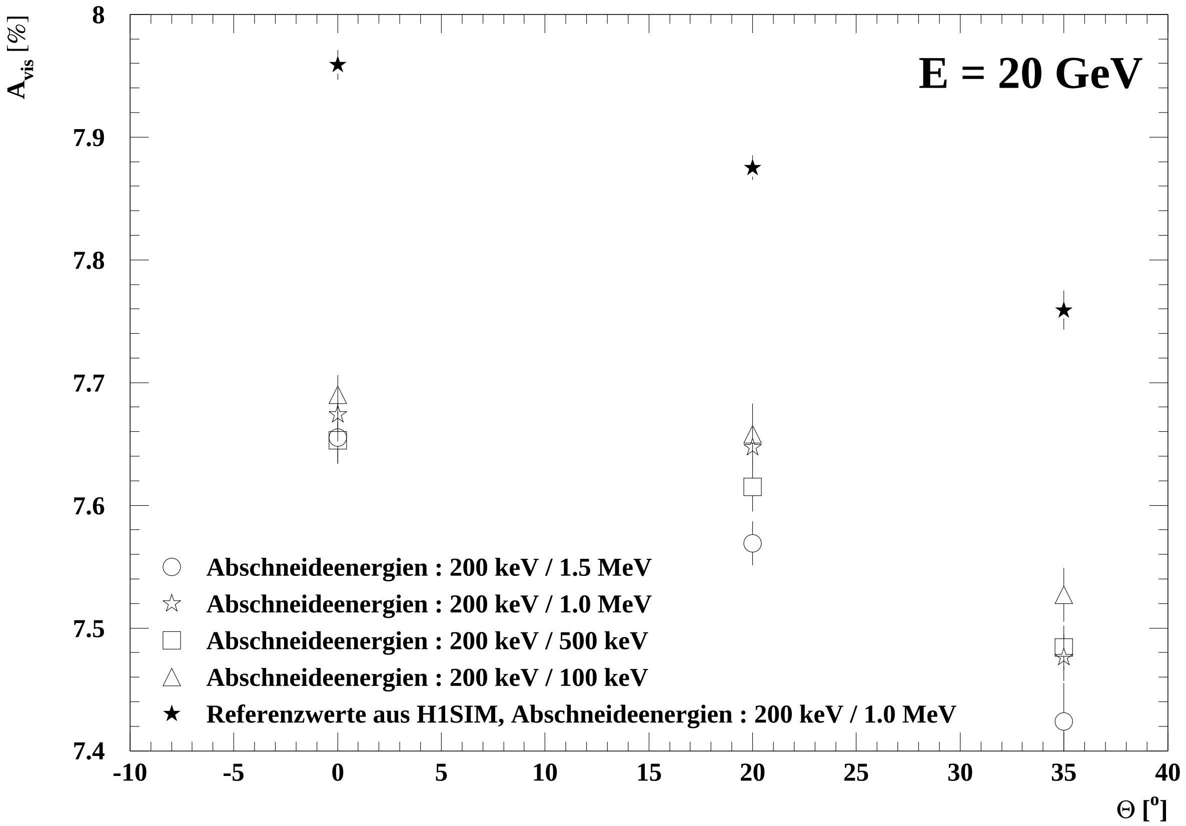

Abbildung 7.7: Sichtbarer Energieanteil in Abhängigkeit vom Einschußwinkel Θ für die detaillierte Geometriebeschreibung und unterschiedliche Abschneideenergien. Es wurden Elektronen der Energie $20 GeV$ mit dem Programm GEANT simuliert.

7.5 Untersuchungen des Einflusses einzelner physikalischer Prozesse auf die Winkelabhängigkeit von A_{vis}

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils bei der Simulation mit H1SIM durch einen bestimmten physikalischen Prozeß verursacht wird. In diesem Fall wären die unterschiedlichen Simulationsergebnisse der Programme EGS4 und GEANT auf eine unterschiedliche Simulation dieses Prozesses zurückzuführen. Hierdurch könnte unmittelbar festgestellt werden, welches der beiden Programme die realistischeren Ergebnisse liefert.

Das Programmpaket GEANT, auf dem das Simulationsprogramm H1SIM basiert, bietet die Möglichkeit, jeden simulierten physikalischen Prozeß im einzelnen zu beeinflussen. Um zu untersuchen, ob der Photoeffekt die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils verursacht, wird folgendermaßen vorgegangen: Jedes durch einen Photoeffekt erzeugte Elektron wird nicht weiter simuliert, sondern seine Energie auf die Umgebung verteilt. Dieser Eingriff in die Entwicklung des elektromagnetischen Schauers ist nicht sehr groß, da der Photoeffekt nur bei sehr niedrigen Photonenenergien von einigen 100 keV stattfindet.

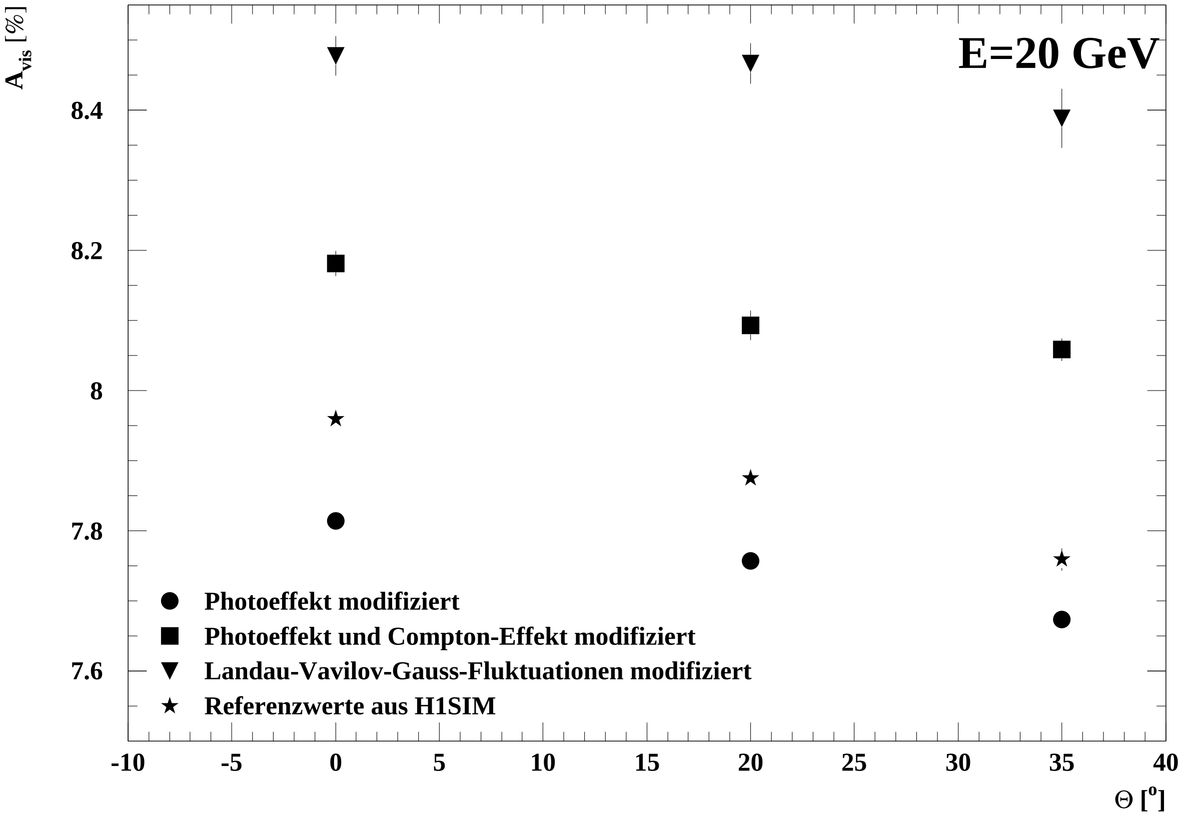

Abbildung 7.8: Mit H1SIM ermittelter sichtbarer Energieanteil bei unterschiedlichen Einschußwinkeln. Für verschiedene physikalische Prozesse wurden die erzeugten Elektronen lokal deponiert. Die Einschußenergie ist $20 GeV$, und die verwendeten Abschneideenergien sind $200 keV$ für Photonen und $1 MeV$ kinetische Energie für Elektronen.

Daher haben die entstehenden Elektronen nur eine sehr geringe Reichweite. Da der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt mit der fünften Potenz der Kernladungszahl Z des Mediums ansteigt [Loh83], findet dieser Prozeß mit wesentlich höherer Wahrscheinlichkeit in den Bleischichten als in den Argon– und G10–Schichten statt. Wird nun das entstandene Elektron lokal im Blei deponiert, so verkleinert sich der sichtbare Energieanteil. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse der Simulation, siehe Abbildung 7.8, bestätigt. Man erkennt außerdem, daß die sichtbare Energie nach wie vor stark vom Einschußwinkel Θ relativ zur Normalen der Absorberplatten abhängt.

Als nächstes werden zusätzlich alle Elektronen, die durch den Compton–Effekt erzeugt werden, lokal deponiert. Gemittelt über alle Wechselwirkungen ist die Energiedeposition im Blei 13 mal so groß wie im flüssigen Argon. Der Wirkungsquerschnitt für den Compton–Effekt ist nach [Loh83] proportional zu Z; er ist für Photonen im Blei also 6 mal so groß wie im flüssigen Argon. Werden alle diejenigen Elektronen lokal deponiert, die durch einen Compton–Effekt erzeugt werden, so deponieren sie im Blei nur 6 mal soviel Energie wie im flüssigen Argon. Daher erwartet man bei diesen Simulationen einen Anstieg der sichtbaren Energie. In Abbildung 7.8 erkennt man neben diesem Anstieg, daß die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils nach wie vor vorhanden ist.

Durchquert ein Elektron oder ein anderes geladenes Teilchen Materie, so verliert es aufgrund von Stoßprozessen mit den Atomkernen und den Hüllenelektronen Energie. Dabei kann es vorkommen, daß auf ein einzelnes Elektron derartig viel Energie übertragen wird, daß es sich vom Atom löst und seinerseits durch Stoßprozesse Energie auf andere Atome überträgt. Ein solches Elektron nennt man δ–Elektron. Eine analytische Beschreibung für diesen Prozeß wurde von Landau [Lan44] und von Vavilov [Vav57] abgeleitet. In der Simulation mit GEANT hat man zwei Möglichkeiten: Bei der ersten Möglichkeit wird bei Energieüberträgen oberhalb einer einstellbaren Schwellenenergie ein Atom ionisiert und das freigewordene δ–Elektron weiter simuliert. Alternativ hierzu kann der Benutzer einstellen, daß das δ–Elektron nicht simuliert, sondern dessen Energie lokal deponiert wird. Die erste Möglichkeit entspricht eher der Realität als die zweite, so daß üblicherweise die explizite Verfolgung von δ–Elektronen in der Simulation gewählt wird. Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines δ–Elektrons ist nach [Bru87] ebenso wie beim Compton–Effekt proportional zur Atomladungszahl Z. Wird die Energie aller entstandenen δ–Elektronen lokal deponiert, so wird relativ zur gesamten Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer mehr Energie im Argon deponiert, so daß der sichtbare Energieanteil ansteigt. Abbildung 7.8 bestätigt diese Annahme und zeigt, daß die sichtbare Energie nach wie vor vom Einschußwinkel des Elektrons abhängt.

Daher ist die Vermutung naheliegend, daß diese Winkelabhängigkeit nicht nur bei Elektronen, sondern auch bei anderen Teilchenarten auftritt. Aus diesem Grunde wurde die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils von Myonen in der groben Geometriebeschreibung untersucht. Myonen besitzen eine ca. 200–fach größere Ruhemasse M als Elektronen. Da der Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozeß proportional zu $1/M^4$ ist [Loh83], kann diese Wechselwirkung im Gegensatz zu Elektronen für Myonen vernachlässigt werden. Deshalb erzeugen nur sehr wenige Myonen elektromagnetische Schauer. Durchdringt ein Myon Materie, so verliert es gemäß der Bethe–Bloch–Formel (2.5) kontinuierlich Energie und geht in guter Näherung keine weiteren Wechselwirkungen mit der Materie ein. Aus diesem Grund besitzen Myonen eine große Reichweite in Materie. Um sie in der Simulation vollständig im Kalorimeter zu absorbieren, wurde eine in allen Richtungen 20 Meter weit ausgedehnte Schichtfolge eines FBE–Moduls programmiert. Der sichtbare Energieanteil A_{vis} eines Myons kann durch den eines minimalionisierenden Teilchens abgeschätzt werden. Dazu wird der minimale Energieverlust $\frac{dE}{dx}|_{min}$ in jedem Material mit der jeweiligen Schichtdicke in einer Ausleseeinheit gewichtet und das Verhältnis aus den Beiträgen sichtbarer und unsichtbarer Energie gebildet:

$$\begin{aligned} A_{vis} &= \frac{0,235 \cdot \frac{dE}{dx}|_{min,Ar}}{0,235 \cdot \frac{dE}{dx}|_{min,Ar} + 0,238 \cdot \frac{dE}{dx}|_{min,Pb} + 0,119 \cdot \frac{dE}{dx}|_{min,G10-HV} + 0,108 \cdot \frac{dE}{dx}|_{min,G10-RO}} \\ A_{vis} &= 11,1\% \end{aligned}$$

Die Werte für den minimalen Ionisationsverlust in den verschiedenen Materialien sind Tabelle 7.1 entnommen. Das Resultat der Simulationen ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Der sichtbare Energieanteil A_{vis} liegt mit ca. $10,6\%$ deutlich über dem Wert für Elektronen, aber unter demjenigen für minimalionisierende Teilchen, da Myonen nur näherungsweise minimalionisierende Teilchen sind und weil in einigen Fällen Bremsstrahlungsprozesse auftreten.

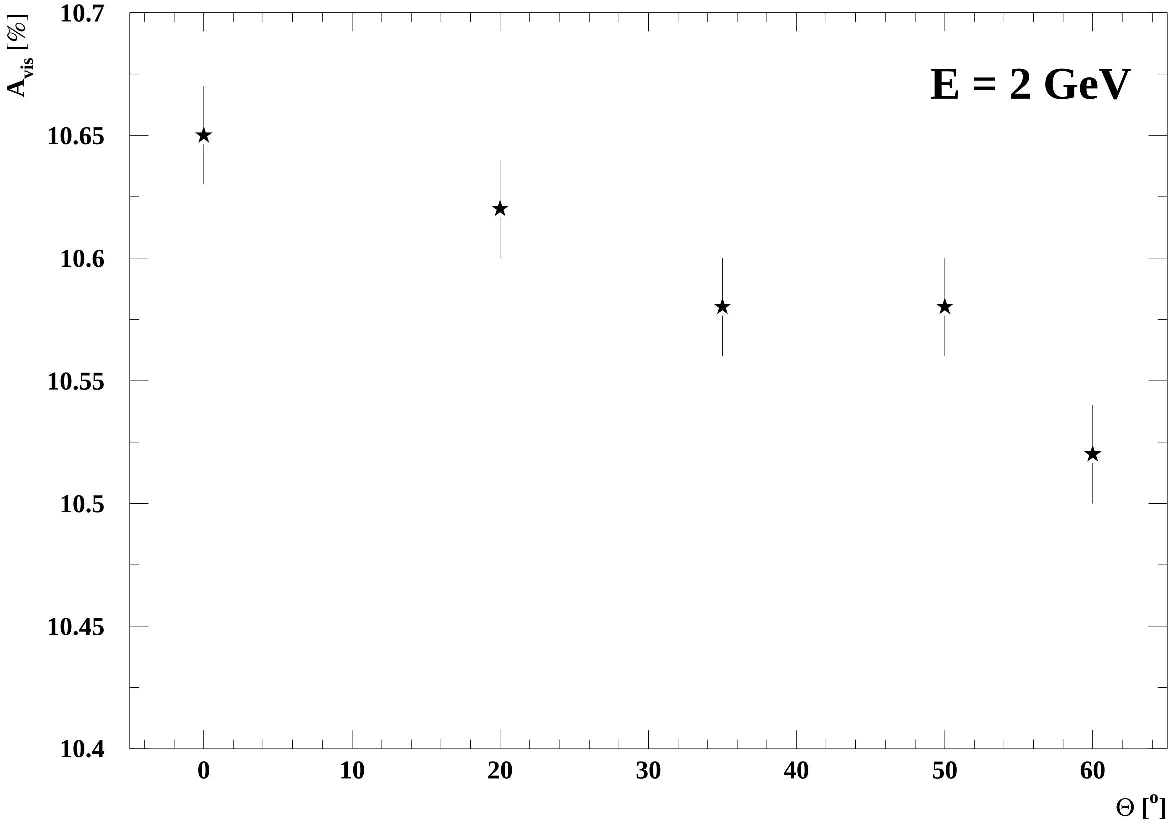

Abbildung 7.9: Sichtbarer Energieanteil für vollständig im Kalorimeter absorbierte Myonen als Funktion des Einschußwinkels Θ. In der Simulation wurde die grobe Geometriebeschreibung verwendet.

Im Intervall $0° \le \Theta \le 35°$ fällt der sichtbare Energieanteil von $(10,65 \pm 0,02)\%$ auf $(10,58 \pm 0,02)\%$, was einer Abnahme von $(0,66 \pm 0,26)\%$ entspricht. Diese Abnahme ist deutlich kleiner als der oben ermittelte Wert für elektromagnetische Schauer, bleibt aber signifikant.

Zusammenfassend kann man sagen, daß keiner der analysierten physikalischen Prozesse für die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energianteils in einem elektromagnetischen Schauer verantwortlich ist. Darüberhinaus wurde festgestellt, daß die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils in der Simulation mit GEANT nicht auf Schauer, die durch Elektronen ausgelöst werden, beschränkt ist.

7.6 Untersuchung von Mechanismen, die zur Winkelabhängigkeit der sichtbaren Energie führen

7.6.1 Der Einfluß der G10–Platten auf die sichtbare Energie

In diesem Abschnitt soll der Frage nachgegangen werden, durch welchen Effekt der sichtbare Energieanteil in der detaillierten Simulation um 3,6% niedriger liegt als in der Simu-

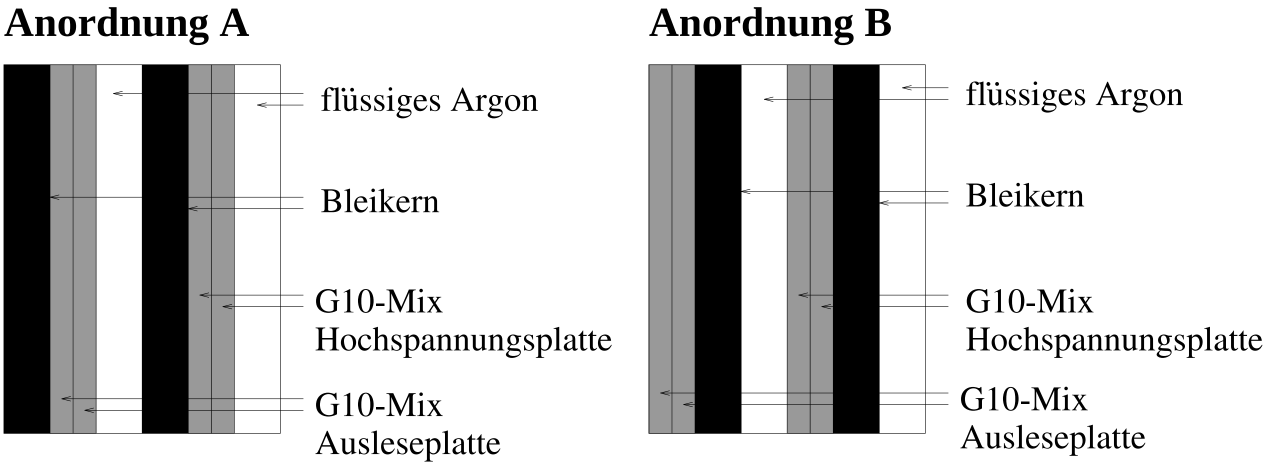

Abbildung 7.10: Schematische Darstellung von 2 weiteren Geometrien. Das einlaufende Elektron durchquert die Schichtfolge von links nach rechts. Bei Anordnung A befinden sich die G10–Mischungen aus Sicht des einlaufenden Elektrons hinter und bei Anordnung B vor dem Bleikern der entsprechenden Absorberplatte.

lation der groben Geometrie. Zu diesem Zweck wurden zwei weitere Anordnungen mit in die Simulation aufgenommen, die in Abbildung 7.10 dargestellt sind. Beide stellen eine Abänderung der detaillierten Geometrie dar. Bei Anordnung A befinden sich aus Sicht des einfallenden Elektrons beide G10–Mischungen hinter dem Bleikern der Absorberplatte, während sie bei Anordnung B vor diesem plaziert sind. Für ein minimalionisierendes Teilchen, das nur aufgrund von kontinuierlichem Energieverlust gemäß der Bethe–Bloch–Formel (2.5) Energie verliert und keine Sekundärteilchen erzeugt, hat diese Umschichtung der G10–Mischungen keinen Einfluß auf die sichtbare Energie. Sollten sich signifikante Unterschiede dieser Größe für elektromagnetische Schauer ergeben, so müssen sie durch die in großer Zahl entstandenen Sekundärteilchen begründet sein. Im einzelnen wurden die in Tabelle 7.2 aufgeführten Resultate erzielt.

Man erkennt, daß der Wert für den sichtbaren Energieanteil bei Anordnung A um $5,2\%$ niedriger ist als bei der detaillierten Geometriebeschreibung, während er bei Anordnung B um $12,6\%$ darüber liegt. Dieser große Unterschied kann wie folgt erklärt werden: Der durch das einfallende Elektron induzierte elektromagnetische Schauer besteht zum großen Teil aus niederenergetischen Teilchen. In den Absorberschichten aus Blei dominieren nach Kapitel 2.1 für Photonen der Energie unterhalb von $\sim 1MeV$ die Prozesse Photoeffekt und Compton–Streuung. Die durch diese Prozesse erzeugten Elektronen streuen symmetrisch um die Richtung des primären Teilchens. In Anordnung A müssen diese Elektronen zunächst zwei Schichten aus G10–Mix durchqueren, bevor sie in eine Argonschicht gelangen und dort durch Ionisation zur sichtbaren Energie beitragen. In diesen Schichten ist der kontinuierliche Energieverlust für niederenergetische Elektronen sehr groß, so daß hier viele der in den Bleischichten erzeugten Elektronen absorbiert werden. In Anordnung B hingegen tragen alle Teilchen, die eine Bleischicht in Richtung des primären Elektrons verlassen, zur sichtbaren Energie bei, so daß der sichtbare Energieanteil deutlich höher ist

	Sichtbarer Energieanteil [%] bei Einschußwinkel		Relative Änderung
Geometrie	0°	35°	
grob	7.96	7.82	-1.8%
detailliert	7.67	7.48	-2.5%
Anordnung A	7.27	7.09	-2.5%
Anordnung B	8.64	8.30	-3.9%

Tabelle 7.2: Sichtbarer Energieanteil eines elektromagnetischen Schauers bei Einschußwinkeln von 0° und 35° und unterschiedlichen Geometriebeschreibungen. Die grobe und die detaillierte Geometrie sind in Abbildung 7.4 und die Anordnungen A und B in Abbildung 7.10 skizziert.

als bei Anordnung A und als bei der detaillierten Geometriebeschreibung.

Der Effekt, daß G10–Schichten als Absorber für niederenergetische Elektronen wirken, wurde bereits von [Sic89] dokumentiert. Es wurden verschiedene Versuche durchgeführt, bei denen G10–Schichten unterschiedlicher Dicke an unterschiedlichen Positionen in ein Silizium–Uran–Sampling–Kalorimeter eingebracht wurden. Hierbei konnte der sichtbare Energieanteil je nach Position im Kalorimeter unterschiedlich stark reduziert werden. Wurden G10–Schichten der Dicke $5mm$ zwischen den Absorberplatten positioniert, so betrug die Reduktion des sichtbaren Energieanteils $9,5\%$. Diese Reduktion wurde allein durch das zusätzlich eingebrachte insensitive Material verursacht. Wurden die gleichen Schichten aus Sicht des primären Elektrons hinter den Absorberplatten positioniert, so betrug die Reduktion des sichtbaren Energieanteils 29%, was durch die Absorption niederenergetischer Elektronen in den G10–Schichten erklärt werden kann. Die absolute Größe dieser Reduktion hängt nach [Sic91] logarithmisch von der Dicke der hinter den Absorberplatten eingebrachten G10–Schichten ab.

Mit Hilfe dieses Effektes kann nun der Unterschied der detaillierten und der groben Geometriebeschreibung erklärt werden: In der detaillierten Beschreibung ist der Bleikern beidseitig von Schichten aus G10–Mix umgeben, was zu einer Verkleinerung des sichtbaren Energieanteils verglichen mit der groben Geometriebeschreibung führt.

7.6.2 Der Einfluß von niederenergetischen Elektronen bei Variation der Dicken von Flüssigargon–Schichten und Absorberplatten

Trifft ein Teilchen unter einem Winkel Θ auf ein Modul des FBE–Kalorimeters, so legt es in einer Argonschicht die Strecke $a/\cos(\Theta)$ und in einer Absorberplatte die Strecke $b/\cos(\Theta)$

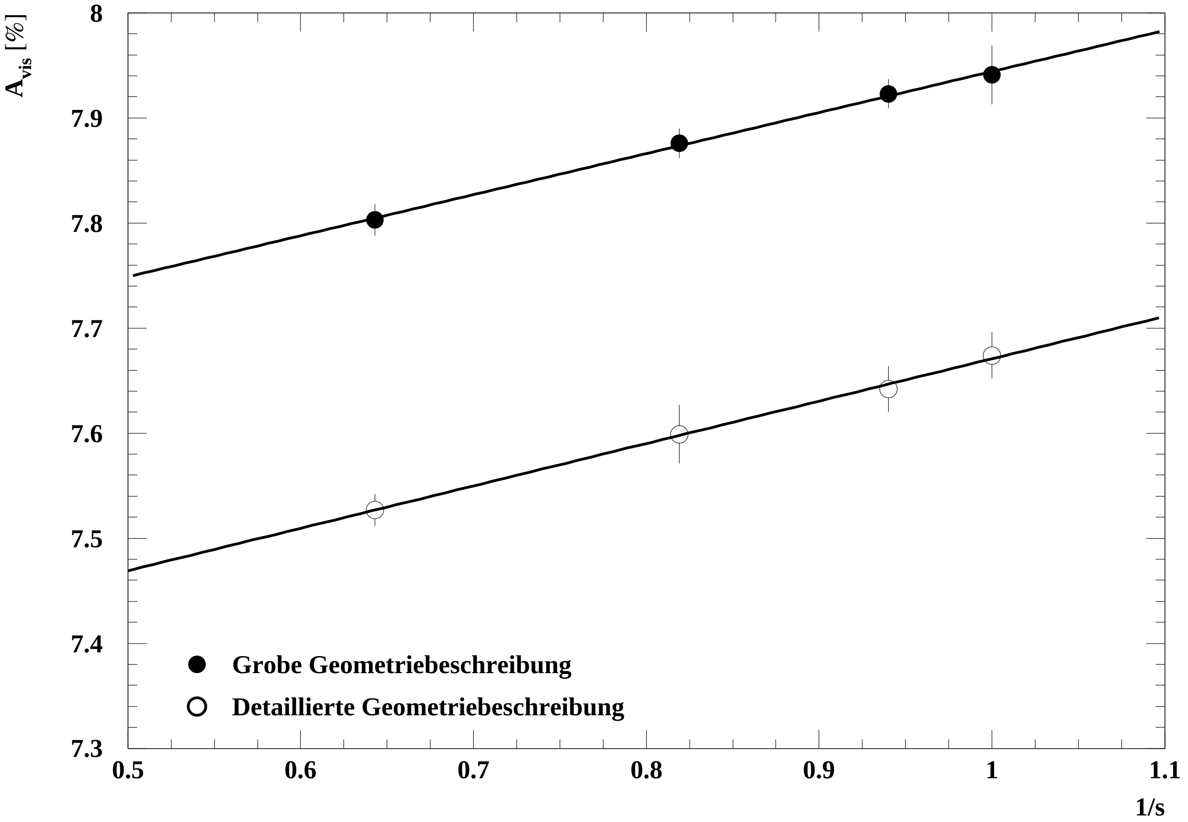

Abbildung 7.11: Sichtbarer Energieanteil für Elektronen bei unterschiedlichen Argon– und Absorberplattendicken, aufgetragen gegen den Kehrwert der relativen Längenänderung s. An die Werte wurde eine Gerade angepaßt.

zurück, wenn a die Dicke einer Argonschicht und b die Dicke einer Absorberplatte ist. Da hierbei das Verhältnis der Wegstrecken in Argon und in den Platten nicht vom Winkel Θ abhängt, folgt, daß auch das Verhältnis der deponierten Energien unabhängig von Θ sein sollte. Für eine äquivalente Anordnung, in der die Argonschichten eine Dicke von $s \cdot a$ und die Absorberplatten eine Dicke von $s \cdot b$ besitzen, erwartet man aus dem gleichen Grund keine Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils von der relativen Längenänderung s. Im folgenden wurden für die grobe und die detaillierte Geometriebeschreibung Elektronen der Energie $20 GeV$ bei senkrechtem Auftreffwinkel Θ simuliert, wobei der Faktor s zwischen $s = 1,00$ und $s = 1,556$ variiert wurde.

In Abbildung 7.11 ist der sichtbare Energieanteil in Abhängigkeit vom Kehrwert $1/s$ der relativen Längenänderung dargestellt. Der sichtbare Energieanteil wird mit zunehmenden Dicken der Argonschichten und Absorberplatten kleiner. Der Abfall zwischen $s = 1,0$ und $s = 1,556$ beträgt $1,8\%$ für die grobe und $2,0\%$ für die detaillierte Geometriebeschreibung.

Das folgende einfache Modell kann benutzt werden, um die Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils A_{vis} von s zu verstehen: Im Abschnitt 7.6.1 konnte gezeigt werden, daß niederenergetische Elektronen einen signifikanten Beitrag zur sichtbaren Energie leisten.

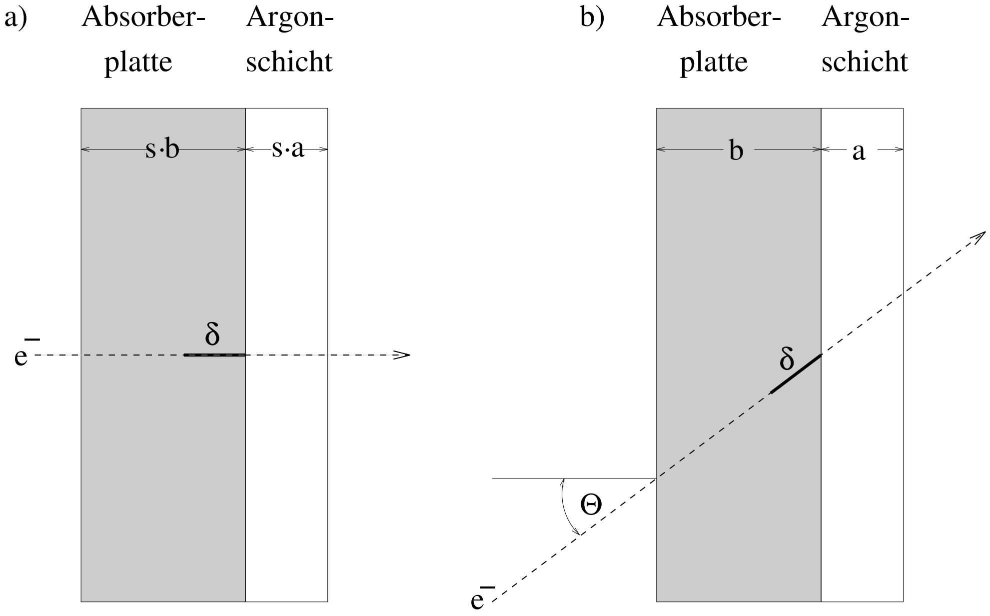

Abbildung 7.12: Schematische Darstellung zum Beitrag niederenergetischer Elektronen zum sichtbaren Energieanteil. Erläuterungen siehe Text.

Daher läßt sich die sichtbare Energie in zwei Anteile aufspalten:

$$E_{vis} = E_{vis,0} + E_{vis,ne}. \tag{7.2}$$

$E_{vis,0}$ ist ein konstanter Term und $E_{vis,ne}$ berücksichtigt den Beitrag niederenergetischer Elektronen. Nimmt man vereinfachend an, daß die im Blei erzeugten niederenergetischen Elektronen im Mittel in Richtung des primären Elektrons laufen und im Mittel eine Reichweite δ besitzen, so ergibt sich die in Abbildung 7.12 a) skizzierte Situation. Wird ein niederenergetisches Elektron an einem Ort erzeugt, dessen Entfernung zur nächsten Argonschicht kleiner als δ ist, wird es die nächste Argonschicht erreichen und kann einen Beitrag zur sichtbaren Energie leisten. Betrachtet man nun eine Ausleseeinheit bestehend aus einer Absorberplatte der Dicke $s \cdot b$ und einer Argonschicht der Dicke $s \cdot a$, so ist in dieser Zelle der Beitrag $E_{vis,ne}$ der niederenergetischen Elektronen proportional zu $\delta/(s \cdot a + s \cdot b)$:

$$E_{vis,ne} = A \frac{\delta}{s \cdot a + s \cdot b} = A \frac{\delta}{a+b} \cdot \frac{1}{s}. \tag{7.3}$$

Diese Formel besagt, daß die sichtbare Energie mit zunehmenden Werten für s, also breiter werdenden Absorberplatten und Argonschichten, abfällt. Da das Kalorimeter in der hier simulierten Geometrie den gesamten elektromagnetischen Schauer absorbiert, ist die deponierte Energie E_{dep} gleich der Energie E_0 des primären Teilchens. Daher gilt für den sichtbaren Energieanteil A_{vis}:

$$A_{vis} = \frac{E_{vis}}{E_{dep}} = \frac{E_{vis,0}}{E_0} + \frac{A}{E_0} \cdot \frac{\delta}{a+b} \cdot \frac{1}{s}. \tag{7.4}$$

Trägt man die Werte des sichtbaren Energieanteils gegen $1/s$ auf, so erwartet man einen linearen Zusammenhang. Abbildung 7.11 zeigt, daß diese Vorhersage des einfachen Modells erfüllt ist. Über die Steigung der Geraden, in die die unbekannten Größen A und δ eingehen, kann jedoch keine Vorhersage gemacht werden. Hierzu müßte die Anzahl der im Blei erzeugten Elektronen, ihre Energie– und Winkelverteilung in Abhängigkeit von der Schauertiefe bekannt sein.

7.6.3 Der Einfluß von niederenergetischen Elektronen bei Variation des Einschußwinkels

In diesem Abschnitt soll das oben beschriebene vereinfachte Modell angewendet werden, um die Abhängigkeit des sichtbaren Energieanteils A_{vis} vom Einschußwinkel Θ zu verstehen. Die Dicke a der Argonschichten und die Dicke b der Absorberplatten werden hierbei nicht variiert. Ein Teilchen, das sich in Richtung des primären Teilchens bewegt, legt in einer Absorberplatte die Strecke $b/\cos(\Theta)$ und in einer Argonschicht die Strecke $a/\cos(\Theta)$ zurück, vgl. Abbildung 7.12 b). Wie im vorherigen Abschnitt wird der Beitrag der niederenergetischen Elektronen zur sichtbaren Energie gesondert berücksichtigt:

$$E_{vis} = E_{vis,0} + E_{vis,ne}. \tag{7.5}$$

Werden niederenergetische Elektronen in einer Absorberplatte erzeugt, so muß im Mittel die Entfernung zur nächsten Argonschicht kleiner als die Reichweite δ sein, um zur sichtbaren Energie beizutragen. Für eine Ausleseeinheit bestehend aus einer Absorberplatte und einer Argonschicht ergibt sich der Beitrag $E_{vis,ne}$ zu:

$$E_{vis,ne} = B\frac{\delta}{\frac{a}{\cos(\Theta)} + \frac{b}{\cos(\Theta)}} = B\frac{\delta}{a+b} \cdot \cos(\Theta), \tag{7.6}$$

wobei B eine unbekannte Proportionalitätskonstante ist. Insgesamt ergibt sich für die sichtbare Energie:

$$E_{vis} = E_{vis,0} + B\frac{\delta}{a+b} \cdot \cos(\Theta). \tag{7.7}$$

Die Vorhersage dieses einfachen Modells ist also, daß die sichtbare Energie eines elektromagnetischen Schauers mit zunehmendem Einschußwinkel Θ kleiner wird. Da das Kalorimeter ebenso wie im vorherigen Abschnitt den gesamten elektromagnetischen Schauer absorbiert, ist die deponierte Energie E_{dep} gleich der Energie E_0 des primären Teilchens. Daher sollte auch der sichtbare Energieanteil $A_{vis} = E_{vis}/E_{dep}$ mit größer werdendem Einschußwinkel abnehmen. Abbildung 7.13 zeigt den sichtbaren Energieanteil elektromagnetischer Schauer in Abhängigkeit vom Cosinus des Einschußwinkels Θ. Die Simulationen wurden sowohl für die grobe als auch für die detaillierte Geometriebeschreibung durchgeführt. In beiden Fällen wird die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils gut durch eine angepaßte Funktion der Form $A_{vis} = N + M\cos(\Theta)$ beschrieben.

7.6.4 Schlußfolgerungen

Es konnte gezeigt werden, daß bei der Simulation der FBE–Samplingstruktur mit dem Programmpaket GEANT die G10–Schichten der Absorberplatten einen starken Einfluß

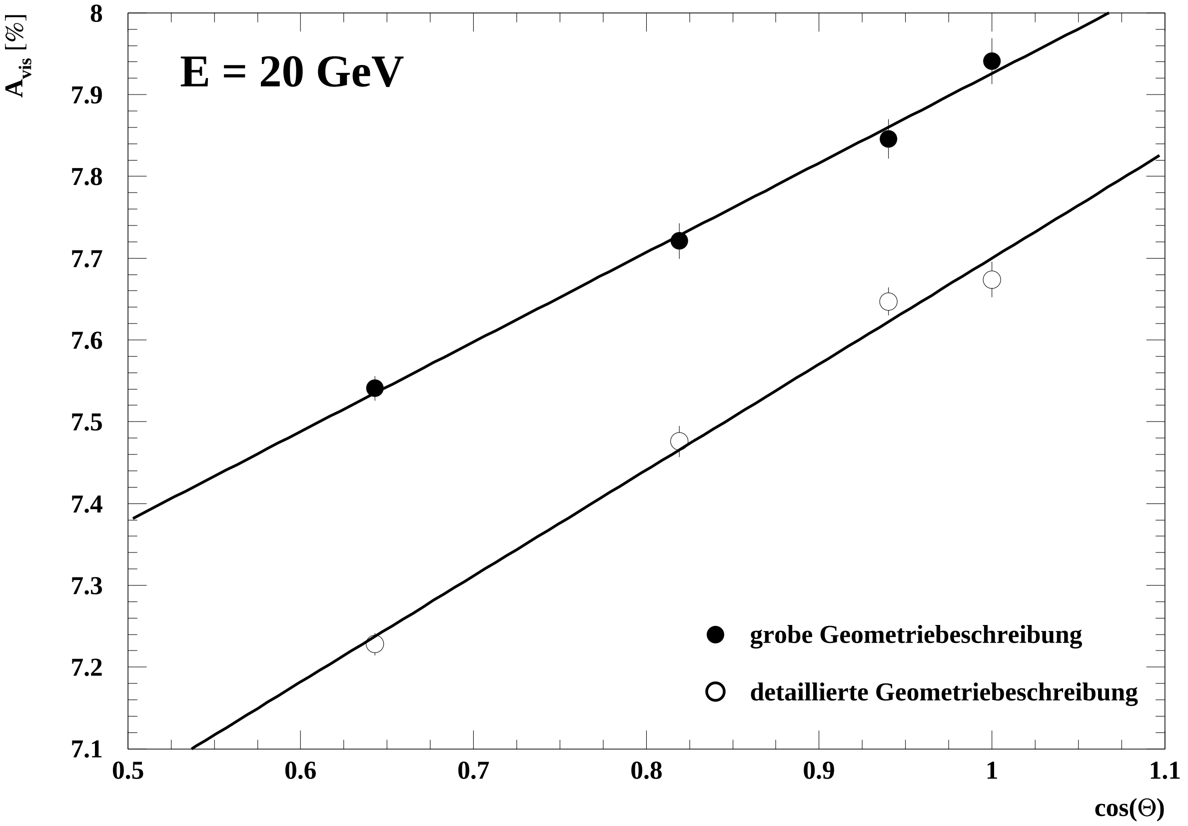

Abbildung 7.13: Sichtbarer Energieanteil für Elektronen bei unterschiedlichen Einschußwinkeln Θ. Es wurde eine Funktion der Form $A_{vis} = N + M cos\Theta$ angepaßt.

auf den sichtbaren Energieanteil haben. Die G10–Schichten wirken als Absorber für niederenergetische Elektronen, was bereits experimentell von der Sicapo–Collaboration [Sic89] festgestellt wurde. Unter Berücksichtigung dieses Effekts konnte ein Modell entwickelt werden, das die Abnahme des sichtbaren Energieanteils bei gleichmäßiger Zunahme der Argon– und Absorberschichtdicken qualitativ richtig beschreibt. Die Anwendung dieses Modells auf das Verhalten des sichtbaren Energieanteils bei Variationen des Einschußwinkels Θ liefert die Vorhersage $A_{vis} = N + M\cos\Theta$, die durch Simulationen mit GEANT bestätigt wird. Vom physikalischen Standpunkt aus gesehen ist die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils daher auch für reale Ereignisse zu erwarten. Allerdings liefert das Modell keine Vorhersage für die Größe M, die Stärke der Winkelabhängigkeit. Es ist daher denkbar, daß in den Simulationen mit EGS4 [Tam92] gilt: $M \approx 0$. Durch die vorliegenden Simulationen läßt sich daher nicht ermitteln, welches der beiden Programme reale elektromagnetische Schauer besser beschreibt.

Um endgültige Aussagen über die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils in realen Ereignissen im H1–Detektor zu machen, werden Ereignisse von Elektronen bekannter Energie im H1–Detektor benötigt, die unter verschiedenen Winkeln auf ein Modul des Flüssigargon–Kalorimeters auftreffen. Eine Möglichkeit zur Selektion solcher Ereignisse wird im nächsten Abschnitt vorgestellt. Zu beachten ist dabei das Magnetfeld von 1,2

Tesla im H1–Detektor. Dieses Magnetfeld wurde weder in den Simulationen mit EGS4 noch in denen mit GEANT berücksichtigt.

7.7 Vergleich des Modells mit Daten

Um das im vorherigen Abschnitt entwickelte Modell zu überprüfen, benötigt man Daten von realen Ereignissen. Diese Ereignisse müssen derart beschaffen sein, daß Elektronen bekannter Energie mit unterschiedlichen Einschußwinkeln auf ein Modul des H1–Flüssigargon–Kalorimeters auftreffen. Die zur Kalibrierung jedes Kalorimeterrings durchgeführten CERN–Tests sind hierfür ungeeignet, da der Einschußwinkel auf die Module nicht variiert wurde.

Zu Testzwecken werden während strahlfreier Zeiten mit dem H1–Detektor Daten von kosmischen Myonen genommen. Kosmische Myonen entstehen in der Erdatmosphäre und erreichen die Erdoberfläche, da sie wie in Kapitel 7.5 erwähnt außer kontinuierlichem Energieverlust kaum weitere Wechselwirkungen mit Materie eingehen. Die Myonen erreichen den H1–Detektor und durchdringen ihn in der Regel vollständig. Dabei entsteht in den Myon–Kammern, im Kalorimeter und in einer inneren Spurkammer ein Signal. In einigen Fällen strahlt ein Myon durch einen Bremsstrahlungsprozeß im H1–Detektor ein hochenergetisches Photon ab. Ein solches Photon konvertiert durch einen Paarbildungsprozeß in ein e^+e^-–Paar, und im weiteren Verlauf entstehen zwei elektromagnetische Schauer. Findet die Paarbildung des Photons unmittelbar vor Eintritt in die zentrale Spurkammer statt, so gelangt das erzeugte e^+e^-–Paar in die zentrale Spurkammer, in der die Impulse der Teilchen gemessen werden. Anschließend erreichen die Teilchen das Kalorimeter, in dem ihre Energie bestimmt wird. Die graphische Darstellung eines solchen Ereignisses ist in Abbildung 7.14 zu sehen. In dem radialen Schnitt durch den Detektor kann das Myon klar aufgrund der Signale im hadronischen Kalorimeter und der zugehörigen Spur in den zentralen Spurkammern identifiziert werden. Außerdem sind die Spuren zweier entgegengesetzt geladener Teilchen zu erkennen. Diese Teilchen haben zusätzlich ein Signal im elektromagnetischen Kalorimeter erzeugt und konnten so als Elektron und Positron identifiziert werden. Solche Ereignisse erfüllen die geforderten Bedingungen: Elektronen oder Positronen, deren Impuls in der zentralen Spurkammer bestimmt wird, treffen unter verschiedenen Winkeln auf Module des Flüssigargon–Kalorimeters. Zu weiteren Untersuchungen wurden diejenigen Ereignisse ausgewählt, die folgende Kriterien erfüllen [Gay94]:

1) In der zentralen Spurkammer kann die Spur eines Myons rekonstruiert werden.

2) Es kann wenigstens eine Spur in der zentralen Spurkammer gefunden werden, die einem elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter zugeordnet ist.

3) Der rekonstruierte Impuls dieser Spur ist größer als $0,6 GeV/c$.

4) Der elektromagnetische Schauer im Kalorimeter befindet sich nicht in einem Φ–Crack.

Diese Kriterien wurden von 1557 Ereignissen der 1992 und 1993 aufgezeichneten Daten erfüllt. Das Spektrum der in der Spurkammer rekonstruierten Impulse $|\vec{p}_{Sp}|$ ist in Abbildung 7.15 dargestellt. Es ist zu hohen Impulsen hin exponentiell abfallend, und der

Abbildung 7.14: Graphische Darstellung eines der selektierten Ereignisse kosmischer Myonen, die durch einen Bremsstrahlungsprozeß ein Elektron–Positron–Paar erzeugen.

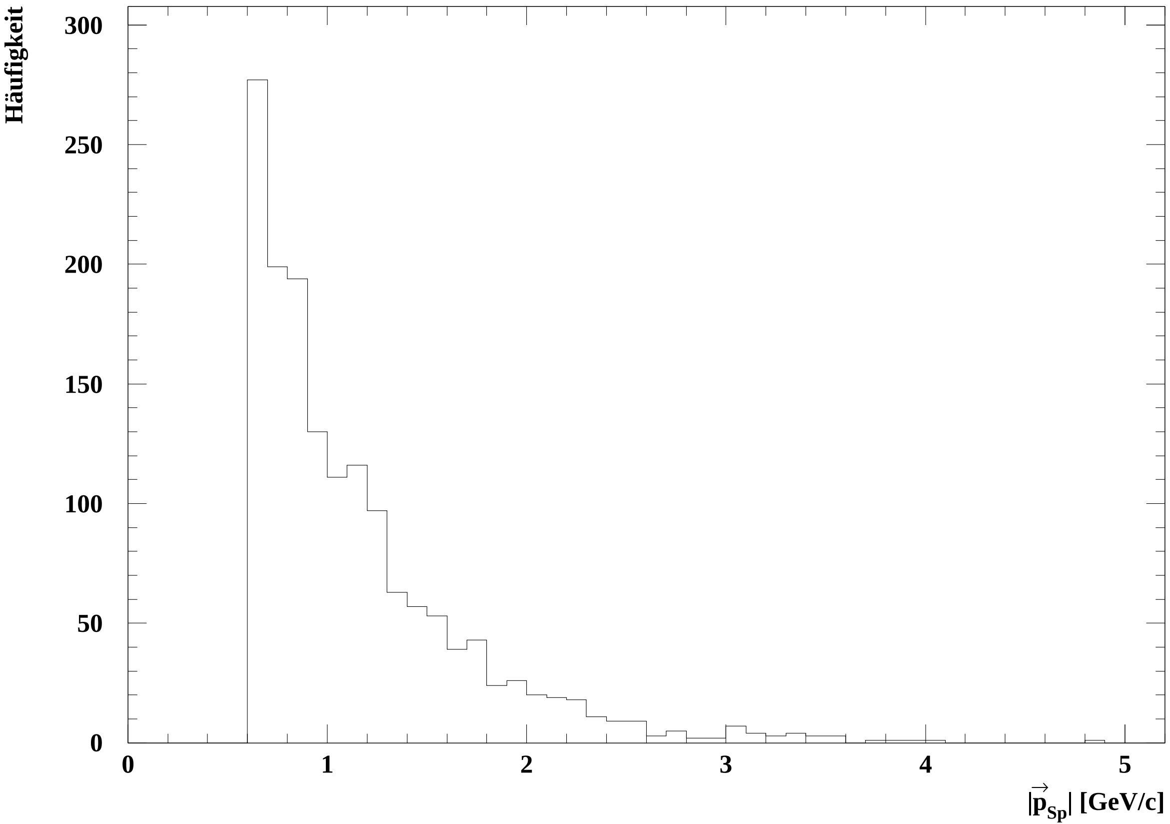

Abbildung 7.15: Impulsspektrum der selektierten Elektronen und Positronen aus Ereignissen kosmischer Myonen.

Mittelwert beträgt $\langle|\vec{p}_{Sp}|\rangle = 1,16 GeV/c$. Die Impulsauflösung der zentralen Spurkammer ist nach [Col94] $\sigma_p/p \approx 2\% \cdot p[GeV/c]$, so daß der relative Fehler der rekonstruierten Impulse ca. 2% beträgt. Dieser Fehler ist vernachlässigbar klein verglichen mit dem relativen Fehler von ca. 12% der Energiemessung mit dem Kalorimeter.

Die Verteilung des Auftreffwinkels Θ_{Normal} relativ zur Normalen der Absorberplatten zeigt Abbildung 7.16. Der Auftreffwinkel Θ_{Normal} variiert zwischen 0° und 58° und hat ein breites Maximum bei ca. 25°.

Für Elektronen mit einem Impuls von $|\vec{p}| \approx 0,6 GeV/c$ ist die Energie in guter Näherung gleich ihrem Impuls, da die Ruhemasse $m_0c^2 = 0,511 MeV$ verglichen mit dem Impuls vernachlässigt werden kann. Geht man davon aus, daß der sichtbare Energieanteil eines elektromagnetischen Schauers unabhängig vom Einschußwinkel in das Flüssigargon–Kalorimeter ist, so sollte das Verhältnis $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}|$ für alle Winkel Θ_{Normal} gleich 1 sein. E_{Kalo} ist hierbei die mit dem Kalorimeter gemessene Energie. Abbildung 7.17 zeigt dieses Verhältnis für die selektierten Ereignisse in Abhängigkeit von Θ_{Normal}. Man erkennt, daß eine starke Winkelabhängigkeit vorhanden ist. Die Anpassung der Funktion $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}| = P_D + Q_D \cos(\Theta_{Normal})$ ergibt:

$$P_D = 0,689 \pm 0,066 \qquad \text{und} \qquad Q_D = 0,266 \pm 0,074. \tag{7.8}$$

Diese Abhängigkeit deutet darauf hin, daß der sichtbare Energieanteil in realen Er-

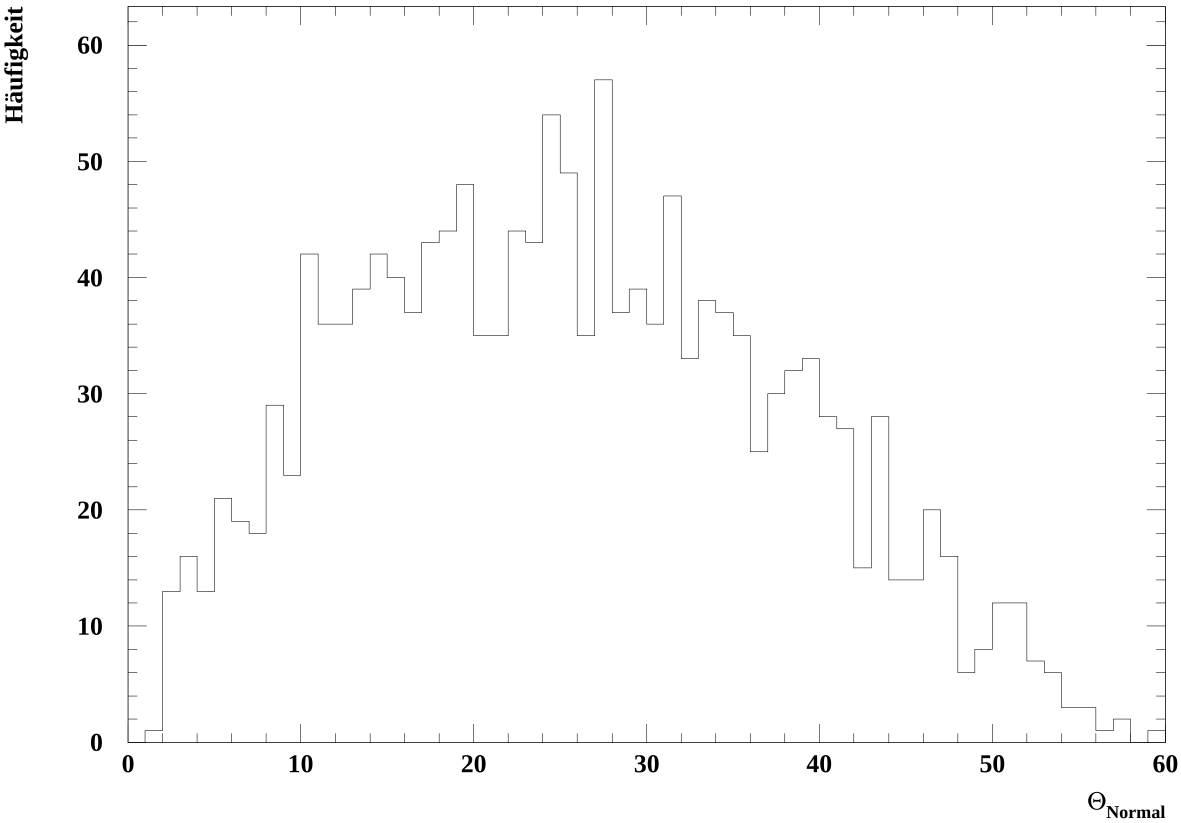

Abbildung 7.16: Verteilung der Auftreffwinkel der selektierten Ereignisse auf das Kalorimeter. Θ_{Normal} wird relativ zur Normalen der Absorberplatten gemessen.

eignissen vom Einschußwinkel Θ_{Normal} abhängt. Der Abfall zwischen $\Theta_{Normal} = 0°$ und $\Theta_{Normal} = 35°$ beträgt $5,0\%$ und liegt doppelt so hoch wie der mit GEANT ermittelte Wert von $2,5\%$.

Um allerdings endgültige Aussagen zu machen, muß ausgeschlossen werden, daß die in den Daten beobachtete Winkelabhängigkeit durch andere Effekte verursacht wird. Ein solcher Effekt könnte z.B. sein, daß die Teilchen mit zunehmendem Einschußwinkel mehr inaktives Material durchqueren, bevor sie in das Kalorimeter gelangen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurden die selektierten Ereignisse von Gayler mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM simuliert. Das Resultat ist ebenfalls in Abbildung 7.17 dargestellt. Auch für simulierte Ereignisse fällt das Verhältnis $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}|$ mit zunehmendem Einschußwinkel Θ_{Normal} ab. Die Anpassung der Funktion $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}| = P_S + Q_S \cos(\Theta_{Normal})$ liefert:

$$P_S = 0,771 \pm 0,070 \qquad \text{und} \qquad Q_S = 0,266 \pm 0,074. \tag{7.9}$$

Die Stärke der Winkelabhängigkeit wird durch den Parameter Q_S bestimmt, der innerhalb der statistischen Fehler mit dem für reale Ereignisse ermittelten Wert von Q_D übereinstimmt. Unter der Annahme, daß das Simulationsprogramm H1SIM die Geometrie des Detektors richtig beschreibt, kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der sichtbare Energieanteil auch für reale Ereignisse vom Auftreffwinkel auf das Kalorimeter abhängt.

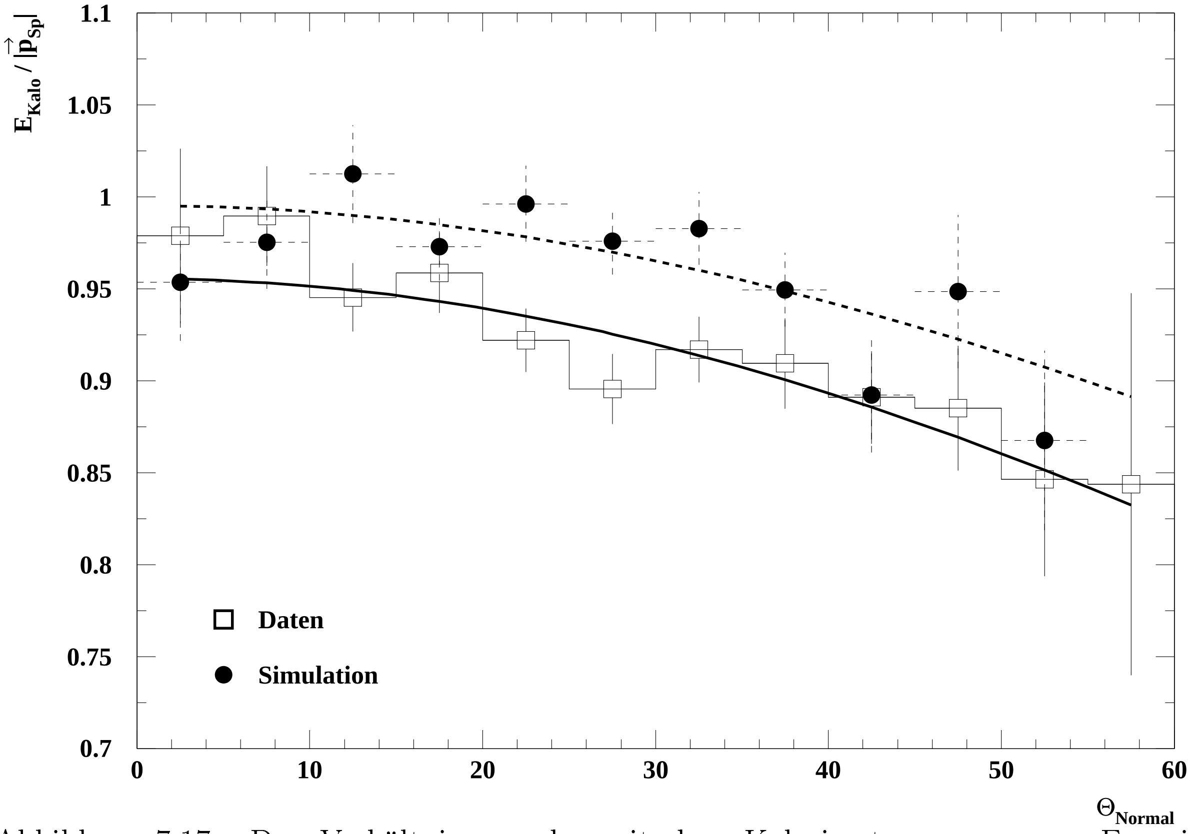

Abbildung 7.17: Das Verhältnis aus der mit dem Kalorimeter gemessenen Energie E_{Kalo} und dem mit der zentralen Spurkammer rekonstruierten Impuls $|\vec{p}_{Sp}|$ für reale und simulierte Ereignisse als Funktion des Einschußwinkels Θ_{Normal} relativ zur Normalen der Absorberplatten. An die Werte wurde eine Funktion der Form $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}| = P + Q\cos(\Theta_{Normal})$ angepaßt. Die Daten wurden von Gayler zur Verfügung gestellt.

Allerdings zeigt Abbildung 7.17, daß das Verhältnis $E_{Kalo}/|\vec{p}_{Sp}|$ für die Simulation um mehr als 4% höher liegt als für die Daten, was auf Unzulänglichkeiten im Simulationsprogramm hindeutet. Diese Diskrepanz bedarf weiterer Untersuchungen, die über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern in den FBE–Modulen des H1–Detektors mit Hilfe von Simulationsrechnungen untersucht. Der Schwerpunkt lag dabei auf der Untersuchung von Effekten, die zu einem systematischen Fehler in der Energiemessung von Elektronen führen.

Es wurden Messungen simuliert, die am H6–Teststrahl des europäischen Kernforschungszentrums CERN an je zwei Modulen des FB1E– und FB2E–Kalorimeterrings sowie den zugehörigen Modulen des hadronischen Kalorimeters durchgeführt wurden. Hierzu wurde das von der H1–Kollaboration entwickelte Programm ARCET benutzt, das auf dem Programmpaket GEANT basiert. Bevor die Teilchen des Teststrahls das Kalorimeter erreichen, durchqueren sie inaktives Material von insgesamt 0,96 Strahlungslängen. Durch Vergleich von experimentellen und simulierten Schauerprofilen konnte dieser Wert mit $(1,0 \pm 0,1)$ Strahlungslängen bestätigt werden. Der Vergleich der Schauerprofile ermöglichte zusätzlich die Anpassung der Auftreffpunkte auf das Kalorimeter für simulierte Ereignisse an die Auftreffpunkte der realen Ereignisse mit einer Genauigkeit von $\pm 1mm$. Der Einfluß der Unsicherheit des Auftreffpunkts und der Unsicherheit des bestimmten Vormaterials auf die Kalibration [Kor94] konnte vernachlässigt werden. Die Überprüfung der in [Kor94] durchgeführten Kalibration des FB1E–Moduls ergab, daß die rekonstruierte Energie in den Daten und der Simulation innerhalb von $\pm 0,2\%$ übereinstimmten. Die relative Energieauflösung des FB1E–Moduls wurde für die Simulation durch die Funktion $\sigma(E_{rec})/E_{rec} = \sqrt{a^2/E_{rec} + b^2/E_{rec}^2}$ angepaßt und die Parameter wurden zu $a = (0,1119 \pm 0,0059)\sqrt{GeV}$ und $b = (0,15 \pm 0,12)GeV$ bestimmt. Innerhalb der statistischen Fehler stimmt die Energieauflösung der Simulation mit der experimentell gemessenen überein.

Zwischen zwei benachbarten Modulen des FB1E–Kalorimeterrings befindet sich konstruktionsbedingt ein Φ–Crack genannter Bereich der Breite $2,2cm$, der nicht ausgelesen werden kann. Durch den Einfluß des Φ–Cracks wird die Energiemessung für Elektronen im H1–Detektor in ca. 10% des azimutalen Winkelbereichs systematisch verfälscht. Während des Testexperiments wurden Elektronen in diesen Bereich des Kalorimeters eingeschossen. Zur Bestimmung des Auftreffpunktes eines Teilchens auf das Kalorimeter wurde das Signal zweier Vieldrahtproportionalkammern analysiert, die sich während der Testmessungen im Strahl befanden. Die Genauigkeit des so bestimmten Auftreffpunktes betrug $1,6mm$ in vertikaler und $2,0mm$ in horizontaler Richtung. Hierdurch wurden Untersuchungen der starken Ortsabhängigkeit des Kalorimetersignals im Bereich eines Φ–Cracks ermöglicht.

Es wurde ein Algorithmus untersucht, der allein aus Kalorimeterinformationen eine

Korrektur des Signalverlustes im Φ–Crack erlaubt. Die hierfür entwickelte Parametrisierung zur Ortsrekonstruktion des elektromagnetischen Schauers erweist sich als unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens. Der azimutale Winkelbereich, in dem die Energie mit einer systematischen Genauigkeit von mindestens 2% rekonstruiert werden kann, wird durch den verwendeten Algorithmus von 90% auf 96% vergrößert.

Jedes FBE–Modul besitzt 9 Stahlstangen, die die Ladungssammlung lokal stören. Durch Untersuchung der experimentellen Daten wurde festgestellt, daß eine Stahlstange in einem FB1E–Modul zu einem Abfall des Kalorimetersignals um 3% für Elektronen der Energie 20 und $30 GeV$ und um $3,5\%$ für Elektronen der Energie $50 GeV$ führt. Die Resultate des Simulationsprogramms ARCET beschreiben die Daten in diesem Bereich sehr gut.

In früheren Simulationen von Elektronen [Gay91] mit dem Programmpaket GEANT wurde festgestellt, daß der sichtbare Energieanteil eines FBE–Moduls vom Auftreffwinkel der Elektronen auf das Modul abhängt. Simulationen mit dem Programmpaket EGS4 konnten diese Abhängigkeit nicht bestätigen [Tam92]. Um diesen Unterschied der Simulationsprogramme zu erklären, wurden systematische Untersuchungen dieser Winkelabhängigkeit durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, daß der sichtbare Energieanteil unabhängig von den benutzten Abschneideenergien für Elektronen und Photonen bei Simulationen mit GEANT eine starke Winkelabhängigkeit aufweist. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß niederenergetische Elektronen in den G10–Schichten der Absorberplatten absorbiert werden, wurde ein Modell entwickelt, das qualitativ die Winkelabhängigkeit des sichtbaren Energieanteils in der Simulation richtig beschreibt, aber keine Vorhersage der Stärke dieses Effekts gestattet. Vom physikalischen Standpunkt aus gesehen ist dieser Effekt daher auch für reale Ereignisse nicht auszuschließen. Es wurde eine Analysemethode vorgeschlagen, wie die unterschiedlichen Vorhersagen der Simulationsprogramme EGS4 und GEANT anhand realer Ereignisse überprüft werden können. Diese Methode benutzt Elektronen im H1–Detektor, die unter unterschiedlichen Winkeln auf das Kalorimeter treffen und deren Impulse mit dem Spurkammersystem bestimmt werden. Gayler führte diese Analyse durch und bestimmte das Verhältnis $E_{Kalo}/\,|\vec{p}_{Sp}|$, wobei E_{Kalo} die mit dem Kalorimeter gemessene Energie und $|\vec{p}_{Sp}|$ der mit dem Spurkammersystem bestimmte Impuls ist. Falls der sichtbare Energieanteil auch für Daten vom Einschußwinkel auf das Kalorimeter abhängt, wird ein Abfall dieses Verhältnisses mit zunehmendem Winkel erwartet. Die Analyse ergab, daß dieser Abfall für die selektierten Ereignisse vorhanden ist.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung dieser Arbeit danken. Seine aufmerksame Betreuung hat sehr zum Zustandekommen dieser Diplomarbeit beigetragen.

Herr Prof. Dr. T. Lohse hat freundlicherweise die Aufgabe des Korreferenten übernommen.

Herrn Matthias Korn und Herrn Jürgen Spiekermann danke ich für die stets gute Zusammenarbeit und die vielen hilfreichen Diskussionen. Sie waren während der ganzen Zeit wertvolle Ansprechpartner, und die Arbeit in dieser Gruppe hat sehr viel Spaß gemacht.

Herrn Uwe Obrock möchte ich besonders für das Interesse an meiner Diplomarbeit und das sorgfältige Lesen des Manuskriptes danken, wofür er sehr viel Zeit investierte.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für die freundliche Aufnahme und die stete Hilfsbereitschaft. Insbesondere danke ich Herrn Dr. K. Wacker, der stets durch Rat und Tat dafür sorgte, daß die aufwendigen Simulationen durchgeführt werden konnten.

Herrn Dr. P. Verrecchia danke ich für seine Hilfe, die bei der Erstellung des Simulationsprogramms ARCET unerläßlich war.

Bei Herrn Dr. J. Gayler bedanke ich mich für die umfangreichen Analysen und die Unterstützung meiner Arbeit.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Freundin Heike für den moralischen und tatkräftigen Beistand während des ganzen Studiums bedanken.

Meinen Eltern danke ich für die Ermöglichung des Physik–Studiums und ihre stets verläßliche Hilfe.

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 056DO57P gefördert.

Literaturverzeichnis

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

[Ath85] H.W. Atherton et al.
Electron and Photon Beams in the SPS Experimental Areas
CERN/SPS 85–43, Genf (1985)

[Bat70] G. Bathow et al.
Measurements of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. B20 (1970) 592

[Bet34] H. Bethe
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie
Annalen der Physik 5 (1934) 325

[Bor87] K. Borras
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssigargon–Testkalorimeter
Diplomarbeit, Unversität Dortmund (1987)

[Bor92] K. Borras
Aufbau und Kalibration eines Flüssig–Argon Kalorimeters im H1–Detektor
Dissertation, Universität Dortmund (1992)

[Bra87] W. Braunschweig et al. (H1–Collaboration)
Results from a Test of a Pb–Cu Liquid Argon Calorimeter
Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 419

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

[Car93] F. Carminati
Private Mitteilung

[Col94] M. Colombo
Messung inklusiver Einteilchen-Wirkungsquerschnitte in der Photoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV am HERA-Speicherring
Dissertation, Universität Dortmund (1994)

[Dre82] A. Drescher
Untersuchungen an den Schauerzählern des ARGUS–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1982)

[Dre83] A. Drescher et al.
The ARGUS Electron/Photon Calorimeter
Nuclear Instruments and Methods 216 (1983) 35

[Ell91] M. Ellers
Untersuchungen zum Teilchennachweis im Randbereich eines elektromagnetischen Flüssig–Argon–Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

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

[Fab89] C.W. Fabjan und R. Wigmans
Energy Measurement of Elementary Particles
Rept. Prog. Phys. 52:1519 (1989)

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

[Fla87] W. Flauger
Some Electronic Properties of High Resistive Coating
H1–1/87–56 (1987)

[Gay91] J. Gayler
Transparencies shown at the CERN–Analysis Meeting held at MPI München on 11.12.1991
P. Schacht (Herausgeber)
H1–MPI–164, München (1991)

[Gay94] J. Gayler
Private Mitteilung

[H1-93a] The H1 Calorimeter Group
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993) 460–498

[H1-93b] The H1–Collaboration
The H1–Detector at HERA
DESY 93–103 (1993)

[H1-93c] The H1 Calorimeter Group
Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations
Nuclear Instruments and Methods A 336 (1993) 499–509

[H1-94] The H1 Calorimeter Group
Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons
DESY, 94–055 (1994)

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

[Hei27] W. Heisenberg
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172

[Hei44] W. Heitler
Quantum Theory of Radiation, second edition
Oxford University Press (1944)

[Hof76] W. Hofmann et. al.
Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionisation Chamber
Nuclear Instruments and Methods 135 (1976) 151

[Kal90] B. Kalle
Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermoduln des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)

[Kor93] M. Korn
Private Mitteilung

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

[Kur91] J. Kurzhöfer
Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und

BBE des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

[Lan44] L. Landau
J. Phys. (USSR) 8 (1944) 201

[Len89] U. Lenhardt
Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssig–Argon–Kalorimeter des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)

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

[Loh83] E. Lohrmann
Einführung in die Elementarteilchenphysik
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart (1983)

[Lon75] E. Longo and I. Sestili
Monte–Carlo–Calculation of Photon–Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass
Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) 283

[Mer94] T. Merz
Messung der Proton–Strukturfunktion F2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1–Detektor
Dissertation, Universität Hamburg (1994)

[Mil68] L.S. Miller et al.
Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe
Phys. Rev. 166 (1968) 871

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

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

[Obr91] U. Obrock
Monte–Carlo–Untersuchungen zu den Testmessungen an den CB1E– und BBE–Moduln des H1–Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)

[Ott53] K. Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
in Kosmische Strahlung, Springer Verlag (1953)
W. Heisenberg (Herausgeber)

[PDG90] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys. Lett. B 239 (1990) III.5

[Pro86] H1 Collaboration
Technical Proposal for the H1–Detector
DESY, Hamburg 1986

[Schu89] G.A. Schuler
Perspectives on Physics at HERA
DESY 89–075 (1989)

[Seg53] E. Segrè
Experimental Nuclear Physics, Volume I
John Wiley & Sons (1953)

[Seg65] E. Segrè
Nuclei and Particles
W.A. Benjamin

[She93] V. Shekelyan
Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry
H1–04/93–288 (1993)

[Sic89] SICAPO Collaboration
Silicon Sampling Hadronic Calorimetry: A tool for experiments at the next generation of colliders
CERN–EP / 89–28 (1989)

[Sic91] SICAPO Collaboration
Systematic investigation of the local hardening effect and lateral electromagnetic–shower development
CERN–PPE / 91–34 (1991)

[Spi94] J. Spiekermann
Nachweis von π–Mesonen in einem Flüssigargon–Kalorimeter — Modellrechnungen mit den Programmen GHEISHA und CALOR im Vergleich zu Testdaten
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

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

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

[Vav57] P.V. Vavilov
Sov. Phys. JETP 5 (1957) 749

[Ver93] P. Verrecchia
Private Mitteilung