

Untersuchungen zum Teilchennachweis im Randbereich eines
elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters

14. Mai 1991

Diplomarbeit
vorgelegt von

Michaela Ellers

Lehrstuhl für
Experimentelle Physik V
Abteilung Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

Einführung	3
1 Das H1-Experiment	6
1.1 Die Speicherringanlage HERA	6
1.2 Der H1-Detektor	8
2 Physikalische Grundlagen	13
2.1 Der elektromagnetische Schauer	13
2.1.1 Entstehung elektromagnetischer Schauer	13
2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern	16
2.1.3 Laterale Schauerausdehnung	19
2.2 Das materialunabhängige Schauermodell	19
2.3 Simulation elektromagnetischer Schauer	23
2.3.1 Das Monte-Carlo Programm EGS4	23
2.4 Grundlagen der Kalorimetrie	25
2.4.1 Die Energieauflösung eines Kalorimeters	26
3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter FB2E	27
3.1 Der Aufbau des Kalorimeters	27
3.1.1 Struktur der Kalorimeterplatten	29
3.1.2 Beschreibung der Ausleseeinheiten	33
3.1.3 Die Stützkonstruktion	35
3.2 Die Randbereiche des Kalorimeters	35
3.2.1 Der Φ -Crack	37
3.3 Zusammenstellung der materialspezifischen Kenndaten	39
4 Der Einfluß des Φ-Cracks auf das Kalorimetersignal	41
4.1 Analyse der y -Abhängigkeit des Signals	41
4.2 Analyse der x -Abhängigkeit des Kalorimetersignals	46
4.3 Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Signalverlust	51
5 Die Kompensation des Signalverlustes im Φ-Crack	55
5.1 Modell zur Parametrisierung des Energieverlustes	55
5.2 Rekonstruktion des Einschußortes	59
5.2.1 Einfache Methode zur Ortsbestimmung	60
5.2.2 Die Schwerpunktmethode	64
5.3 Die Ergebnisse des Kompensationsmodells	70

Zusammenfassung	74
Danksagung	75
Literaturverzeichnis	76

Einführung

Die ersten Modellvorstellungen von der Zusammensetzung der Materie aus elementaren Bausteinen gehen auf Demokrit in das Jahr 400 v.Chr zurück. Allerdings wurden erst ca. 2300 Jahre später die experimentellen Bestätigungen für diese Modelle erbracht. Die Suche nach diesen fundamentalen Bausteinen und die Erforschung ihrer Eigenschaften und Wechselwirkungen untereinander bilden das Aufgabengebiet der experimentellen Hochenergiephysik. In den letzten 50 Jahren wurden große Fortschritte auf diesem Gebiet gemacht, die zum Verständnis vieler physikalischer Phänomene führten. Aus diesen Entdeckungen resultieren allerdings eine Reihe von neuen Fragestellungen, deren Beantwortung sich die Hochenergiephysik in ihren Experimenten zur Aufgabe gestellt hat.

Die Experimente der Hochenergiephysik gliedern sich in zwei Kategorien. Eine Gruppe basiert auf der Untersuchung kosmischer Strahlung, die in dieser Arbeit nicht weiter von Interesse ist. Das Grundprinzip der zweiten Gruppe von Experimenten beruht darauf, Teilchen, zum Beispiel Elektronen oder Protonen, auf hohe Energien zu beschleunigen, um sie anschließend mit einem Target oder einem anderen Teilchenstrahl zur Kollision zu bringen. Die dabei entstehenden Wechselwirkungsprodukte werden dann anhand ihrer Eigenschaften, Energie, Impuls und Flugbahn identifiziert, so daß man aus den gewonnenen Daten rückschließend eine Aussage über die Prozesse am Wechselwirkungspunkt machen kann.

Die theoretische Grundlage für diese Experimente liefert die Heisenberg'sche Unschärferelation [Hei27]:

$$\Delta p \Delta l \approx h$$

mit dem Plank'schen Wirkungsquantum h . Sie besagt, daß man mindestens den Impuls $p = h/\Delta l$ aufwenden muß, um eine räumliche Struktur der Größe Δl auflösen zu können. Man kann hieraus ersehen, daß sehr hohe Energien notwendig sind, um Nukleonen oder Quarks auf Substrukturen zu untersuchen. Zur Realisierung dieser Energien ist modernste Beschleunigertechnologie erforderlich, die ihrerseits wieder hohe Anforderungen an die Detektoren stellt, mit denen der Nachweis der Wechselwirkungsprodukte erfolgt.

HERA¹, eine neue Speicherringanlage des **DESY**², in der Elektronen mit Protonen bei sehr hohen Schwerpunktsenergien zur Kollision gebracht werden, ist ein solches Projekt. Die hier erreichbaren Impulsüberträge vom Elektron auf das Proton von $Q_{max}^2 \approx 10^5 GeV^2$ sind wesentlich höher als bei allen bisherigen Experimenten. Dadurch bietet **HERA** ein breites physikalisches Aufgabenfeld, dessen wichtigste Punkte hier zusammengefaßt sind [Schu89]:

1. Aufgabenstellung bei hohen Q^2 :

- Messung der Strukturfunktion des Protons durch tiefinelastische Elektron-Nukleon Streuung bei $Q^2 > 10 GeV^2$ und kleinen Werten der Bjorken-Variable $x > 10^{-4}$

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

²Deutsches Elektronen-Synchrotron

- Bestimmung der Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$
- Untersuchung der Leptonen und Quarks auf Substrukturen und Test des Standardmodells
- Suche nach neuen exotischen Teilchen mit Massen bis $\sim 300\text{GeV}$, wie z.B. Leptoquarks oder Leptogluonen, supersymmetrischen Teilchen, schweren Eichbosonen und Quarks
- Suche nach neuen Wechselwirkungen mit Reichweiten bis zu $r_{\min} \sim 10^{-16}\text{cm}$

2. Aufgabenstellung bei niedrigen Q^2 :

- Untersuchung der hadronischen Eigenschaften und der Strukturfunktion des Photons
- Produktion schwerer Quarks und anderer schwerer Elementarteilchen über Photon-Gluon-Fusion
- Untersuchung der Strukturfunktion des Protons über die direkte Bestimmung seiner Partondichte

Ein wesentlicher Punkt bei diesen Untersuchungen ist, daß möglichst alle Teilchen, die am Wechselwirkungspunkt entstanden sind beziehungsweise ihre Zerfallsprodukte, nachgewiesen werden müssen. Gerade bei der Suche nach schweren Quarks und der Messung der Strukturfunktion bei niedrigen Q^2 ist ein Nachweis der bei diesen Prozessen gestreuten Elektronen sehr wichtig [Kal90]. Die Detektoren, die den Wechselwirkungspunkt umgeben, sollten also den Raumwinkel möglichst komplett abdecken, um die Verluste so gering wie möglich zu halten. Dies erreicht man, zum Beispiel, durch eine kugel- oder zylindersymmetrische Form der Detektoren bezüglich des Wechselwirkungspunktes, beziehungsweise der Strahlachsen.

Die Identifikation der Teilchen erfolgt über ihre charakteristischen Eigenschaften, wie Impuls, Energie und Ladung. Deshalb bestehen Detektoren, die in der Hochenergiephysik verwendet werden, aus verschiedenen Komponenten, die speziell für diese Messungen konzipiert sind. Kalorimeter dienen der Energiemessung während Driftkammern im wesentlichen zur Teilchenidentifizierung und Impulsmessung eingesetzt werden. Durch die Grenzflächen zwischen den Komponenten entstehen Bereiche innerhalb des Detektors, in denen der Nachweis von Teilchen nur bedingt möglich ist. Zu einem technischen Problem führt bei einigen dieser Komponenten die oben erwähnte zylindersymmetrische Form, die sie bezüglich der Strahlachse besitzen müssen.

Um für die Querschnittsflächen dieser Detektorkomponenten eine Form zu erhalten, die einen Kreis näherungsweise beschreibt, nähert man ihn durch ein Polygon an. Die technisch einfachste Form, die diese Methode liefert, ist die eines regelmäßigen Vielecks. Sie bietet zusätzlich die Möglichkeit einer Segmentierung der Detektorkomponenten, die deren technische Herstellung wesentlich vereinfacht. Es muß allerdings beachtet werden, daß auch hier zwischen den Grenzflächen der Segmente Zwischenräume entstehen können, die ein Entweichen der Teilchen ermöglichen. Darum ist es erforderlich, die Form des Vielecks so zu optimieren, daß die beschriebenen Zwischenräume einen möglichst geringen Anteil am Detektorvolumen haben, die Form eines Kreis aber noch näherungsweise erreicht wird. Dies führt beim H1-Detektor des HERA-Experiments auf die Form eines Achtecks für die Querschnittsflächen einiger Detektorkomponenten, insbesondere die der Kalorimeter, wie man in Abbildung 1.3 erkennen kann.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, Untersuchungen in einem speziellen Randbereich eines elektromagnetischen Kalorimeters durchzuführen, um seinen Einfluß auf den Nachweis von Teilchen zu erforschen. Dieser Randbereich ergibt sich durch den Zwischenraum zweier Segmente des Flüssig-Argon-Kalorimeters **FB2E** im **H1**-Detektor. Eine detaillierte Beschreibung dieses Kalorimeters und seiner Randbereiche beinhaltet Kapitel 3. Um ihre physikalischen Auswirkungen auf das Kalorimeter-Signal zu testen, wurde ein Monte-Carlo-Programm erstellt, daß den Zwischenraum zweier Segmente simuliert. Die Ergebnisse dieser Analysen sind in Kapitel 4 zusammengestellt.

Weiterhin wurde eine Methode entwickelt, die die systematischen Abweichungen des Signals von der Linearität innerhalb der beschriebenen Randbereiche minimiert. Näheres hierzu findet man in Kapitel 5 dieser Arbeit.

Kapitel 1

Das H1-Experiment

1.1 Die Speicherringanlage HERA

Für einen großen Teil der Experimente in der Hochenergiephysik liefern Teilchenbeschleuniger die erforderlichen Energien, dabei unterscheidet man zwischen Linearbeschleunigern, kreisförmigen Beschleunigern und Speicherringen. Die höchsten für die Reaktionen nutzbaren Energien am Wechselwirkungspunkt erreicht man im allgemeinen mit Speicherringen. Während bei den erst genannten der Teilchenstrahl auf ein festes Target gelenkt wird, werden in Speicherringen zwei entgegelaufende Teilchenströme zur Kollision gebracht.

Ein solcher Speicherring ist **HERA**, jüngste und größte Komponente des Beschleunigersystems der Forschungsanlage **DESY** in Hamburg. In ihm werden Elektronen und Protonen durch zwei unterschiedliche Magnetsysteme auf entgegengesetzten Bahnen durch einen 6.3 km langen Ring geleitet. Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Man erkennt, daß Elektronen und Protonen nach Verlassen ihrer Linearbeschleuniger erst noch zwei weitere Vorbeschleuniger, **DESY** und **PETRA**, durchlaufen, bevor sie in den **HERA**-Speicherring eingeschossen werden. Die Elektronen erreichen Energien zwischen 15 und 30 GeV und die Protonen zwischen 300 und 820 GeV. An zwei Wechselwirkungspunkten werden die Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht, wobei man Schwerpunktsenergien bis zu $\sqrt{s} = 314$ GeV erreicht. Dadurch erhält man, wie schon erwähnt, die hohen Impulsüberträge von $Q_{max}^2 \approx 10^5$ GeV², die für die physikalische Fragestellung bei HERA so interessant sind [Wol86].

Aber nicht nur die Energien spielen bei den Experimenten eine entscheidende Rolle, sondern auch die Höhe der Luminosität L . Multipliziert man sie mit dem Wirkungsquerschnitt σ einer bestimmten Reaktion, erhält man die zugehörige Ereignisrate, mit der dieser Prozeß auftreten kann. Daraus wird deutlich, daß man für Prozesse mit niedrigen Wirkungsquerschnitten eine hohe Luminosität benötigt. Die erwartete Luminosität bei HERA beträgt $L = 1 - 2 \cdot 10^{31}$ cm⁻²s⁻¹, bzw. 100 - 200 pb⁻¹ pro Jahr¹. Weiterhin sollen bei HERA nicht nur Elektronen- sondern auch Positronenstrahlen verfügbar sein, mit einer erwarteten longitudinalen Polarisation der Leptonen von 80%. Auch dies ist von großem Interesse für die physikalische Aufgabenstellung bei HERA, da die links- und rechtshändigen Leptonen unterschiedliche schwache Wechselwirkungen mit dem Proton eingehen, und man daher mehr Informationen über die Strukturfunktionen der Quarks erhalten kann [Schu89].

Zwei Wechselwirkungszonen des HERA-Speicherrings werden von den Detektoren **H1**

¹1pb = 10⁻³⁶ cm²

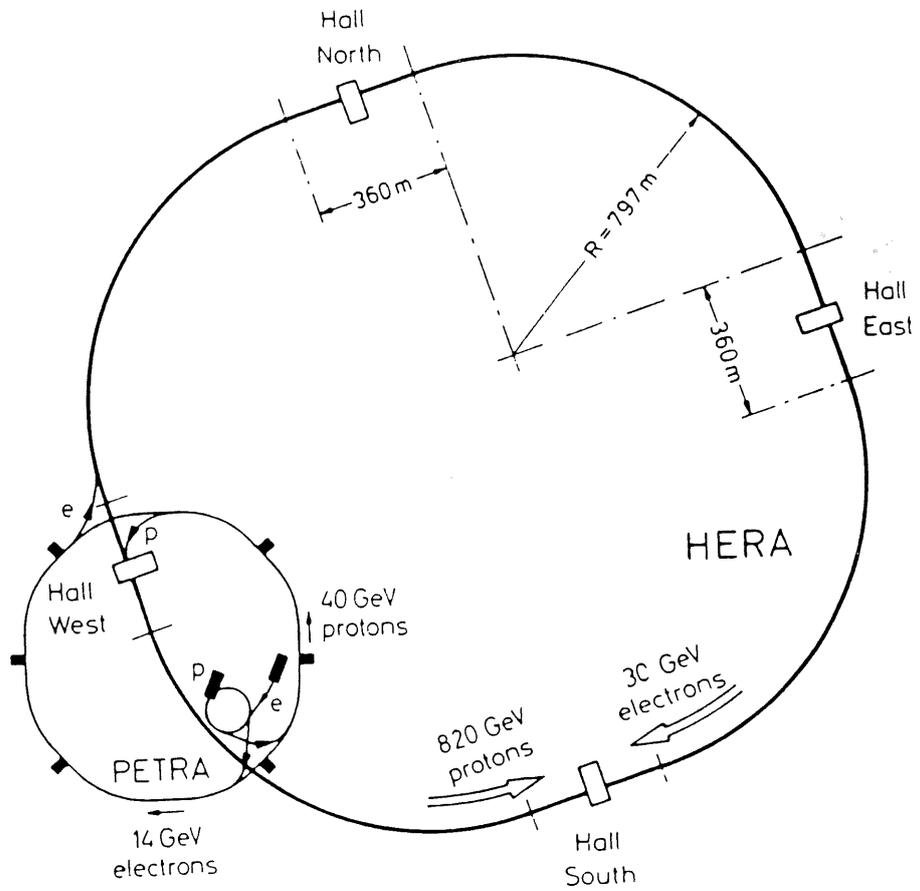


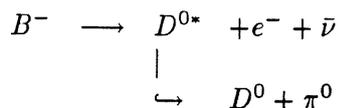
Abbildung 1.1: Aufbau der Speicherringanlage HERA [Wol86].

und ZEUS umschlossen, die sich besonders durch eine Asymmetrie bezüglich ihrer Lage zum Wechselwirkungspunkt auszeichnen (s. Abb 1.2). Sie hat ihre Ursache in der hohen Impulsdifferenz zwischen Elektron und Proton, die zu dem *Lorentz-Boost* führt, der eine starke Bündelung der Wechselwirkungsprodukte in Protonenstrahlrichtung zur Folge hat.

1.2 Der H1-Detektor

Die physikalische Aufgabenstellung bei HERA stellt hohe Ansprüche an ihre Detektoren, damit die bei den Elektron-Proton-Kollisionen ablaufenden Reaktionen besonders gut rekonstruiert werden können [Fel87]. Für die Analyse von Ereignissen anhand ihrer Energie- und Impulsbilanzen ist es wichtig, daß die Detektoren den Raumwinkel am Wechselwirkungspunkt weitestgehend umschließen, damit möglichst alle Teilchen, die an den Reaktionen teilgenommen haben, nachgewiesen werden können. Weitere wichtige Punkte sind eine gute Energie- und Ortsauflösung, damit eine präzise Bestimmung von Energie, Produktionswinkel und Impulsrichtung der Wechselwirkungsprodukte möglich ist.

Speziell beim H1-Detektor wird großer Wert auf die Identifikation der Elektronen gelegt, da sie eine klare Signatur für viele interessante Prozesse sind, die bei HERA-Energien stattfinden können. Der Nachweis eines gestreuten Elektrons zum Beispiel gibt Aufschluß darüber, ob bei der Reaktion am Wechselwirkungspunkt ein geladenes oder ein neutrales Eichboson ausgetauscht worden ist. Weiterhin entstehen Elektronen bei Zerfällen der Wechselwirkungsprodukte. Durch ihren Nachweis ist die Identifikation von schweren Mesonen möglich, die infolge der Boson-Gluon-Fusion produziert werden. Ein Beispiel für diese Leptonen-Signatur ist der Zerfall eines B^- -Mesons in ein angeregtes D^0 -Meson:



Der mittlere Gesamtimpuls p_{tot} von Elektronen aus $b\bar{b}$ - und $c\bar{c}$ -Ereignissen ist von B.Kalle für die einzelnen elektromagnetischen Kalorimeterringe bestimmt worden [Kal90]. Demnach beträgt die mittlere Energie für Elektronen, die in $b\bar{b}$ -Ereignissen produziert werden, ungefähr 2.5 GeV, wenn sie das FB2E erreichen. Elektronen aus $c\bar{c}$ -Ereignissen besitzen dementsprechend eine mittlere Energie von ca. 1.0 GeV.

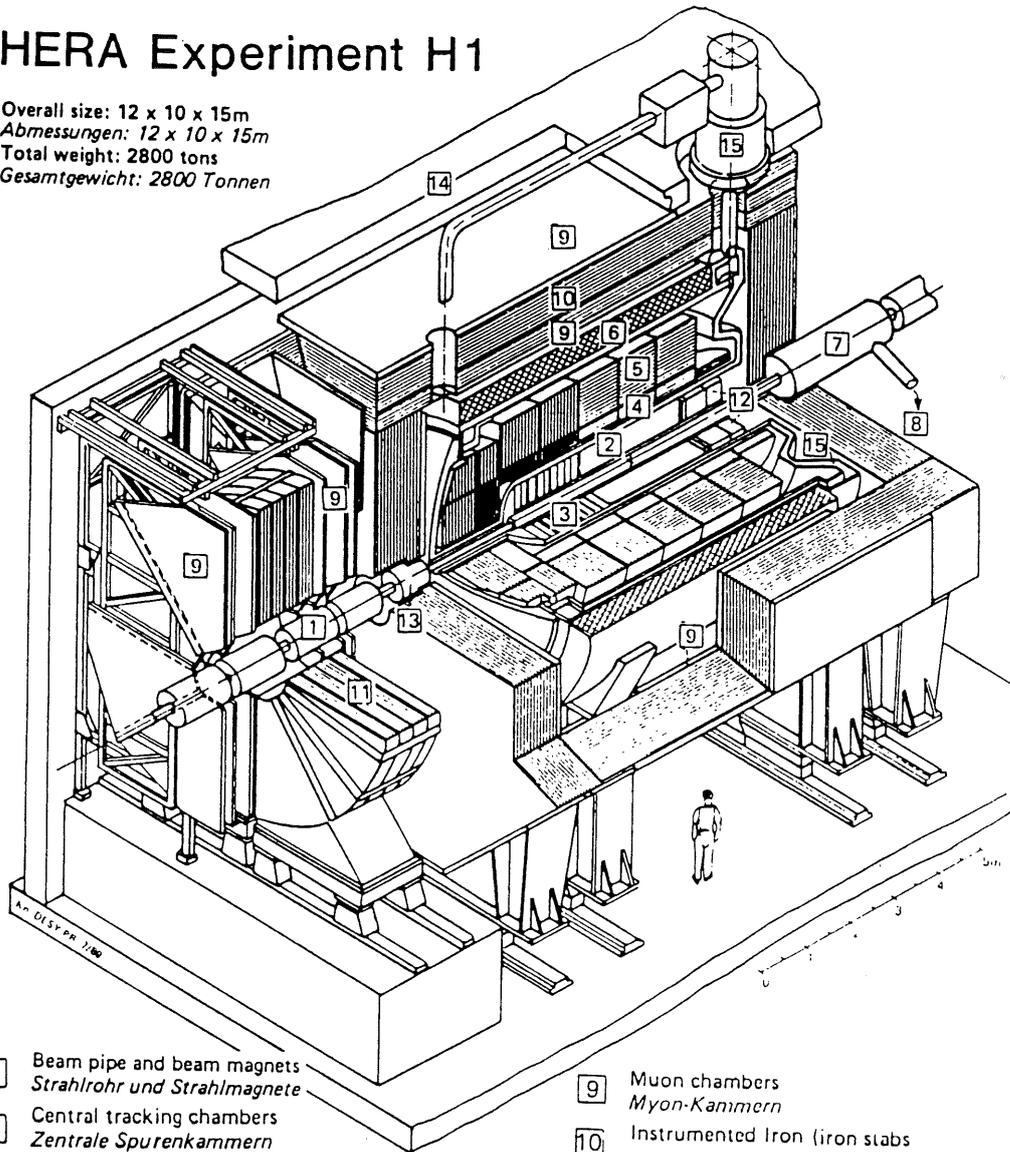
Um die Identifikation dieser Elektronen zu optimieren, wurde die Spule für das Magnetfeld beim H1-Detektor außerhalb der Kalorimeter angeordnet [Eis84]. So erreicht man zusätzlich eine bessere Energieauflösung, da sich weniger Material vor den Kalorimetern befindet. Der Aufbau des H1-Detektors ist in den Abbildungen 1.2 bis 1.4 ersichtlich und seine wichtigsten Komponenten sollen im folgenden kurz erläutert werden [H1-86,H1-87].

Kernstück des Detektors bildet die zentrale **Driftkammer** [2], die durch zwei Proportionalkammern ergänzt wird. Sie dient zur Spurverfolgung der geladenen Wechselwirkungsprodukte in einem Polarwinkelbereich² von $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$. In Protonenstrahlrichtung wird diese Aufgabe von den **Vorwärtsspurenkammern** [3] übernommen, die ebenfalls aus einer Reihe planarer und radialer Driftkammern bestehen. Zwischen ihnen befinden sich drei Lagen von Proportionalkammern die sich mit Übergangsstrahlungsdetektoren abwechseln. Durch diese Anordnung wird der Polarwinkelbereich auf $5^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$ erweitert. Die erwartete Impulsauflösung für diesen Detektorteil beträgt $\sigma_p/p \leq 0.003p$ GeV.

² $\vartheta = 0^\circ$ entspricht der Protonenstrahlrichtung

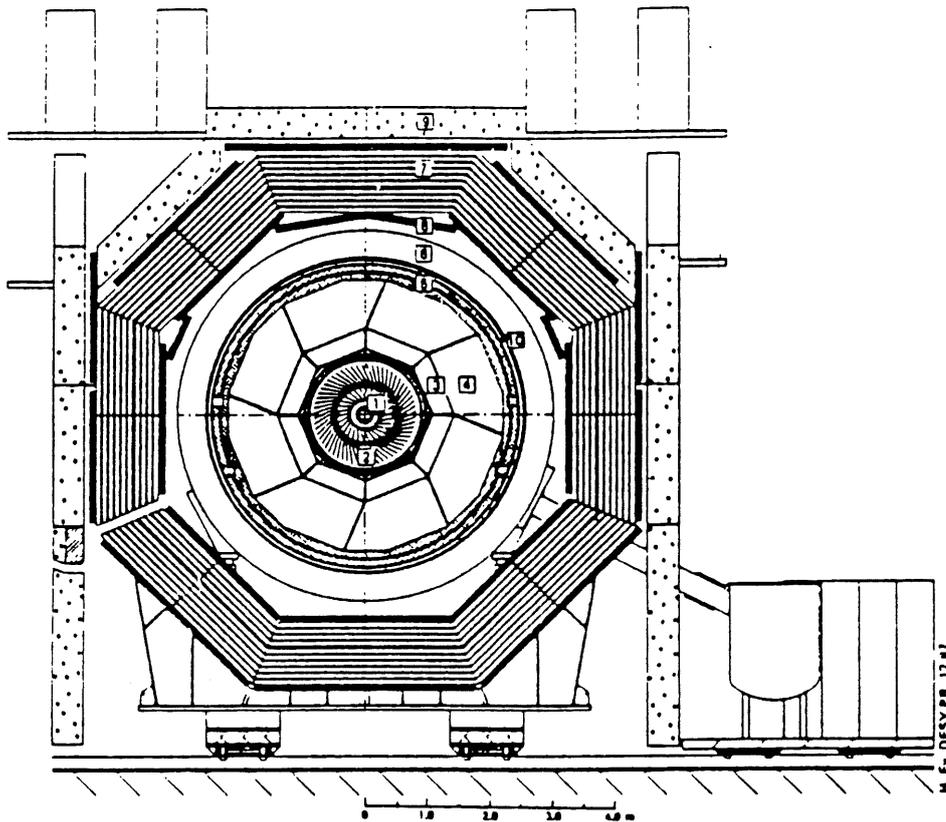
HERA Experiment H1

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



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

Abbildung 1.2: Perspektivische Ansicht des H1-Detektors



Experiment H1

- | | | |
|----|--|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurkammern</i> | |
| 3 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | } Liquid Argon
<i>Flüssig Argon</i> |
| 4 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | |
| 5 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> | |
| 6 | Superconducting coil (1,2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | |
| 7 | Instrumented Iron (Iron slabs + streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streamerröhren-Detektoren)</i> | |
| 8 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> | |
| 9 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> | |
| 10 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | |

Cross section/Querschnitt

Abbildung 1.3: Querschnitt des H1-Detektors

Dieser zentrale Detektorteil wird von einem großen Kalorimeter umschlossen, das die ideale Ergänzung zu den bisherigen Komponenten bildet. Während die Impulsauflösung $\Delta p/p \sim p$ der zentralen Driftkammer mit steigenden Impulsen immer schlechter wird, verbessert sich die Energieauflösung $\Delta E/E \sim 1/\sqrt{E}$ des Kalorimeters mit steigenden Energien. Innerhalb des Kalorimeters unterscheidet man zwischen dem inneren **elektromagnetischen Kalorimeter** [4] und dem äußeren **hadronischen Kalorimeter** [5]. Das hadronische Kalorimeter ist in acht und das elektromagnetische in sieben Kalorimeterringe unterteilt. Diese bestehen wiederum aus einzelnen Segmenten, deren Aufbau sich nach ihrer Lage zum Wechselwirkungspunkt richtet. Prinzipiell setzen sich die einzelnen Kalorimetersegmente aus Konverterplatten zusammen, zwischen denen sich flüssiges Argon als Nachweismedium befindet. Beim elektromagnetischen Kalorimeter wurde Blei für die Konverterplatten verwendet, im hadronischen Kalorimeter bestehen diese aus Edelstahl. Das gesamte Kalorimeter ist zusätzlich noch in kleine Ausleseeinheiten unterteilt, die eine Spurverfolgung der eindringenden Teilchen ermöglichen. Dieser Punkt ist besonders wichtig beim Nachweis neutraler Teilchen, da sie in den zentralen Driftkammern keine Spuren hinterlassen. Insgesamt umschließen die Flüssig-Argon-Kalorimeter einen Polarwinkelbereich von $4^\circ \leq \vartheta \leq 153^\circ$. Da flüssiges Argon als Auslesemittel gewählt wurde, befindet sich das gesamte Kalorimeter in einem **Kryostaten** [15], der die dafür notwendige Temperatur von ≈ 85 K gewährleistet.

Zusätzlich zu diesen zentralen Kalorimetern gibt es im vorderen und hinteren Bereich des Detektors noch Kalorimeter außerhalb des Kryostaten. Das **Vorwärtskalorimeter** [13] besteht aus Kupfer- und Siliziumschichten, und umschließt direkt das **Strahlrohr** [1]. Mit ihm können hadronische Teilchen unter einem minimalen Polarwinkel von $\vartheta_{min} \sim 0.7^\circ$ nachgewiesen werden. Im hinteren Bereich, also in Elektronenstrahlrichtung, befindet sich das **warme elektromagnetische Kalorimeter** [12]. Sein Schichtaufbau besteht aus Blei- und Szintillatorplatten und seine Aufgabe ist der Nachweis der gestreuten Elektronen in einem Polarwinkelbereich von $153^\circ \leq \vartheta \leq 176^\circ$.

Der gesamte Kalorimeterkomplex ist von einer supraleitenden **Spule** [6] umgeben, die ein solenoides Magnetfeld von 1.2 Tesla parallel zur Strahlachse erzeugt. Die für die Supraleitung notwendige Temperatur von ≈ 4 K erhält man durch die **Helium Kälteanlage** [8]. Weiterhin gehören zum Magnetsystem ein **Kompensationsmagnet** [7] zum Ausgleich des axialen Magnetfelds und zwei **Quadrupole** [1] zur Fokussierung der Teilchenstrahlen am Wechselwirkungspunkt.

Abgeschlossen wird der Detektor durch die **Myon-Kammern** [9], das **instrumentierte Eisen**³ [10] und den **Myon-Toroid-Magneten** [11]. Ihre Aufgabe ist der Nachweis der Myonen. Weiterhin übernehmen sie die Rolle eines "Tailcatchers", das bedeutet, sie weisen den im hadronischen Kalorimeter nicht absorbierten Rest des Schauers nach. Außerdem gewährleistet das Eisenjoch den magnetischen Rückfluß.

Die **Betonabschirmung** [14] umgibt den kompletten Detektor zum Schutz der Außenwelt gegen Strahlung.

Das in dieser Arbeit untersuchte elektromagnetische Kalorimeter **FB2E**⁴ wurde am Lehrstuhl für Experimentelle Physik V der Universität Dortmund entwickelt und gebaut. Es befindet sich im vorderen Bereich, also in Protonflugrichtung, des Detektors. Seine genaue Lage kann Abbildung 1.4 entnommen werden, die einen Schnitt durch den Detektor längs der Strahlachse zeigt. Die Lage der Zwischenräume, deren Einfluß in dieser Arbeit untersucht werden soll, ist in Abbildung 1.3 zu erkennen, die den Querschnitt des Detektors darstellt.

³Eisenplatten mit Streamerröhren-Detektoren

⁴Forward Barrel 2nd Electromagnetic

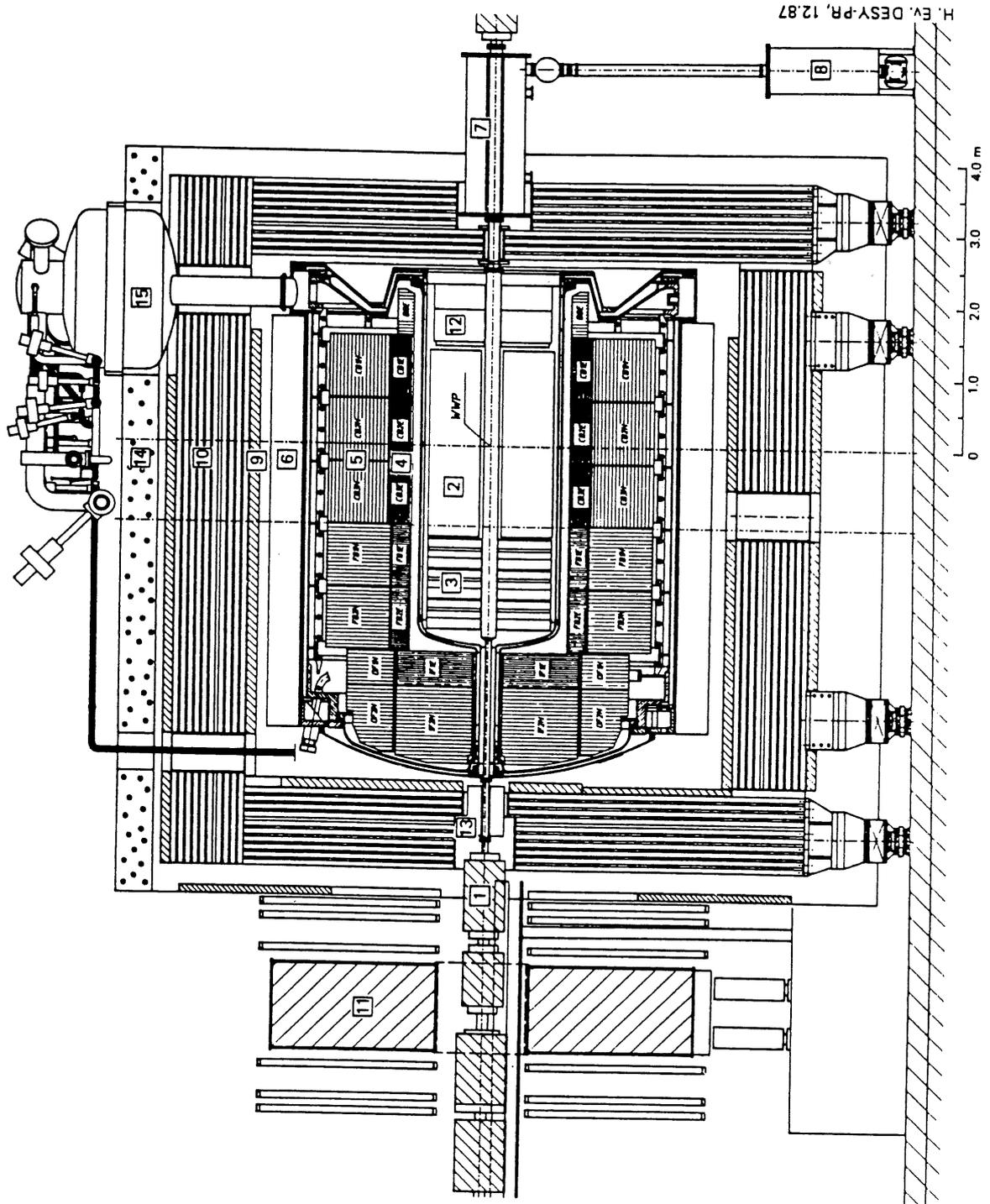


Abbildung 1.4: Schnitt durch den H1-Detektor längs der Strahlachse

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Der elektromagnetische Schauer

Hochenergetische Teilchen, die in Materie eindringen, treten mit dieser in Wechselwirkung und verlieren dabei Energie. Die Wechselwirkungsprozesse, die hierbei eine Rolle spielen, im wesentlichen elektromagnetische und hadronische, hängen von der Energie und Art des eindringenden Teilchens ab. Dabei können Sekundärteilchen erzeugt werden, die ihrerseits weitere Teilchen generieren. Die dabei entstehende Teilchenkaskade, siehe Abbildung 2.1, bezeichnet man als Schauer, wobei man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterscheidet. Da das in dieser Arbeit untersuchte Kalorimeter FB2E der Energiemessung von Leptonen dient, soll auf die hadronischen Schauer mit ihren zahlreichen Prozessen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, nicht näher eingegangen werden.

2.1.1 Entstehung elektromagnetischer Schauer

Elektromagnetische Schauer werden im wesentlichen durch Leptonen erzeugt und bestehen aus Elektronen, Positronen und Photonen. Die wichtigsten elektromagnetischen Wechselwirkungsprozesse, die zur Schauerbildung beitragen, sollen im folgenden kurz beschrieben werden.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist der dominante Prozeß für hochenergetische Elektronen und Positronen. Diese werden hierbei im Coulombfeld des Kerns abgebremst und geben ihre Energie durch Emission von Photonen ab. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß ist proportional zu $(E/m_0c^2)^4$, mit der Masse m_0 des Teilchens. Man kann anhand dieser Beziehung erkennen, daß der Prozess der Bremsstrahlung für schwere Teilchen stark unterdrückt wird. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird beschrieben durch [Seg65]:

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{Brems} \approx \frac{E}{X_0} \quad (2.1)$$

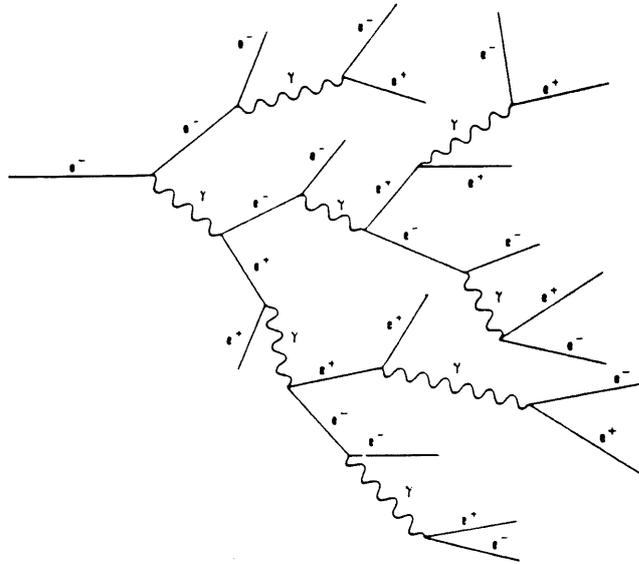


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Schauerentwicklung

X_0 ist gegeben durch [Seg65]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha r_e^2 \cdot \rho N_A Z(Z+1)}{A} \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (2.2)$$

mit:

- $\alpha = e^2/(\hbar c) \simeq 1/137 =$ Feinstrukturkonstante
- $r_e = e^2/(m_e c^2) =$ klassischer Elektronenradius
- $Z =$ Kernladungszahl des Absorbers
- $A =$ Atomgewicht
- $\rho =$ Dichte des Absorbers
- $N_A =$ Avogadrosche Zahl.

Die materialabhängige Größe X_0 wird Strahlungslänge genannt. Sie gibt die Weglänge eines Teilchens in einem Medium an, nach der seine Energie E_0 auf den Wert E_0/e abgesunken ist.

Ein weiterer wichtiger Prozeß, der bei der Schauerbildung eine große Rolle spielt, ist die Paarbildung. Sie ist die dominante Reaktion für hochenergetische Photonen in Materie. Hierbei geht ein γ -Quant, mit einer Energie $E_\gamma \geq 2m_e c^2$, in ein Elektron-Positron-Paar über. Dieser Prozeß kann aus Gründen der Viererimpulserhaltung nur in der Nähe eines Atomkerns stattfinden. Die mittlere freie Weglänge λ für ein Photon in Materie bei diesem Prozeß ist gegeben durch [Ott53]:

$$\lambda = \frac{9}{7} \cdot X_0 \quad (2.3)$$

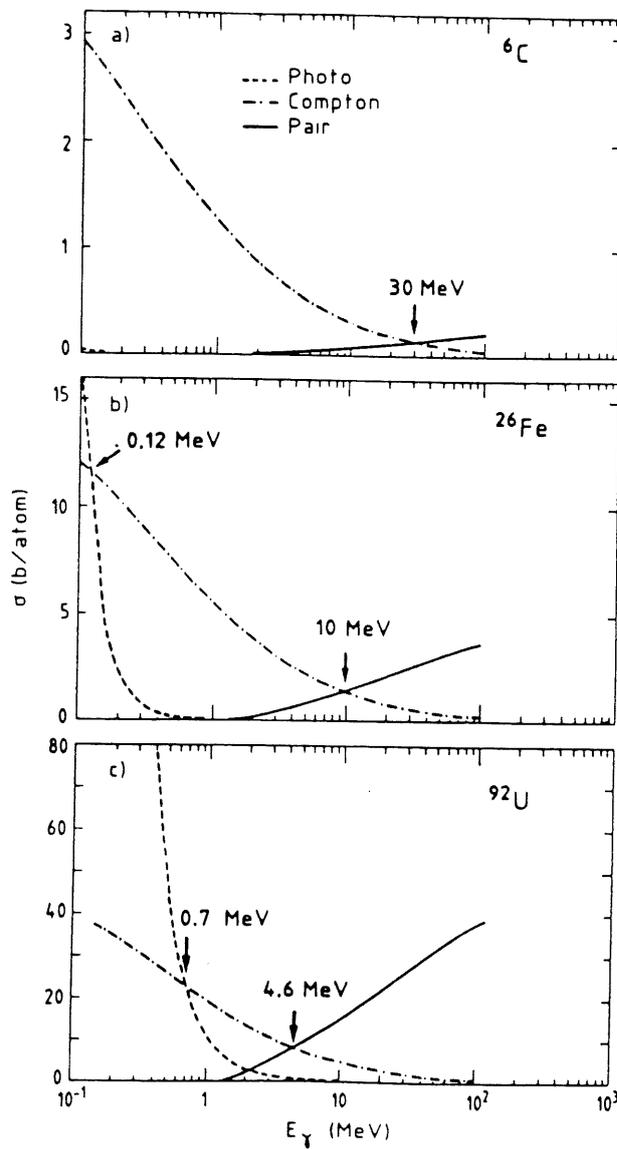


Abbildung 2.2: Die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie für Photonen in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) [Fab89].

Weiterhin müssen bei der Schauerentwicklung folgende Prozesse berücksichtigt werden:

- für Elektronen und Positronen:
 - Vielfachstreuung ($e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern}$)
 - Møllerstreuung ($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$)
 - Bhabhastreuung ($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$)
 - Annihilation ($e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$)
- für Photonen:
 - Photoeffekt ($\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+$)
 - Comptonstreuung ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)

In Abbildung 2.2 sind die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie für die unterschiedlichen Wechselwirkungen der Photonen in verschiedenen Materialien dargestellt.

2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Elektronen und Positronen, die eine materialabhängige Energiegrenze unterschritten haben geben ihre Energie überwiegend in Form von Ionisations- und Anregungsprozessen an das Medium ab. Der mittlere Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation beträgt für Elektronen [Bet30,Blo33,Seg53]:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Ion} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \beta^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} \right) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \cdot \ln 2 - \frac{1 - \sqrt{1-\beta^2}}{8} - \delta \right] \quad (2.4)$$

mit:

- e = Elementarladung
- m_e = Ruhemasse des Elektrons
- c = Lichtgeschwindigkeit
- $\beta = v/c$ = relativistische Elektronengeschwindigkeit
- T = kinetische Energie des Elektrons
- n = Elektronendichte des Absorbermaterials
- I = mittleres Ionisationspotential

Der Term δ beschreibt die Dichtekorrekturfunktion nach Sternheimer [Ste52]. In Abbildung 2.3 ist die komplizierte Abhängigkeit der Größe von der kinetischen Energie des Elektrons dargestellt. Man kann erkennen, daß der Energieverlust durch Ionisation mit wachsender Teilchenenergie stetig abnimmt, bis er bei einer Energie von $E \approx 4m_e c^2 \approx 2 \text{ MeV}$ sein Minimum erreicht. Danach führen relativistische Effekte zu einem leichten Anstieg der Funktion, die dann in eine Sättigung übergeht. Teilchen mit einer Energie von ca. $4m_0 c^2$, m_0 = Ruhemasse des Teilchens, bezeichnet man als *minimal ionisierend*.

Die oben genannte materialabhängige Energiegrenze, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation den dominanten Prozeß für geladene Teilchen darstellt, ist gegeben durch die *kritische Energie* ϵ . Sie ist definiert, als die Energie, bei der die Energieverluste durch

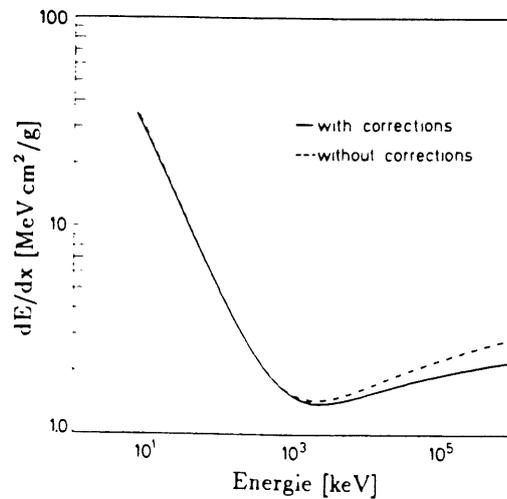


Abbildung 2.3: Der Energieverlust durch Ionisation in Abhängigkeit von der Energie für Elektronen in Kupfer. Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf von dE/dx ohne Dichtekorrekturen [Leo87].

Ionisations- und Strahlungsprozesse gleich hoch sind. Berechnen läßt sie sich über den Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens auf einer Strahlungslänge X_0 [Ber82]:

$$\varepsilon = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{min} \cdot X_0 \approx \frac{580}{Z} \text{ MeV} \quad (2.5)$$

Abbildung 2.4 zeigt den Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation für Elektronen als Funktion der Energie in unterschiedlichen Materialien. Der Schnittpunkt der Kurven markiert nach obiger Definition den Wert der kritischen Energie ε des jeweiligen Mediums.

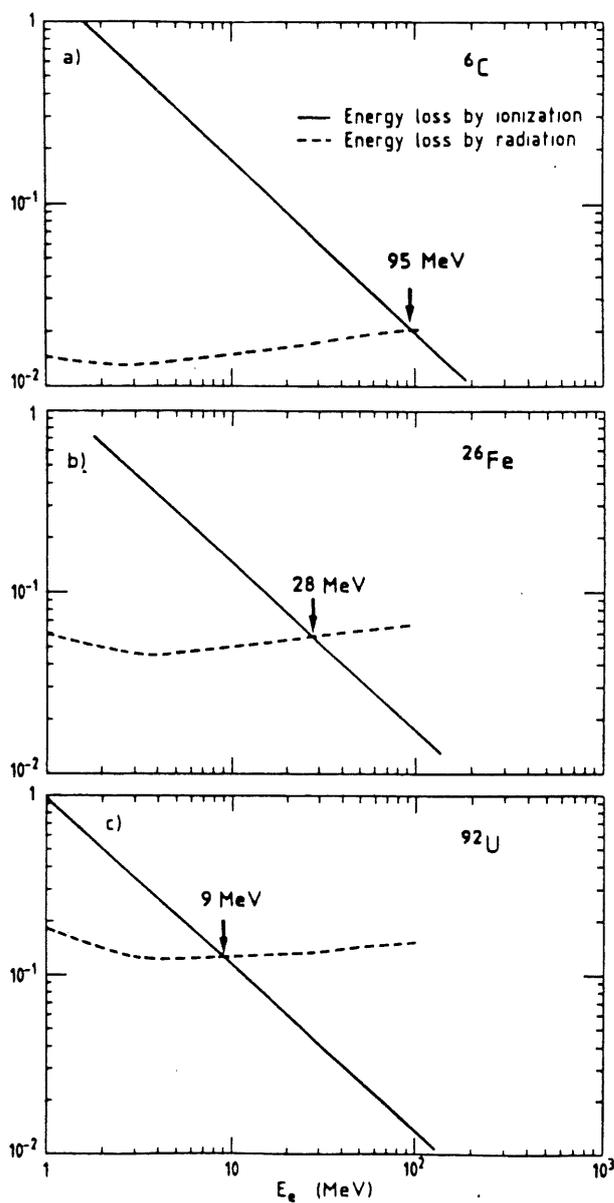


Abbildung 2.4: Der relative Energieverlust von Elektronen in Elektronen in Kohlenstoff (a), Eisen (b) und Uran (c) als Funktion der Energie [Fab89].

2.1.3 Laterale Schauerausdehnung

Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird bestimmt durch Streuvorgänge der Sekundärteilchen unter großen Winkeln. Die bis jetzt beschriebenen Prozesse der Bremsstrahlung und Paarbildung tragen nur wenig zu dieser Entwicklung bei, da der mittlere Winkel Θ , um den die Teilchen hierbei abgelenkt werden, nur

$$\langle \Theta_{\text{Brems, Paar}} \rangle \approx \frac{m_e c^2}{E} \quad (2.6)$$

beträgt [Be34]. Der Prozeß, der im wesentlichen für die laterale Schauerausdehnung verantwortlich ist, ist die Vielfachstreuung. Bei diesem Vorgang findet eine elastische Streuung der Elektronen am Atomkern des Absorbermaterials statt. Sie führt zu einer starken Richtungsänderung des Elektrons ohne Energieverlust. Der mittlere Winkel, um den ein Teilchen beim Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x abgelenkt wird, berechnet sich nach der Molière'schen Theorie [Mol48] zu:

$$\langle \Theta_M \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.7)$$

Der Molière-Radius R_M ist eine charakteristische Größe, für die laterale Schauerausdehnung. Sie berechnet sich über:

$$R_M = m_e c^2 \cdot \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot \frac{X_0}{\varepsilon} \approx \frac{21 \text{ MeV}}{\varepsilon} \cdot X_0 \quad (2.8)$$

Er ist wie die Strahlungslänge X_0 und die kritische Energie ε eine materialabhängige Größe mit deren Hilfe man ein einfaches materialunabhängiges Modell für den elektromagnetischen Schauer aufstellen kann.

2.2 Das materialunabhängige Schauermodell

Die Vielzahl von Wechselwirkungen, die in einem elektromagnetischen Schauer stattfinden, und ihr kompliziertes Zusammenspiel, machen eine detaillierte analytische Beschreibung der Schauerentwicklung unmöglich. Man benutzt daher ein einfaches Modell, um eine Aussage über das mittlere Schauerverhalten zu machen. Eine Voraussetzung dafür liefern die schon erwähnten charakteristischen Größen X_0 , ε , und R_M , mit deren Hilfe man den Schauer materialunabhängig beschreiben kann. Dies ist besonders von Interesse, wenn man das Schauerverhalten in einem nicht homogenen Medium betrachtet, wie zum Beispiel in einem Flüssig-Argon Kalorimeter.

Ein materialunabhängiges Schauermodell geht von der Annahme aus, daß sich die Anzahl $N(t)$ der Sekundärteilchen in einem Schauer bis zum Erreichen des Schauermaximums nach jeder Strahlungslänge um den Faktor q erhöht [Ht53]:

$$N(t) = q^{-t} \quad \text{für } t < t_{\text{max}} \quad (2.9)$$

mit:

x = Weglänge

$t = x/X_0$ = Weglänge in Strahlungslängen

Damit ergibt sich dann für die Energie $E(t)$ der einzelnen Teilchen

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 \cdot q^t \quad . \quad (2.10)$$

Mit Hilfe der kritischen Energie läßt sich die Lage des Schauermaximums bestimmen, da sie die Energiegrenze angibt, an der die Schauerbildung abbricht, also $E(t) = \varepsilon$:

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/\varepsilon)}{\ln q} \quad . \quad (2.11)$$

Die Anzahl $N(t_{max})$ der Sekundärteilchen, die bis zum Erreichen des Schauermaximums erzeugt wurden, berechnet sich zu

$$N(t_{max}) = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad . \quad (2.12)$$

Nachdem das Schauermaximum erreicht worden ist, wird die Anzahl der Schauerteilchen nur noch durch Absorptionsgesetze bestimmt. Da die Anzahl der geladenen Teilchen durch Ionisationsprozesse relativ schnell abnimmt, wird die Teilchenzahl im wesentlichen durch das Photon-Absorptionsgesetz bestimmt:

$$N(t) \sim \exp(-\mu_0 t X_0) \quad \text{für } t > t_{max} \quad (2.13)$$

mit:

μ_0 = minimaler Absorptionskoeffizient.

Die totale integrierte Spurlänge S für die geladenen Teilchen in einem elektromagnetischen Schauer berechnet sich nach [Ama81] über:

$$S = \frac{E_0}{\varepsilon} \cdot X_0 \quad . \quad (2.14)$$

Wenn die kinetische Energie der Elektronen und Positronen eine Grenzenergie E_c unterschreitet, ist sie für Ionisationsprozesse zu niedrig. Dadurch ist ein Nachweis von geladenen Teilchen mit Energien unterhalb E_c nicht möglich. Die totale Spurlänge S verkürzt sich somit auf die sichtbare Spurlänge S' [Ama81]:

$$S' = F(z) \cdot \frac{E_0}{\varepsilon} \cdot X_0 \quad (2.15)$$

mit:

$$F(z) \simeq e^z [1 + z(\ln z - \ln 1.526)]$$

$$z = 4.58 Z E_c / (A \varepsilon)$$

Z = Kernladungszahl

A = Atomgewicht.

Nach Longo und Sestili [Lon75] kann die longitudinale Verteilung der Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer, siehe Abbildung 2.5, näherungsweise beschrieben werden durch die Funktion:

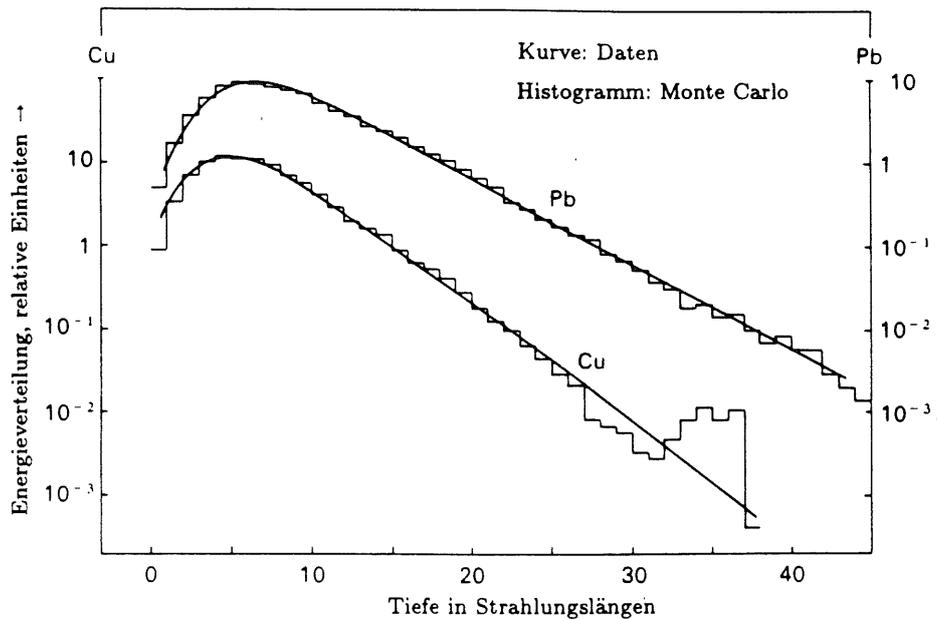


Abbildung 2.5: Longitudinale Verteilung der Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer für verschiedene Absorber, ausgelöst durch ein Elektron der Energie $E_0 = 6.0 \text{ GeV}$ im Vergleich mit Daten einer Monte-Carlo-Rechnung [Bat70].

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} \cdot e^{-bt}}{\gamma(a)} \quad (2.16)$$

mit:

t = Weglänge in Strahlungslängen

$a = t_{max} b + 1$

b = von der Energie des Primärteilchens und Z abhängiger Parameter.

Die transversale Verteilung der Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers, die in Abbildung 2.6 wiedergegeben ist, wird in Molière-Radien gemessen. Näherungsweise kann gesagt werden, daß 90% der Energie des Primärteilchens innerhalb eines Zylinders mit Radius R_M um die Schauerachse deponiert werden. Weitere 8% werden innerhalb der nächsten zwei R_M deponiert. Der Grund für die erhebliche Vergrößerung des zylinderförmigen Intervalls liegt darin, daß außerhalb eines Molière-Radius die Energiedeposition durch niederenergetische Photonen erfolgt, die eine höhere Reichweite besitzen als Elektronen.

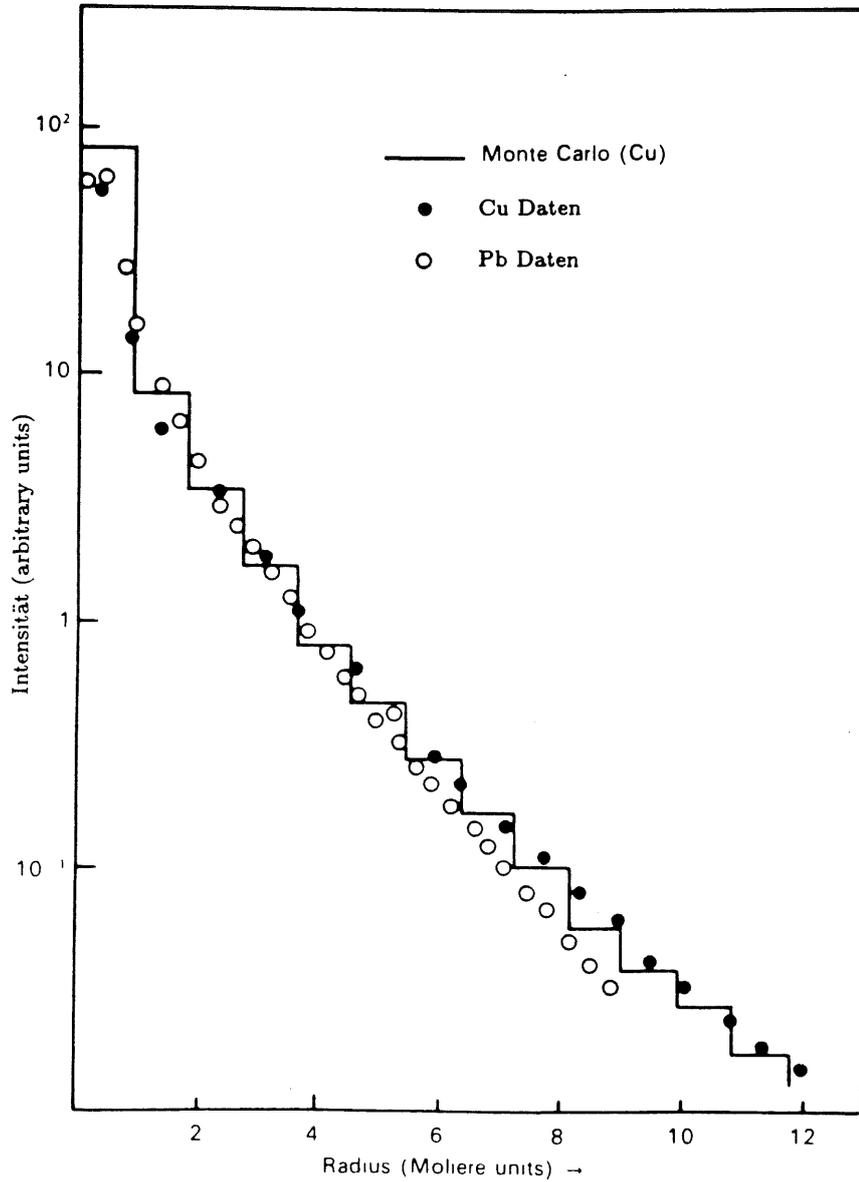


Abbildung 2.6: Transversale Verteilung der Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer für verschiedene Absorber, ausgelöst durch ein Elektron der Energie $E_0 = 6.0 \text{ GeV}$ im Vergleich mit Daten einer Monte-Carlo-Rechnung [Bat70].

2.3 Simulation elektromagnetischer Schauer

Um die für diese Arbeit relevanten Analysen durchzuführen, benötigt man detaillierte Aussagen über das Verhalten eines elektromagnetischen Schauers in einer speziellen Detektorgeometrie. Dafür reichen die Informationen, die das materialunabhängige Schauermodell über das mittlere Schauerverhalten liefert, nicht aus.

Eine Möglichkeit, einen Schauerablauf realistisch zu simulieren, bieten Monte-Carlo-Programme. Das Grundprinzip dieser Programme basiert auf der Verwendung eines Zufallszahlengenerators zur Auswahl der elektromagnetischen Prozesse des einzelnen Schauerteilchens. Das heißt, mit Hilfe einer Zufallszahl wird bestimmt, ob das betrachtete Teilchen einen Wechselwirkungsprozeß eingehen soll und, wenn ja, welchen. Damit die Schauerentwicklung realistisch simuliert wird, werden die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse als Gewichtungsfunktion für ihre Auftrittswahrscheinlichkeit verwendet. Ein solches Monte-Carlo-Programm, mit dessen Hilfe die Simulationen für diese Arbeit erzeugt wurden, ist EGS4. Seine Struktur und Arbeitsweise soll im folgenden Abschnitt kurz erläutert werden.

2.3.1 Das Monte-Carlo Programm EGS4

Das Programmpaket EGS¹ wurde 1978 von Nelson und Ford entwickelt [For78]. Es ist speziell so konstruiert, daß dem Benutzer freie Wahl in der Detektorgeometrie und den Materialien gelassen wird. EGS4 ist die 4. Version dieses Programmpaketes und ermöglicht eine Simulation elektromagnetischer Schauer in einem Energiebereich von 1 keV bis 10⁹ keV. Es wird ergänzt durch ein weiteres Programm, das PEGS4². Beide Programme sind in einer speziell am SLAC entwickelten Programmiersprache, MORTRAN [Coo75], geschrieben worden, die eine durch Macrodeklarationen und Blockstrukturen erweiterte Form des FORTRAN darstellt. Sie soll dem Benutzer die Anwendung der Programme vereinfachen.

Die Aufgabe von PEGS4 besteht in der Berechnung materialabhängiger Daten, die EGS4 zur Simulation von elektromagnetischen Schauern in Materie benötigt. Bei energieabhängigen Größen berechnet PEGS4 eine lineare Interpolation der jeweiligen Funktion in kleinen Energieintervallen. Deren Breite wird so gewählt, daß die Abweichung zwischen Interpolation und Funktionswert nicht mehr als $\approx 1\%$ beträgt. Die so berechneten Werte werden dann EGS, in tabellarischer Form, als Datensatz zur Verfügung gestellt. Sie können für jedes beliebige Medium durch Eingabe seiner Eigenschaften wie, Dichte, Kernladung, Atomgewicht und, im Falle von zusammengesetzten Materialien, Volumen- oder Massenanteilen der einzelnen Komponenten, erzeugt werden. Da EGS4, wie oben erwähnt, in einem sehr großen Energiebereich arbeiten kann, führt dies zu sehr großen Datensätzen. Um diese möglichst kompakt zu halten, kann der Benutzer in PEGS für Elektronen und Photonen Energiegrenzen angeben, innerhalb derer die Materialdaten berechnet werden sollen. Diese sollten allerdings so gewählt werden, daß sie mit den Abschneideenergien des EGS-Programms korrespondieren.

Den strukturierten Aufbau eines kompletten EGS-Programms kann man dem Flußdiagramm in Abbildung 2.7 entnehmen. Dabei gliedert sich das eigentliche Simulationsprogramm in zwei Teile, den EGS-CODE und den USER-CODE. Der EGS-CODE, ein Paket von Subroutinen, entspricht dem eigentlichen EGS-Programmpaket. Der USER-CODE enthält den Anteil des Simulationsprogramms, der vom Benutzer individuell für seine Problemstellung erstellt werden muß.

¹Electron-Gamma Shower

²Preprocessor for EGS4

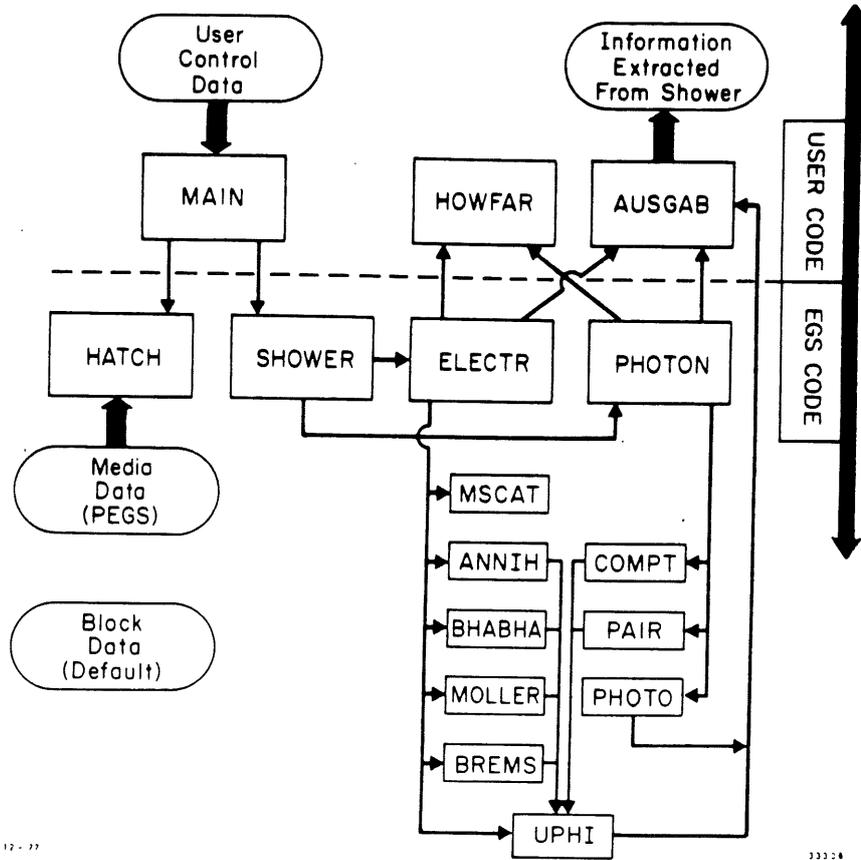


Abbildung 2.7: Flußdiagramm eines EGS-Programms [Nel85].

Über das Hauptprogramm MAIN steuert der Benutzer das Simulationsprogramm durch den Aufruf der Unterroutinen. Die vom PEGS generierten Materialdaten werden dem Hauptprogramm durch die Subroutine HATCH zur Verfügung gestellt. Weitere wichtige Parameter, die in MAIN definiert werden müssen, sind die Eigenschaften des initialisierenden Teilchens und die Abschneideenergien E_{cut}^{γ} und E_{cut}^e . Sie geben die minimalen Energien an, bis zu denen Photonen, bzw. Elektronen in einem Schauer verfolgt werden sollen. Teilchen, die diese Energiegrenze unterschreiten, sollen dann ihre Energie lokal deponieren und werden im weiteren Schauerverlauf nicht mehr berücksichtigt. Die in dieser Arbeit verwendeten Abschneideenergien, $E_{cut}^{\gamma} = 0.1$ MeV und $E_{cut}^e = 1.5$ MeV, wurden von K.Borras für den Prototypen des hier verwendeten Kalorimeters festgelegt [Bor87].

Mit jedem Aufruf der Routine SHOWER, bei dem die Parameter des initialisierenden Teilchens übergeben werden, wird genau ein elektromagnetischer Schauer erzeugt. Sie steuert den Schauerablauf über EGS-Routinen, die den Transport und die Wechselwirkungen der Schauerteilchen berechnen und ausführen. Da die Schauerentwicklung von der Detektorgeometrie abhängig ist, greifen die Transportroutinen ELEKTR und PHOTON auf die Subroutine HOWFAR zurück.

HOWFAR enthält die vom Anwender programmierte Geometrie und Materialverteilung des Bereichs, in dem die Simulation stattfinden soll. EGS ruft diese Subroutine vor dem Transport eines Teilchens auf und übergibt dabei seine aktuellen Parameter und die vorgeschlagene Transportlänge. Der Anwender hat nun die Möglichkeit, den Transport des Teilchens über die vorgeschlagene Schrittlänge zu beeinflussen, indem er sie gegebenenfalls verkürzt.

Die Routine AUSGAB dient dem Benutzer zur Analyse des Schauers. Sie wird von den EGS-Routinen angesprochen, wenn ein Schauerteilchen seine Energie deponiert hat. So kann der Anwender Informationen über die Verteilung der Energiedepositionen abrufen und eventuell weiterverarbeiten. Ein Übergabeparameter ermöglicht dem Benutzer die Abfrage weiterer Informationen, die er speziell zur Analyse des Schauers benötigt.

2.4 Grundlagen der Kalorimetrie

In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß die Energie, die in einem elektromagnetischen Schauer deponiert wird, proportional zur Energie des initialisierenden Teilchens ist. Diese wichtige Eigenschaft des elektromagnetischen Schauers ermöglicht die Bestimmung von Teilchenenergien mit totalabsorbierenden Schauerzählern, beziehungsweise Kalorimetern. Die Art der Energiemessung hängt hierbei von der Bauform des Kalorimeters ab. Bedingt durch ihren unterschiedlichen Aufbau lassen sich Kalorimeter in zwei Kategorien einteilen, *homogene Kalorimeter* und *Sampling-Kalorimeter*.

Homogene Kalorimeter sind Detektoren, die aus einem homogenen Materieblock bestehen, der gleichzeitig als Absorber und Nachweismedium dient. Typische Materialien, die für diese Kalorimeterart verwendet werden, sind Bleiglas und NaJ-Kristalle. Durch die Energiedeposition von elektromagnetischen Schauern wird in NaJ-Kristallen Szintillations- und in Bleiglaszählern Cherenkov-Licht erzeugt. Über eine Intensitätsmessung des entstandenen Lichts kann dann die Schauerenergie bestimmt werden. Da bei diesen Materialien die Werte für die Strahlungslänge X_0 sehr hoch sind, benötigt man sehr große Detektorvolumina um den Schauer vollständig zu absorbieren. Ein weiterer Nachteil dieser Kalorimeterart ist die fehlende Möglichkeit, die longitudinale Verteilung der Energiedeposition eines elektromagnetischen Schauers zu messen, die ein wesentlicher Bestandteil der Elektron-Pion-Trennung ist [Col90].

Im Gegensatz zu der gerade beschriebenen Kalorimeterart bestehen *Sampling-Kalorimeter* aus einer Folge von Schichten, in der sich ein Absorbermaterial hoher Dichte und ein Nachweismedium abwechseln. Absorbermaterialien, wie Blei, die sehr kleine Strahlungslängen besitzen, ermöglichen eine kompakte Bauweise der Sampling-Kalorimeter. Anders als beim *homogenen Kalorimeter* wird hier nicht der gesamte elektromagnetische Schauer, sondern die Energiedeposition in verschiedenen Absorbertiefen stichprobenartig gemessen, daher der Ausdruck *Sampling-Kalorimeter*. Beispiele für diese Kalorimeterart sind das Blei-Szintillator-Sandwichkalorimeter des ARGUS-Detektors [Dre82] und das in dieser Arbeit untersuchte Flüssig-Argon-Kalorimeter. Seine Funktionsweise soll im folgenden kurz erläutert werden.

Ein Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus einer Folge von Absorberplatten, zwischen denen sich flüssiges Argon als Nachweismedium befindet. Die Energiebestimmung in diesem Kalorimeter beruht auf der Messung von Ladungen, die durch Ionisationsprozesse im Argon freigesetzt werden. Damit die freigesetzten Ladungen gemessen werden können, bilden die Ausleseschichten des Kalorimeters Ionisationskammern. Um dies zu erreichen, wird abwechselnd jeweils eine Absorberplatte an eine Hochspannungsversorgung angeschlossen und die nächste geerdet. In dem so erzeugten elektrischen Feld wandern die durch den Schauer freigesetzten Elektronen zur Anode. Die Bewegung der Ladungsträger im elektrischen Feld influenziert auf den Ausleseflächen ein Signal, daß dann ausgelesen werden kann. Der Einfluß der positiven Ionen auf das Signal ist vernachlässigbar, da sie eine geringe Mobilität besitzen.

2.4.1 Die Energieauflösung eines Kalorimeters

Nach Abschnitt 2.2 ist die Anzahl der Schauerteilchen N proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens. Da die Teilchenzahl aber statistischen Schwankungen unterworfen ist, entstehen Fluktuationen der Größenordnung \sqrt{N} . Man erhält somit für die Energieauflösung eines Kalorimeters:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E_0}} \quad (2.17)$$

Da Sampling-Kalorimeter inaktive Absorberschichten besitzen, in denen keine Teilchen nachgewiesen werden, verschlechtert sich ihre Energieauflösung mit der Dicke D der Absorberplatten. Die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen N ergibt sich über die Spurlänge S' zu

$$N = \frac{S'}{D} = \frac{E_0 X_0 F(z)}{D \epsilon} \quad (2.18)$$

In der Funktion $F(z)$ wird die untere Nachweisgrenze E_c des Auslesemediums berücksichtigt. Nach [Ben73] entspricht diese mittlere Ionisationsenergie für $23.6_{-0.3}^{+0.5} \text{ meV}$. Die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters ergibt sich damit zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{D \epsilon}{F(z) X_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.19)$$

Diese Energieauflösung kann sich noch zusätzlich verschlechtern, falls die Schauer nicht komplett vom Kalorimeter absorbiert werden. Man spricht in diesem Fall von Leckverlusten, die sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Ausbreitungsrichtung des Schauers auftreten können.

Kapitel 3

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter FB2E

Das Kalorimeter **FB2E**, ein Sampling-Kalorimeter mit einer Sandwich-Struktur aus Blei- und Flüssig-Argon-Schichten, ist ein Teil des elektromagnetischen Kalorimeters im **H1**-Detektors. Wie sein Name **FB2E**, **F**orward **B**arrel **2nd** **E**lectromagnetic, schon erkennen läßt, handelt es sich um den 2. Kalorimeterring im vorderen Radialbereich. Es ist speziell darauf ausgelegt worden, die Energie von Leptonen mit einer maximalen systematischen Abweichung von 1% zu messen. Seine Position innerhalb des Kalorimeters und seine Lage zum Wechselwirkungspunkt sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Ihr kann man weiterhin entnehmen, daß Leptonen und Photonen, deren Energien mit dem **FB2E** bestimmt werden sollen, den Wechselwirkungspunkt unter Polarwinkeln zwischen $\vartheta = 19^\circ$ und $\vartheta = 26^\circ$ verlassen müssen. Der Winkel ϑ wird hierbei gegen die Protonenflugrichtung gemessen. Da sich geladene Teilchen aufgrund des Magnetfeldes der Stärke $B = 1.2 \text{ T}$ auf Bahnen radial zur Strahlachse bewegen, benötigen zum Beispiel Elektronen eine Energie von $E_e > 430 \text{ MeV}$, um in das Kalorimeter zu gelangen.

3.1 Der Aufbau des Kalorimeters

Der Kalorimeterring des **FB2E** setzt sich aus acht äquivalenten Segmenten zusammen, die jeweils einen Azimutwinkel von $\Delta\Phi \simeq 45^\circ$ im Detektor abdecken. Diese Kalorimetersegmente, die im folgenden als Stacks bezeichnet werden, bestehen jeweils aus einem Stapel Absorberplatten, die durch spezielle Distanzringe aus G10, die Spacer, einen konstanten Abstand von 2.35 mm zueinander besitzen (s. Abb. 3.3). Die so entstandenen Zwischenräume, im weiteren Gaps genannt, sind mit flüssigem Argon, dem Nachweismedium, gefüllt. Da die Stacks einen

Tabelle 3.1: Außenmaße eines **FB2E**-Stacks

Höhe		$\Delta y'$	24.80	cm
Breite	oben	$\Delta x'$	98.60	cm
Breite	unten	$\Delta x'$	81.27	cm
Länge		Δz	86.45	cm

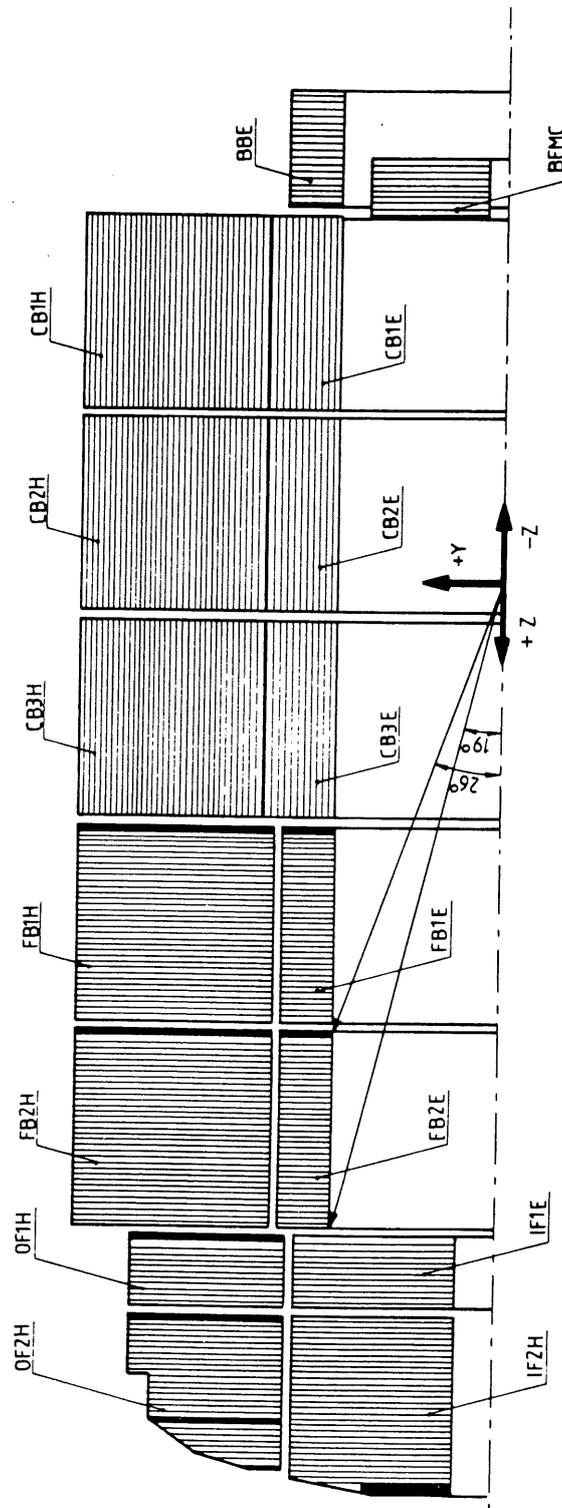
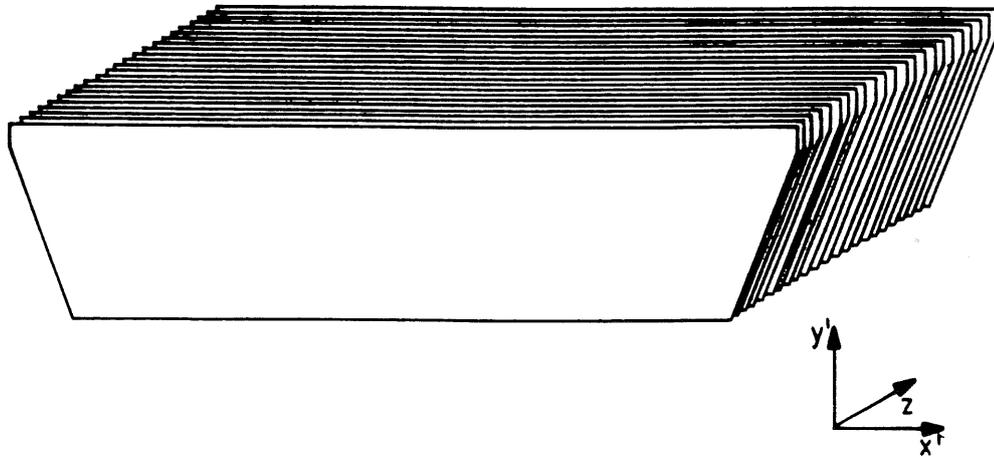


Abbildung 3.1: Lage des FB2E im Kalorimeter des H1-Detektors

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines **FB2E**-Stacks

Öffnungswinkel von $\Delta\Phi = 45^\circ$ besitzen, ergibt sich für die Grundfläche der Platten eine symmetrische Trapezform. Abbildung 3.2 zeigt die schematische Darstellung eines **FB2E**-Stacks, seine Außenmaße können Tabelle 3.1 entnommen werden. Ein **FB2E**-Stack besteht aus insgesamt 123 Kalorimeterplatten. Dabei unterscheidet man im wesentlichen zwei Sorten, nämlich Hochspannungs- und Ausleseplatte, deren Struktur im nächsten Abschnitt erläutert wird. Innerhalb der Plattenfolge des Stack wechseln sich jeweils die 57 Hochspannungs- und Ausleseplatten ab, damit ergibt sich für das **FB2E** folgende Grundstruktur:

... - Gap - HVB - Gap - ROB - Gap - HVB - Gap - ...

Die 9 restlichen Kalorimeterplatten enthalten keinen Bleiabsorber. Sie dienen der Kompensation lokaler Störungen, die durch das konstruktionsbedingte Einfügen von zusätzlichem Absorbermaterial auftreten [Bor87]. Die genaue Plattenfolge im Stack kann man Abbildung 3.3 entnehmen.

3.1.1 Struktur der Kalorimeterplatten

Da die Hochspannungs- und Ausleseplatten nicht nur als Absorber verwendet werden, sondern auch noch der Auslese der im Argon freigesetzten Ladung dienen, besteht ihre Struktur aus vielen Schichten. Den Kern der Kalorimeterplatten bildet eine 2.376 mm dicke Schicht aus einer Blei-Antimon-Legierung, deren Antimon-Anteil 2.25% beträgt [Kur91]. Die Oberflächen der Bleiplatte sind aufgeraut und werden mit Epoxydharz überzogen, um einen besseren Haftgrund für den zur Herstellung der Kalorimeterplatten verwendeten Kleber zu erhalten.

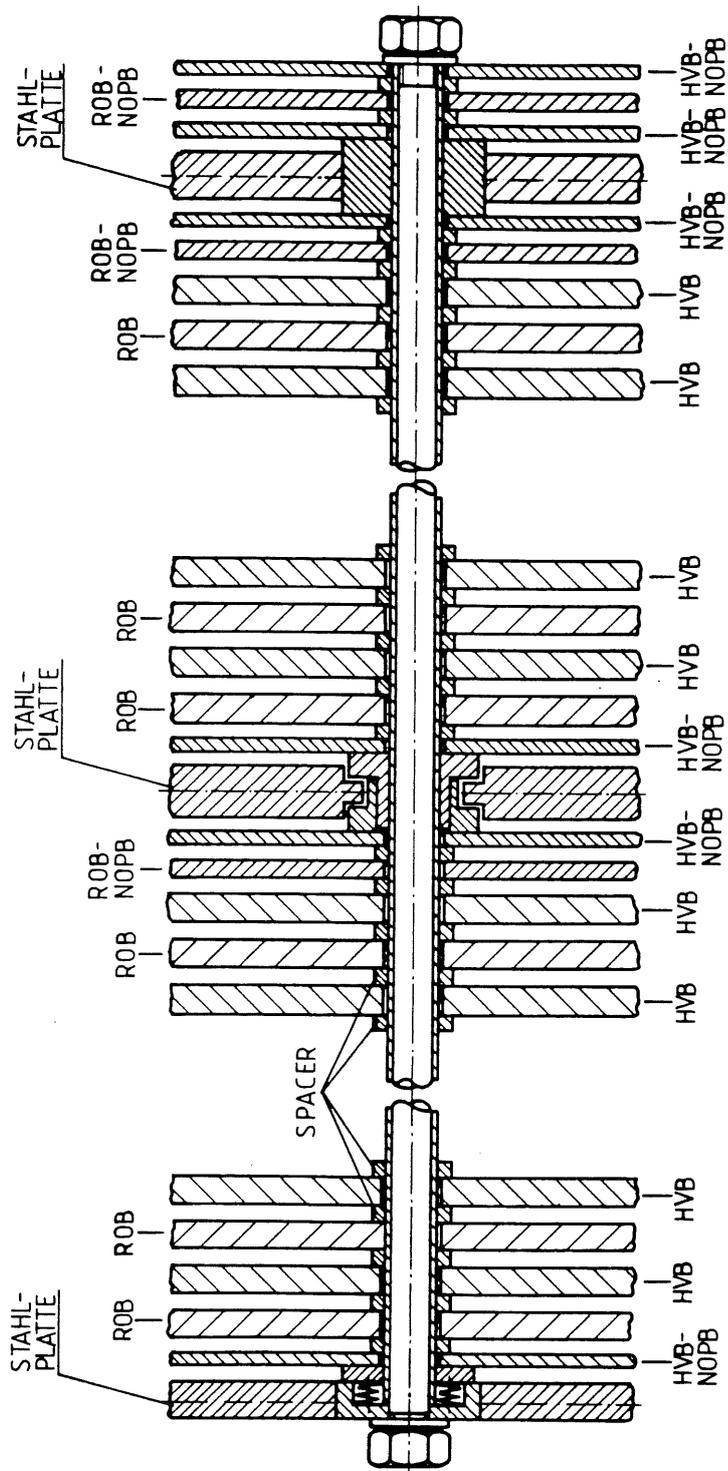


Abbildung 3.3: Die Plattenfolge in einem FB2E-Stack

Tabelle 3.2: Normdicken der Materialschichten für Hochspannungs (HVB)- und Ausleseplatten (ROB) [Kur91]

Material	HVB		ROB	
	Anzahl der Schichten	Dicke d [μm]	Anzahl der Schichten	Dicke d [μm]
PbSb	1	2376	1	2376
G10	2	727	2	692
Prepreg	4	130	4	125
Kupfer	4	35	4	55
Kapton	2	75	-	-
HRC	2	30	-	-
Primer	2	25	2	25
Summe	17	4750	13	4530

Dieses Epoxydharz mit einem Bleianteil, der die Aufrauhung der Bleioberfläche berücksichtigt, heißt Primer. Die Bleiplatte besitzt neun Bohrungen, die der Führung der 4 mm starken Stahlstangen dienen, die zur Stützkonstruktion gehören. Da sie lokale Störungen des Auslesesignals verursachen, wird dieser Effekt durch einen Materialaustausch kompensiert [Len89]. Die Bleiplatte wird dazu mit Bohrungen von 20 mm Durchmesser hergestellt, in die Aluminiumringe mit einem Innendurchmesser von 8 mm eingesetzt werden.

Auf beide Seiten der Bleiplatte wird je eine G10-Platte aufgeklebt (s.Abb.3.4), die ihrerseits doppelseitig mit Kupfer beschichtet ist. G10 ist ein mit Glasfaser verstärkter Epoxydunststoff der zu jeweils ca.50% aus Glasfaser und Epoxydharz besteht. Der verwendete Spezialkleber Prepreg besitzt eine ähnliche Zusammensetzung mit einem höherem Glasfaseranteil, dessen Harzkomponente erst nach dem Pressen bei einer Temperatur von 130° C aushärtet. Die ersten strukturellen Abweichungen zwischen den beiden Plattensorten ergeben sich durch die unterschiedlichen Dicken des G10 und des Kupfers, siehe Tabelle 3.2. Damit Hochspannungs- (HVB¹) und Ausleseplatte (ROB²) vergleichbare Plattendicken aufweisen, wurde bei den letzteren zwei statt einer Schicht Prepreg verwendet.

Die äußeren Kupferschichten des HVB werden unter Verwendung einer weiteren Lage Prepreg mit hochspannungsfester Kaptonfolie beklebt (s.Abb.3.4). Sie hat die Aufgabe, die geerdete Kupferschicht von der hochohmigen Widerstandsschicht, dem HRC³, zu trennen, die an die Hochspannungsversorgung angeschlossen wird. Die HRC-Schicht, eine Mischung aus ca. 13% Graphit und ca.87% Epoxydharz [Kol90], wird im Siebdruckverfahren auf die Kaptonfolie aufgebracht. Dabei wird ein Rand von 4 mm gelassen, um eine Entladung durch Funkenüberschlag zwischen Kupfer und HRC zu vermeiden, wenn die Hochspannung anliegt. In einem Durchmesser von 16 mm um die Mitte der Bohrlöcher wurde deshalb ebenfalls auf eine Beschichtung verzichtet. Der hohe Oberflächenwiderstand R_{HRC} dieser Schicht, der im Bereich $1.0 M\Omega \leq R_{HRC} \leq 10.0 M\Omega$ liegt [Kal90], schützt die Elektronik des Kalorimeters

¹High-Voltage-Board²Read-Out-Board³High Resitance Coating

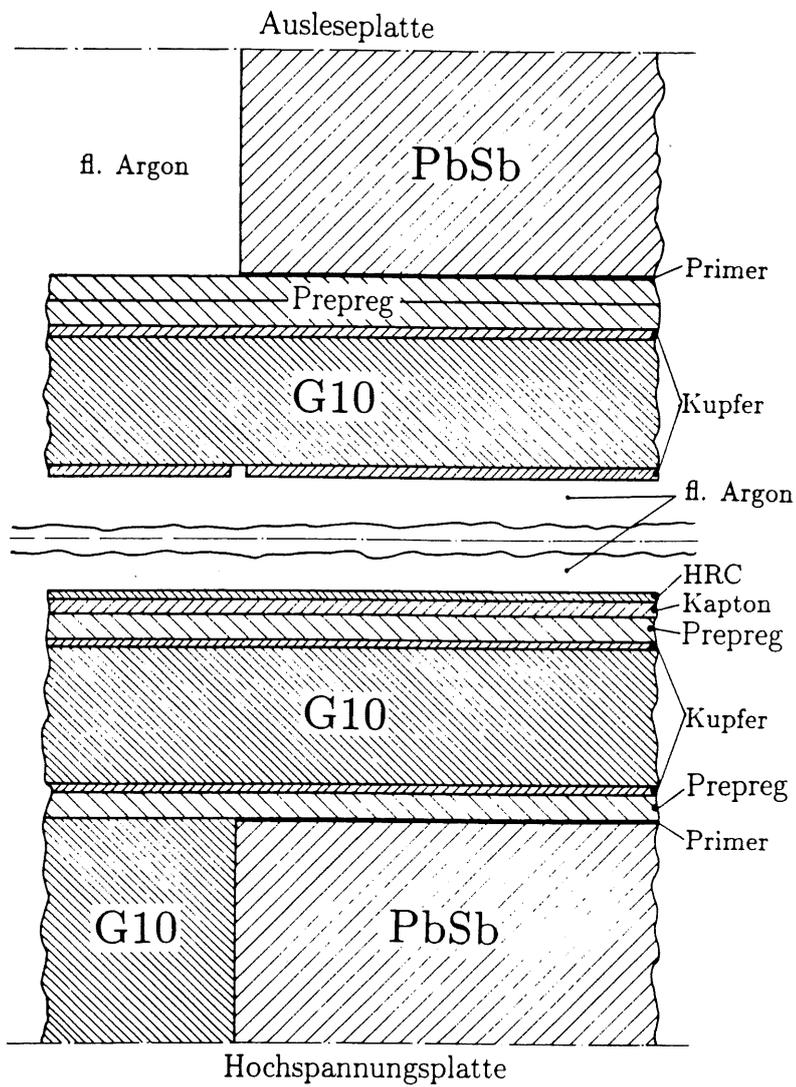


Abbildung 3.4: Schichtstruktur einer Hochspannungs- und Ausleseplatte

Tabelle 3.3: Aufteilung der Auslesezellen auf die z-Segmente

z-Segment	Nummer der Gaps	Anzahl der Gaps
0	0 - 13	14
1	14 - 27	14
2	28 - 41	14
3	42 - 55	14
4	56 - 71	16
5	72 - 87	16
6	88 - 103	16
7	104 - 119	16

Tabelle 3.4: Die Höhen der ϑ -Lagen im FB2E

Nummer der ϑ -Lage i	Höhe der ϑ -Lage $\Delta y'_i$ [cm]
0	2.0
1	4.0
2	6.0
3	12.0

vor Durchschlägen und Entladungen im flüssigen Argon. Die zur Erzeugung des elektrischen Feldes im Nachweismedium angelegte Hochspannung beträgt 2.5 kV.

Im Gegensatz zur Hochspannungsplatte bleiben die äußeren Kupferschichten des ROB unbeschichtet (s. Abb. 3.4) und dienen der Ladungssammlung im Auslesemedium. Allerdings hat die Kupferbeschichtung der Ausleseplatten, wie die HRC-Schicht der Hochspannungsplatte, einen Rand von 4.0 mm und Aussparungen um die Bohrlöcher. Die Schichtstruktur einer Hochspannungs- und Ausleseplatte ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Tabelle 3.2 enthält die genormten Dicken der einzelnen Materialien, aus denen sich Hochspannungs- und Ausleseplatte zusammensetzen [Kur91].

Die Struktur der Kalorimeterplatten beim FB2E-Stack weist eine Besonderheit auf. Im unteren Bereich der Platten, also dem Bereich, der dem Wechselwirkungspunkt zugewandt ist, fehlt ihnen bis zu einer Höhe von 2 cm der Bleikern. Er wurde bei den Hochspannungsplatten durch G10 ersetzt und bei den Ausleseplatten bleibt ein Zwischenraum, der mit Flüssig-Argon gefüllt ist. Die dadurch entstehende Zone im Stack dient somit ausschließlich der Ladungssammlung, und wird deshalb Presampler genannt. Sie ist notwendig, da im Material vor dem FB2E-Kalorimeter schon eine Schauerentwicklung und damit auch Energiedepositionen stattfinden. Dies führt im FB2E bei Energien bis zu etwa 15 GeV zu einer Verminderung der Signalhöhe. Um diesen Effekt auszugleichen, wurde deshalb innerhalb des Eintrittsbereiches der Kalorimetersegmente auf das absorbierende Material verzichtet. Die Höhe des Presamplers wurde in einer Arbeit von K. Borras optimiert [Bor87].

3.1.2 Beschreibung der Ausleseeinheiten

Kalorimeter werden nicht nur zur Bestimmung von Teilchenenergien verwendet, sondern auch zur Spurverfolgung von Teilchen, was eine Untersuchung der transversalen sowie longitudinalen Schauerentwicklung erfordert. Um dies zu realisieren, ist das Kalorimeter in kleine Ausleseeinheiten unterteilt.

Die Länge einer Ausleseeinheit in z-Richtung, das entspricht der Protonenstrahlrichtung, wird bestimmt durch die Anzahl der Auslesezellen, die in einem z-Segment zusammengefaßt sind. Eine Auslezelle des FB2E-Stacks besteht aus einer halben Hochspannungsplatte, einem Gap und einer halben Ausleseplatte. Damit erhält man mit den Werten aus Tabelle 3.2 eine Zellenlänge d_{Zelle} von 6.990 mm. Ein FB2E-Stack enthält 120 Gaps, also 120 solcher

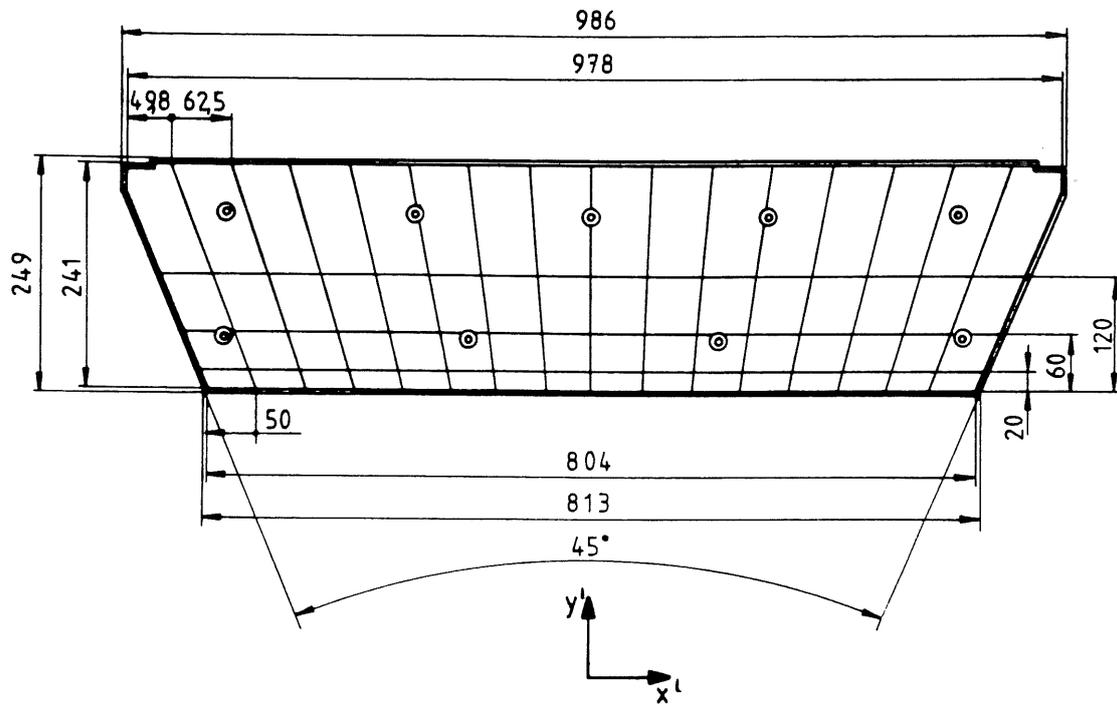


Abbildung 3.5: Die Padeinteilung einer Ausleseplatte

Auslesezellen, die sich gemäß Tabelle 3.3 auf die acht z -Segmente verteilen.

Die Aufteilung der Kupferoberfläche einer Ausleseplatte in 64 Flächensegmente, Pads, bestimmt die Höhe und Breite einer Ausleseeinheit. Die Padeinteilung in y' -Richtung erfolgt in 4 Bereiche unterschiedlicher Höhe $\Delta y'_i$, die auch als ϑ -Lagen bezeichnet werden, siehe Tabelle 3.4.

In x' -Richtung ist die Kupferoberfläche der Ausleseplatte in 16 äquidistante Segmente aufgeteilt. In Abbildung 3.5 ist die Padeinteilung einer Ausleseplatte dargestellt. Die Pads innerhalb eines z -Segments, deren Schwerpunktskoordinaten in x' - und y' -Richtung übereinstimmen, bilden eine Ausleseeinheit, die auch als Auslesekanal bezeichnet wird. Damit ergeben sich für einen Stack des FB2E 512 Auslesekanäle.

3.1.3 Die Stützkonstruktion

Um die mechanische Stabilität des Stacks und seine Aufhängung im Kryostaten zu gewährleisten, befinden sich die Kalorimeterplatten in einen Stahlrahmen (s. Abb. 3.6). Dieser besteht aus jeweils einer Front- und Abschlußplatte, die eine Dicke von 6 mm haben und zwei Seitenplatten mit einer Dicke von 3 mm. An diese schließen sich unterhalb des Stacks zwei 30 mm breite Stahlleisten an, auf denen die Kalorimeterplatten aufliegen. Zusammen mit den Seitenwänden des Stahlrahmens gehören die Stahlleisten zu dem Randbereich des Stacks, dessen Einfluß in dieser Arbeit untersucht werden soll. Zusätzlich wurde in der Mitte des Stacks eine 6 mm starke Stahlplatte zur weiteren Stabilisierung eingefügt. Sie stellt im Kalorimeter zusätzliches Absorbermaterial dar, das zu einer lokalen Störung des Auslesesignals führt. Um diesen Effekt auszugleichen, verwendet man im Bereich um die Stahlplatte die erwähnten Kalorimeterplatten ohne Bleikern [Bor87].

Weiterhin gehören neun Stahlstangen von je 4 mm Durchmesser die mit einem Teflonschlauch überzogen sind zur Stützkonstruktion. Sie haben die Aufgabe, die Kalorimeterplatten und die Spacer an den gewünschten Positionen zu halten, um einen konstanten Abstand der Absorberplatten zueinander zu gewährleisten. Ihr Einfluß auf das Kalorimetersignal wird durch den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Austausch des Absorbermaterials im Bereich der Stahlstäbe kompensiert [Len89]. In Abbildung 3.6 ist der Aufbau der Stützkonstruktion einschließlich der Stahlstangen dargestellt.

3.2 Die Randbereiche des Kalorimeters

Als Randbereiche bezeichnet man die Bereiche innerhalb eines Kalorimeters, die sich in der Nähe seiner Begrenzungsflächen befinden. Da das komplette Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors aus mehreren Kalorimeterringen besteht, ergeben sich dadurch eine Vielzahl von Randbereichen, die aus den Begrenzungsflächen und den von ihnen eingeschlossenen Zwischenräumen bestehen. Man unterscheidet sie anhand ihrer Lage und Ausrichtung zum Wechselwirkungspunkt.

Mit z -Crack bezeichnet man den vertikalen Zwischenraum zwischen zwei elektromagnetischen oder hadronischen Kalorimeterringen, zum Beispiel zwischen FB1E und FB2E (s. Abb. 3.1). Seine negativen Auswirkungen auf das Kalorimetersignal wurden in diesem speziellen Fall durch Einfügen eines IRB⁴ kompensiert. Es besteht aus zwei Hochspannungs- und einer Ausleseplatte ohne Bleikern und ist außerhalb der Stützkonstruktion vor der Frontplatte des FB2E angebracht, siehe auch Abbildung 3.3.

⁴Independent-Read-Out-Board

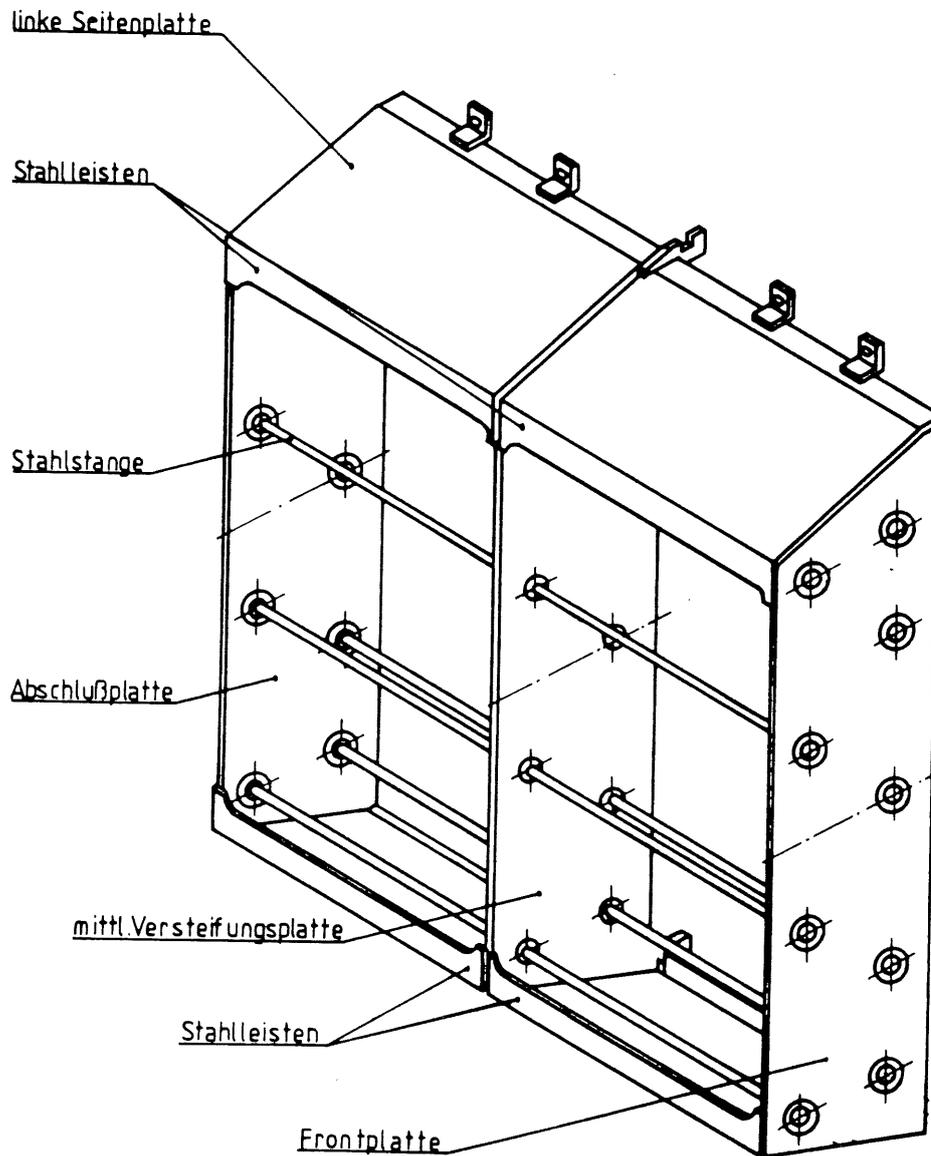


Abbildung 3.6: Perspektivische Darstellung der Stützkonstruktion des FB2E

Tabelle 3.5: Die Breiten der Materialschichten im Φ -Crack

Material	Anzahl der Schichten	Breite Δx [mm]
Argon	1	8.00
Stahl	2	3.00
G10	2	4.00

Da die erwähnten Kalorimeterringe des H1-Detektors aus jeweils acht einzelnen Stacks gebildet werden (s. Abb. 1.3), entstehen zwischen diesen aus technischen Gründen ebenfalls Zwischenräume. Diese werden als Φ -Cracks bezeichnet, weil sie parallel zum Azimutwinkel Φ ausgerichtet sind. Der nachfolgende Abschnitt beinhaltet eine detaillierte Beschreibung eines solchen Zwischenraums. Sie bildet die Grundlage für die, zur Analyse seiner Auswirkungen, im Monte-Carlo-Programm implementierte Geometrie.

3.2.1 Der Φ -Crack

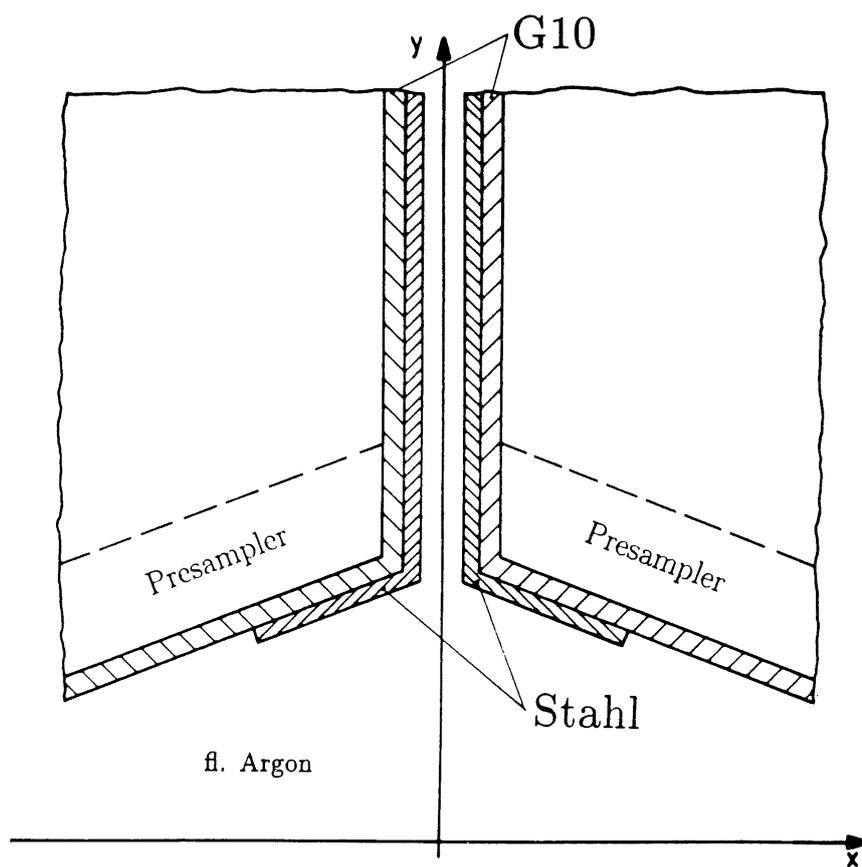
Der Φ -Crack des FB2E ist definiert als der Bereich *toten Materials* zwischen zwei Stacks des Kalorimeters, der parallel zum Azimutwinkel Φ ausgerichtet ist. Da der Kalorimeterring aus acht Stacks besteht, existieren auch acht solcher Bereiche unter folgenden Azimutwinkeln:

$$\begin{aligned} \Phi_i &= i \cdot 45^\circ \\ &\text{für } i = 0, 1, \dots, 7 \\ &= 0.0^\circ, 45.0^\circ \dots \end{aligned}$$

Gebildet wird der Φ -Crack durch die Seitenwände der Stahlrahmen zweier Stacks und deren Zwischenraum von 8 mm, der mit flüssigem Argon gefüllt ist (s. Abb. 3.7). Die Seitenwände der Stahlrahmen besitzen, wie schon erwähnt eine Dicke von jeweils 3 mm. An sie schließt sich jeweils in x -Richtung die Sandwich-Struktur der Stacks aus Kalorimeterplatten und Gaps an.

Die Kalorimeterplatten haben einen 4 mm breiten Rand ohne Bleikern. Weiterhin sind die Ausleseplatten in diesem Randbereich nicht mit Kupfer und die Hochspannungsplatten nicht mit HRC beschichtet worden, wodurch hier keine Auslese des Signals möglich ist. Damit wird die Materialzusammensetzung in diesem 4 mm breiten Randbereich im wesentlichen durch G10, Prepreg und Argon bestimmt. Da eine Mischung aus diesen Medien vergleichbare physikalische Eigenschaften wie das G10 besitzt, siehe Tabelle 3.6 in Abschnitt 3.3, wird G10 als Material für diesen Randbereich innerhalb des Simulationsprogramms angenommen. Die Materialverteilung im Bereich des Φ -Cracks, wie sie im Simulationsprogramm verwendet wurde, und die Lage des Koordinatensystems sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Breiten der Materialschichten des Φ -Crack sind in Tabelle 3.5 zusammengestellt.

Damit ergibt sich für die acht Segmente jeweils ein Bereich mit einer Gesamtbreite von je 22 mm zwischen den Stacks, das entspricht insgesamt etwa 3% des FB2E-Kalorimeter-volumens, in dem eine direkte Auslese des Signals nicht möglich ist. Das bedeutet, daß die Energie, die in diesem Bereich deponiert wird, bei der Energiemessung unberücksichtigt bleibt, was eine lokale Verschlechterung des Kalorimetersignals zur Folge hat. Dieser Einfluß des Φ -Cracks auf das Kalorimetersignal soll im nächsten Kapitel untersucht werden.

Abbildung 3.7: Materialverteilung im Bereich des Φ -Cracks

3.3 Zusammenstellung der materialspezifischen Kenndaten

Die Kenndaten der verschiedenen Materialien, die für Kalorimeterplatten und Stützkonstruktion, verwendet wurden sind in Tabelle 3.6 zusammengestellt. Sie wurden entweder dem Review of Particle Properties [RPP90] entnommen oder mit Hilfe des Programms PEGS4, das in Kapitel 2.3 beschrieben wurde, erzeugt. In Tabelle 3.6 wurden ebenfalls die Kenndaten für Aluminium aufgenommen, das als inaktives Material vor dem Kalorimeter für die Simulation verwendet wurde.

Die Rechenzeit des Simulationsprogramms steigt mit der Anzahl der Materialschichten innerhalb der Absorberplatten. Daher wurde die Struktur durch Einführung der Materialmischungen $G10MIX_{RO}$ und $G10MIX_{HV}$ vereinfacht. Das $G10MIX_{RO}$ ist eine Mischung aus den Materialien G10, Prepreg, Primer und Kupfer gemäß ihren Volumenanteilen an einer Ausleseplatte. Das $G10MIX_{HV}$ setzt sich zusammen aus G10, Prepreg, Kapton, HRC, Primer und Kupfer gemäß ihren Volumenanteilen an einer Hochspannungsplatte. Ihre materialspezifischen Kenndaten sind in Tabelle 3.7 zusammengefaßt. Außerdem werden dort die gemittelten Daten für eine Auslezelle des Kalorimeters unter der Rubrik Stack angegeben. Um die gemittelten Werte für die in Tabelle 3.7 aufgeführten Materialien zu bestimmen, wurden folgende Formeln benutzt [RPP90]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_{i=1}^n \frac{w_i}{X_{0i}} \quad \text{wobei} \quad w_i = \frac{d_i}{\sum d_i} \quad (3.1)$$

mit:

d_i = Dicke der einzelnen Materialschicht

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \Big|_{min} \right\rangle = \sum_{i=1}^n w_i \frac{dE}{dx} \Big|_{min,i} \quad (3.2)$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \Big|_{min} \right\rangle \cdot X_0 \quad (3.3)$$

Die Strahlungslänge X_0 besitzt in diesen Formeln die Einheit [cm] und die Größe dE/dx die Einheit [MeV/cm].

Tabelle 3.6: Physikalische Kenndaten der Materialien des **FB2E**-Stacks

Material	ρ [g/cm ³]	X_0 [cm]	$(dE/dx)_{min}$ [MeV/cm]	ϵ [MeV]	R_M [cm]
PbSb	11.16	0.57	12.54	7.20	1.68
Kupfer	8.96	1.44	12.90	18.58	1.63
fl. Argon	1.40	13.96	2.11	29.46	9.95
G10	1.55	21.29	2.87	61.10	7.32
Prepreg	1.70	18.54	3.11	57.65	6.75
Kapton	1.42	28.54	2.63	75.06	7.99
HRC	1.22	35.01	2.36	82.62	8.90
Primer	2.00	7.58	7.81	59.19	2.69
Stahl					
Fe-4301	7.59	1.84	11.13	20.50	1.88
Aluminium	2.70	8.90	4.37	38.93	4.80

Tabelle 3.7: Kenndaten der verwendeten Materialmischungen

Bezeichnung	ρ [g/cm ³]	X_0 [cm]	$(dE/dx)_{min}$ [MeV/cm]	ϵ [MeV]	R_M [cm]
<i>G10MIX_{HV}</i>	2.01	11.33	2.90	32.82	7.25
<i>G10MIX_{RO}</i>	2.35	8.49	2.90	24.59	7.25
Stack	4.97	1.54	5.91	9.10	3.55

Kapitel 4

Der Einfluß des Φ -Cracks auf das Kalorimetersignal

Die acht Φ -Cracks des Kalorimeterringes **FB2E** bilden, wie schon in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, Zonen *toten Materials* im Kalorimeter, das sind Zonen, in denen eine direkte Auslese des Signals nicht möglich ist. Da sie eine radiale Ausrichtung besitzen, können sie von Teilchen erreicht werden, die den Wechselwirkungspunkt radial unter dem Polarwinkel ϑ , im Intervall $19^\circ \leq \vartheta \leq 26^\circ$, und bestimmten Azimuthwinkeln $\Phi = 0^\circ, 45^\circ, \dots, 315^\circ$, verlassen. Ein Φ -Crack deckt dabei einen azimuthalen Winkelbereich von $\Delta\Phi \approx 1^\circ$ ab.

Um den Einfluß dieses Bereichs auf das Kalorimetersignal zu analysieren, wurde eine Geometrie im Monte-Carlo-Programm **EGS4**, siehe Kapitel 2.3, implementiert, die zwei **FB2E**-Stacks einschließlich dem von ihnen eingeschlossenen Φ -Crack in der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Struktur simuliert. Dabei wurde die Lage des Koordinatensystems so gewählt, daß seine y -Achse der Symmetrieachse des Φ -Cracks entspricht, siehe Abbildung 4.1. Die y -Koordinate gibt die radiale Entfernung von der Strahlachse des **H1**-Detektors an. Die x -Koordinate entspricht einer Variation des Azimuthwinkels Φ und ihr Betrag gibt gleichzeitig die Entfernung zur Mitte des Φ -Cracks an.

Zur Analyse des Signalverhaltens wird der Azimuthwinkel der radial einfallenden Teilchen so variiert, daß die Schauerachse den Bereich des Φ -Cracks überstreicht. Da die Materialverteilung innerhalb dieses Bereichs sehr komplex ist und nicht nur von der x -, sondern auch von der y -Richtung abhängt, wurde zum besseren Verständnis der späteren Ergebnisse und als Test des Simulationsprogrammes zunächst die y -Abhängigkeit des Signals analysiert.

4.1 Analyse der y -Abhängigkeit des Signals

Die Struktur des zu untersuchenden Bereichs in y -Richtung setzt sich aus folgenden Regionen zusammen (s. Abb. 4.1):

1. die Stahlleiste der Stützkonstruktion
2. der Presampler, also die Region ohne Bleiabsorber innerhalb der Kalorimeterplatten
3. die Region, in der die Kalorimeterplatten die "normale" Struktur mit Bleiabsorber besitzen

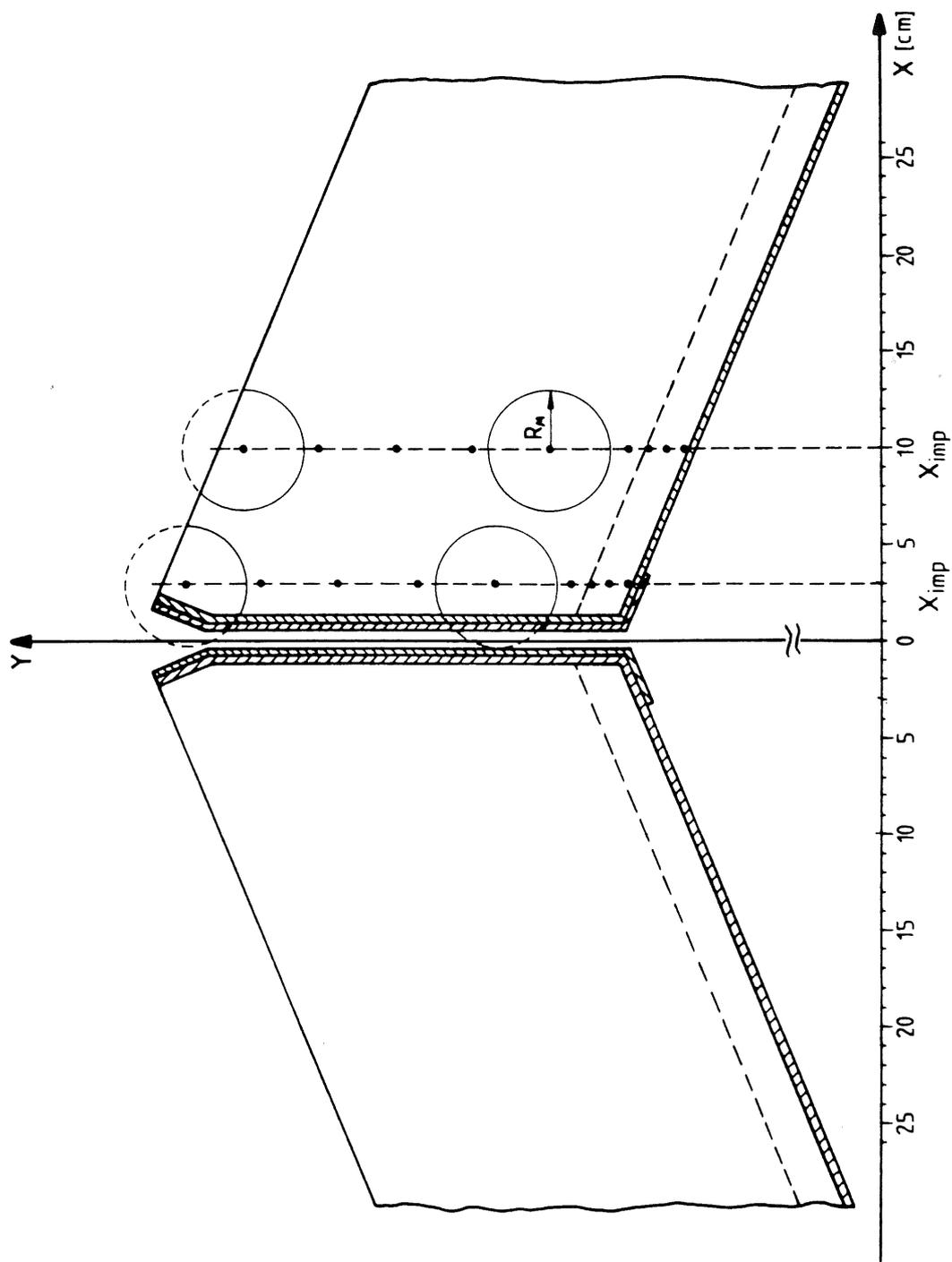


Abbildung 4.1: Lage der Einschlußpositionen für die Analyse der y -Abhängigkeit des Kalorimetersignals im Bereich des Φ -Cracks

Tabelle 4.1: Die Werte der Schrittweite Δy bei der Untersuchung der y -Abhängigkeit des Kalorimetersignals

Bereiche in y -Richtung	Stahlleiste	Stack	
		Presampler	sonst.
Schrittweite Δy_s	0.1 cm	1.0 cm	5.0 cm

Um nun das Verhalten des Kalorimetersignals bei Variation der y -Koordinate der Einschußposition analysieren zu können, werden für diese Untersuchung Elektronen verwendet, deren Flugrichtung parallel zur z -Richtung ist. Außerdem werden die x - und z -Koordinate der Einschußposition festgehalten. Mit den Elektronen, die eine Energie von $E_0 = 1.0$ GeV besitzen, wurden pro Einschußposition jeweils 500 Schauer generiert.

Diese Untersuchung wurde zum Vergleich an zwei verschiedenen Positionen der x -Koordinate durchgeführt (s. Abb. 4.1). Die laterale Schauerverteilung wird nach Abschnitt 2.1.3 durch den Molière-Radius R_M bestimmt, deshalb wurde eine der beiden x -Position so gewählt, daß transversale Leckverluste keinen Einfluß auf das Kalorimetersignal haben. Da sich der mittlere Molière Radius für einen FB2E-Stack nach Tabelle 3.7 zu $R_M = 3.55$ cm beträgt, wurde eine Datenreihe bei $x_{imp} = 10.0$ cm aufgenommen, das entspricht einer Entfernung von ca. $2.5R_M$ von der Mitte der Schauerachse bis zum Rand des nichtauslesbaren Bereichs. Bei der zweiten Datenreihe sollte der Einfluß des Φ -Cracks durch transversale Verluste erkennbar sein, deshalb sollte die Entfernung von der Mitte der Schauerachse bis zum Rand der nichtauslesbaren Zone weniger als einen Molière Radius betragen. Es wurde eine Entfernung von ungefähr $0.5R_M$ gewählt, was einer Einschußposition bei $x_{imp} = 3.0$ cm entspricht.

Die Schrittweite Δy_s für die Variation in y wurde der Höhe der differenzierten Bereiche angepaßt, und daher unterschiedlich groß gewählt, siehe Tabelle 4.1. Die Lage der Einschußpositionen kann Abbildung 4.1 entnommen werden.

Das Kalorimetersignal wird bestimmt durch die Energie, die innerhalb des auslesbaren Bereichs der Auslesezellen deponiert wird, sie wird im weiteren als sichtbare Energie E_{vis} bezeichnet. In Abbildung 4.2 ist die Abhängigkeit der sichtbaren Energie E_{vis} von der y -Koordinate dargestellt. Aufgrund der Lage der Kalorimeterplatten im gewählten Koordinatensystem besitzen korrespondierende Einschußpositionen der Datenreihen bei $x_{imp} = 3.0$ cm und $x_{imp} = 10.0$ cm voneinander abweichende y -Koordinaten. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wurde die sichtbare Energie gegen die Koordinate y_{rel} aufgetragen. Diese berechnet sich gemäß

$$y_{rel} = y - y_0(x_{imp}) \quad . \quad (4.1)$$

Die Größe y_0 bezeichnet die y -Koordinate, an der die auslesbare Zone des Stacks bei gegebener x -Position x_{imp} beginnt.

In Abbildung 4.2 kann man erkennen, wie die sichtbare Energie mit zunehmender Entfernung vom unteren Rand des analysierten Bereichs, also im Intervall $-1.0 \text{ cm} \leq y_{rel} \leq 1.0 \text{ cm}$, ansteigt. Die Ursache hierfür liegt in der Abnahme der durch die transversale Schauerentwicklung bedingten Energiedepositionen außerhalb des Stacks, die als transversale Leckverluste bezeichnet werden. Diese Aussage wird von Abbildung 4.4 bestätigt in der die Leckverluste gegen die Koordinate y_{rel} aufgetragen sind. Dabei soll im weiteren Verlauf der Arbeit

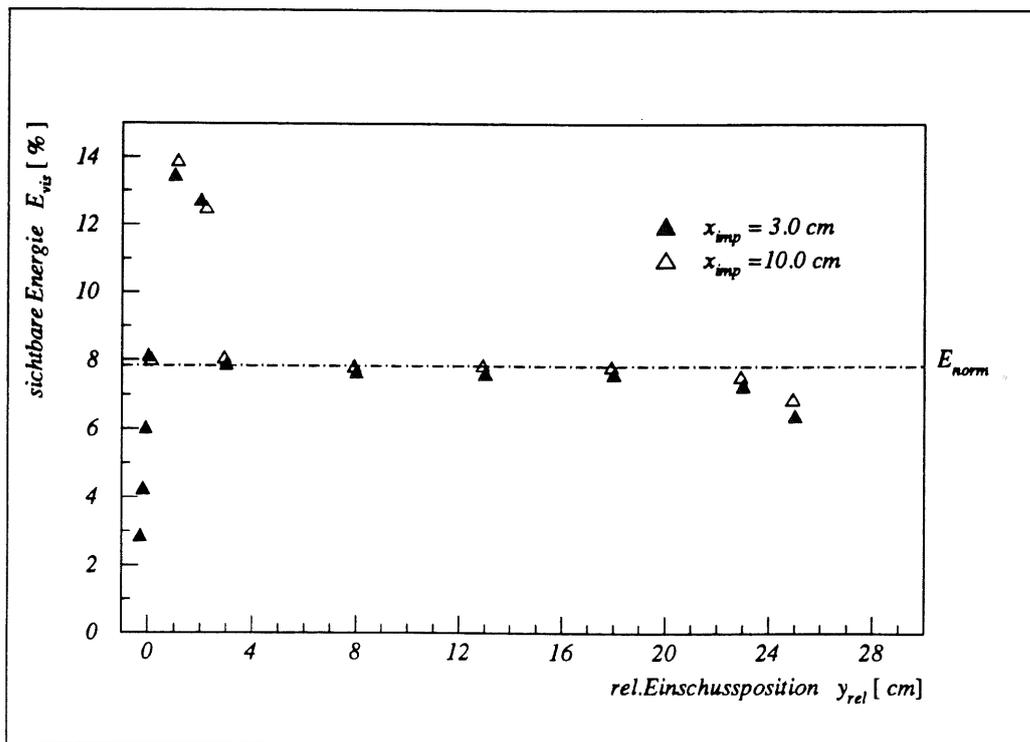


Abbildung 4.2: Die Abhängigkeit der sichtbaren Energie von der y -Koordinate y_{rel} für die x -Positionen $x_{imp} = 3.0$ cm und $x_{imp} = 10.0$ cm

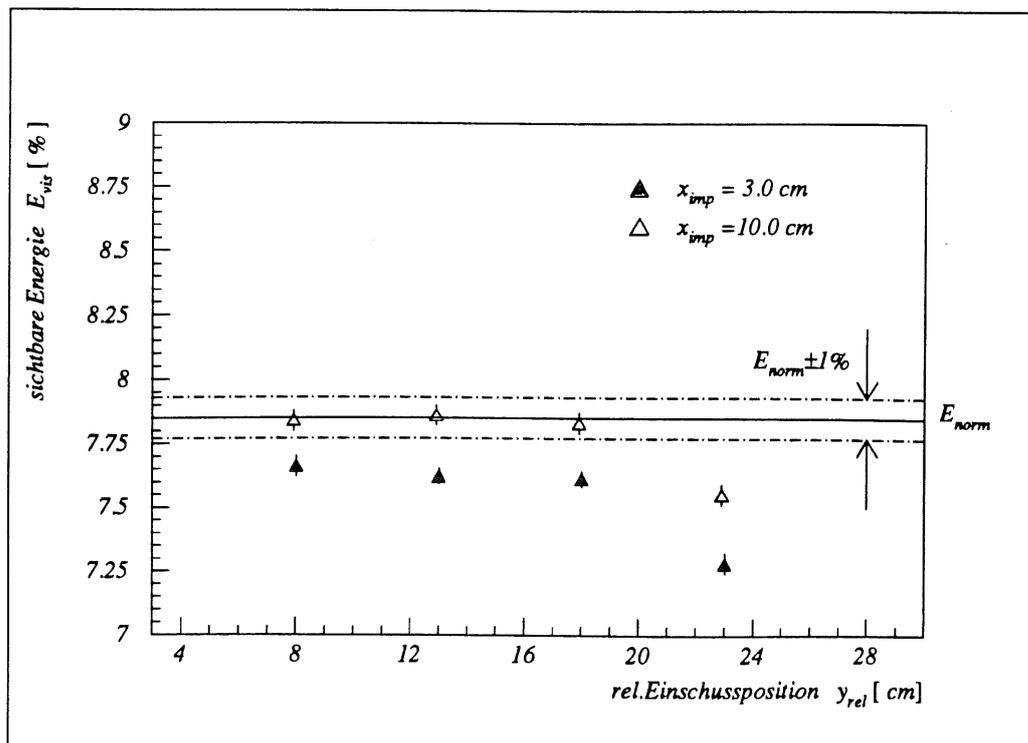


Abbildung 4.3: Ausschnittsvergrößerung der oben dargestellten Abhängigkeit der sichtbaren Energie von der y -Koordinate y_{rel}

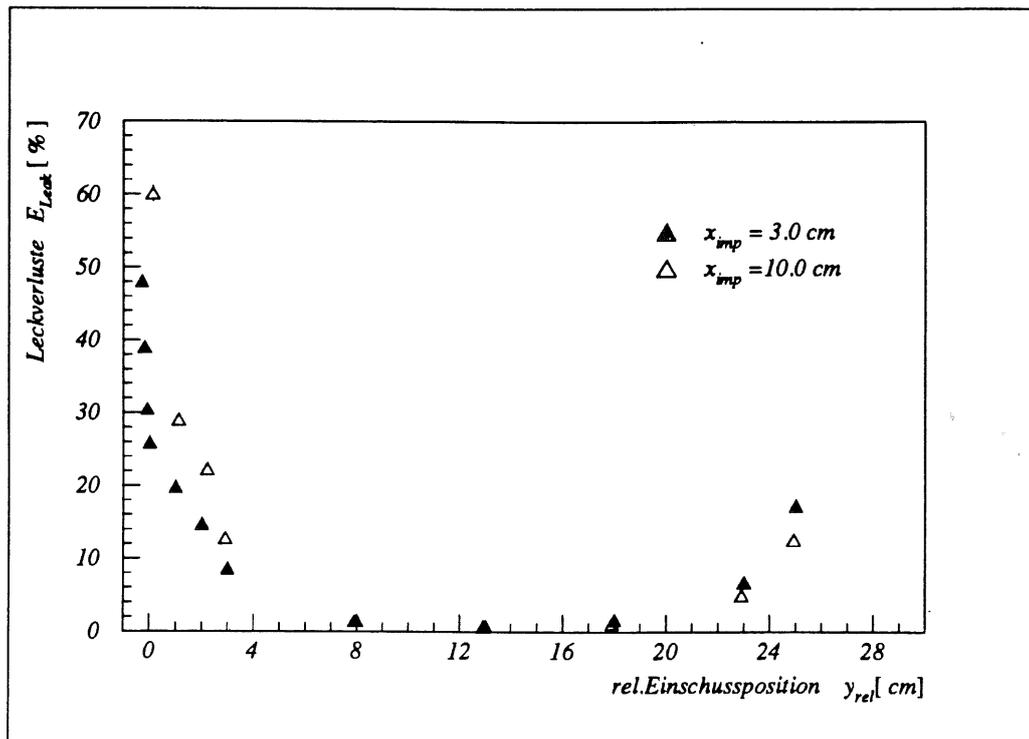


Abbildung 4.4: Die Abhängigkeit der Leckverluste E_{leak} von der y -Koordinate y_{rel} für die x -Positionen $x_{imp} = 3.0$ cm und $x_{imp} = 10.0$ cm

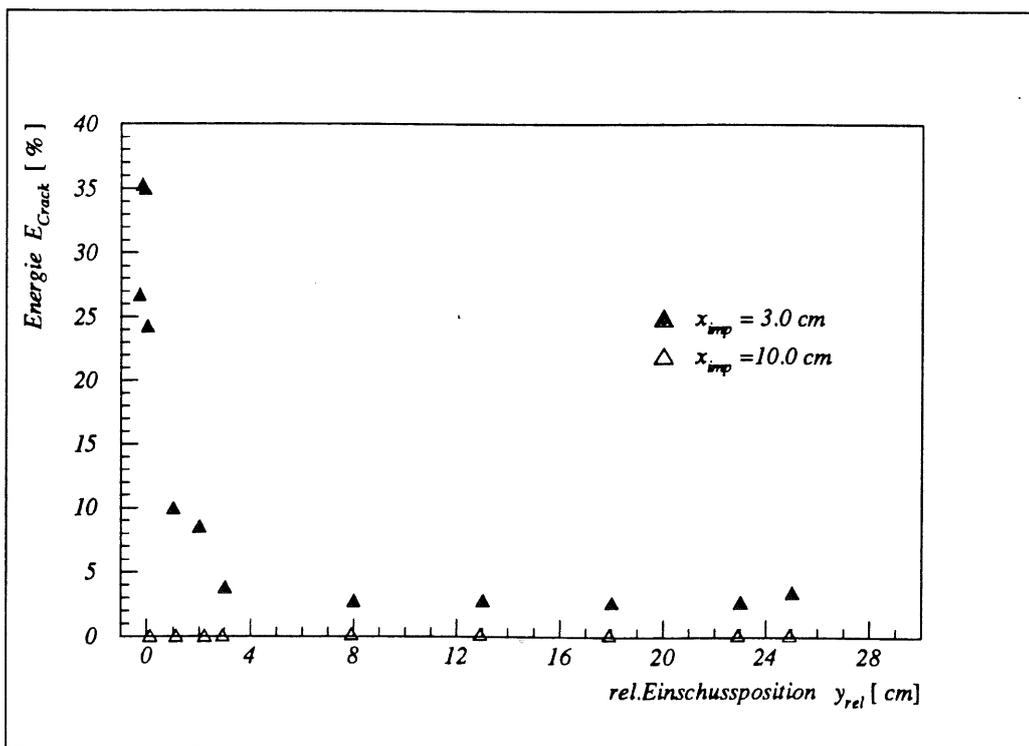


Abbildung 4.5: Die Abhängigkeit der Energie E_{crack} , die im Material des Φ -Cracks deponiert wird, von der y -Koordinate y_{rel} für die x -Positionen $x_{imp} = 3.0$ cm und $x_{imp} = 10.0$ cm.

unterschieden werden, ob die verlorene Energie im Material des Φ -Cracks deponiert wurde, E_{Crack} , oder sonst außerhalb des Kalorimeters, E_{Leak} . Die Energie E_{Crack} , die im Bereich des Φ -Cracks (s. Abschnitt 3.2.1) deponiert wurde, ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Man erkennt, daß für $x_{imp} = 10.0$ cm keine Energie im Material des Φ -Cracks deponiert wird. Für $x_{imp} = 3.0$ cm ergeben sich für kleine Werte von y_{rel} sehr hohe Werte für E_{Crack} , da sich die Einschußpositionen direkt in der Stahlleiste befindet, die zum Bereich des Φ -Cracks gehört. Diese Stahlleiste ist auch die Ursache der niedrigeren Werte von E_{leak} für $x_{imp} = 3.0$ cm im Intervall $0.0 \text{ cm} \leq y_{rel} \leq 4.0 \text{ cm}$ (s. Abb. 4.4), da sie einen Teil der transversalen Leckverluste aufnimmt.

Die sichtbare Energie erreicht im Intervall $0.0 \text{ cm} \leq y_{rel} \leq 2.0 \text{ cm}$ ein Maximum (s. Abb. 4.2). Dieses Verhalten erklärt sich dadurch, daß sich das Schauermaximum innerhalb des Presamplers befindet. In diesem Bereich enthalten die Kalorimeterplatten, wie schon erwähnt, kein Blei als Absorbermaterial, und darum erhöht sich der Anteil der sichtbaren Energie an der Einschußenergie E_0 . Das fehlende Absorbermaterial beeinflusst auch das Verhalten der Leckverluste. Die Strahlungslänge X_0 , die charakteristische Größe der longitudinalen Schauerverteilung, ist im Bereich des Presamplers wesentlich höher als im restlichen Stack. Dadurch kommen longitudinale Energieverluste in diesem Bereich zu den transversalen hinzu, so daß die Leckverluste nicht so stark abfallen wie erwartet (s. Abb. 4.4).

Innerhalb des Intervalls $3.0 \text{ cm} \leq y_{rel} \leq 23.0 \text{ cm}$ ist die sichtbare Energie bei $x_{imp} = 10.0$ cm konstant (s. Abb. 4.2). Da der Stack in diesem Bereich keine Inhomogenitäten aufweist und Leckverluste vernachlässigbar sind, ist dieses Verhalten zu erwarten. Deshalb wird die Höhe der sichtbaren Energie in diesem Bereich als Normsignal E_{norm} definiert. Für $x_{imp} = 3.0$ cm zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Bei einem Vergleich der beiden Datenreihen kann man aber deutlich den Einfluß des Φ -Cracks auf das Kalorimetersignal erkennen. Die Werte der sichtbaren Energie für $x_{imp} = 3.0$ cm liegen 2.5% unter dem Normsignal (s. Abb. 4.3), während die Energie E_{Crack} in dem selben Intervallbereich einen konstanten Wert annimmt.

Im oberen Randbereich des Stacks, $y_{rel} > 23.0 \text{ cm}$, sinkt die sichtbare Energie wieder ab (s. Abb. 4.2). Die Ursache dafür ist eine Zunahme der transversalen Leckverluste in diesem Bereich. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß man bei dieser Analyse des Kalorimetersignals deutlich die inhomogene Struktur des Stacks in y -Richtung erkennen kann. Weiterhin kann man schon erkennen, daß der Φ -Crack einen starken Einfluß auf das Kalorimetersignal hat. Da die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen den Stack nicht unter den Bedingungen für die beschriebene Analyse, das heißt parallel zur z -Achse durch die Frontplatte des Stacks, erreichen, soll jetzt das Kalorimetersignal unter realistischen Bedingungen im Bereich des Φ -Cracks untersucht werden.

4.2 Analyse der x -Abhängigkeit des Kalorimetersignals

Unter realen Bedingungen treten die Teilchen, die den Wechselwirkungspunkt verlassen, von unten in das Kalorimeter ein, wobei ihr Einfallswinkel variiert. Deshalb soll in dieser Analyse des Kalorimetersignals der Azimutwinkel Φ der einfallenden Teilchen so verändert werden, daß das Schauermaximum den Bereich des Φ -Cracks überstreicht. Dies entspricht gleichzeitig einer Variation der Einschußposition in Richtung der x -Achse. Da die Teilchen unter realen Bedingungen zuerst einen Weg von ungefähr $2X_0$ im inaktiven Material vor dem Kalorimeter zurücklegen müssen [Bri87], bevor sie den Stack erreichen, wurde zusätzlich Vormaterial ins Simulationsprogramm aufgenommen. Die Lage des Vormaterials und die Parameter der Einschußkonfiguration für diese Analyse sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

Um den Maximaleffekt zu sehen, wurden für diese Analyse Photonen gewählt, die den Wechselwirkungspunkt radial verlassen. Die Auswirkungen des Φ -Cracks auf das Signal geladener Teilchen, die sich unter dem Einfluß des Magnetfelds auf Kreisbahnen bewegen, soll im nächsten Abschnitt untersucht werden. Die Analyse mit Photonen wurde bei unterschiedlichen Energien E_0 durchgeführt, wobei die Energien so gewählt wurden, daß eine im unteren und eine im typischen Energiebereich der Teilchen liegt, die das Kalorimeter FB2E erreichen. Deshalb wurde eine Datenreihe bei einer Energie von $E_0 = 1.0$ GeV aufgenommen, bei der an jeder Einschußposition 500 Schauer generiert wurden und eine weitere bei $E_0 = 10.0$ GeV mit jeweils 250 Schauern pro Einschußpunkt. Der Polarwinkel $\vartheta = 25^\circ$ wurde so gewählt, daß der Einschuß im vorderen Bereich des Kalorimeters erfolgt, um Leckverluste zu vermeiden.

Die Variation des Einschußortes in x -Richtung wurde im Intervall $-5.7 \text{ cm} \leq x_{imp} \leq 5.7 \text{ cm}$ durchgeführt (s. Abb.4.6), mit unterschiedlichen Schrittweiten Δx_s :

$$\Delta x_s = 1.0 \text{ cm} \quad \text{für} \quad \begin{cases} x > 2.0 \text{ cm} \\ x < -2.0 \text{ cm} \end{cases}$$

$$\Delta x_s = 0.2 \text{ cm} \quad \text{für} \quad \begin{cases} x < 2.0 \text{ cm} \\ x > -2.0 \text{ cm} \end{cases}$$

Da die Photonen, bevor sie in den Stack eindringen, ca. $2 X_0$ Aluminium durchqueren müssen, findet in diesem Vormaterial schon eine geringe laterale Ausdehnung des Schauers statt. Dieser Prozess führt zu einer Unsicherheit in der Bestimmung des Auftreffortes x_{imp} . Deshalb wurde für x_{imp} ein Fehler $\sigma(x_{imp}) = 0.2 \text{ cm}$ angegeben, der über die Halbwertsbreite der transversalen Schauerverteilung in Aluminium bestimmt wurde.

In Abbildung 4.7 ist die Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschußort dargestellt. Man sieht deutlich eine starke Abweichung vom Normsignal E_{norm} , die bis zu 72.2% beträgt. Aber der Verlauf der Kurve weist noch eine zusätzliche Struktur auf, die sich mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften der Materialien erklären läßt, die im Φ -Crack liegen. Bei den Werten von x_{imp} , bei denen der Einschuß in Materialien erfolgt, die eine große Strahlungslänge besitzen, wie G10 und flüssiges Argon, sinkt das Signal stärker ab. Die Schauerentwicklung ist in diesen Materialien nicht sehr stark, was zu Verlusten bei der Energiedeposition im longitudinalen Verlauf des Schauers führt. Dies kann man in Abbildung 4.8 gut erkennen, da bei den entsprechenden x -Werten die Leckverluste sprunghaft ansteigen. Dabei soll die in dieser Abbildung eingezeichnete gestrichelte Linie dem Betrachter den Kurvenverlauf verdeutlichen. Der Effekt der longitudinalen Leckverluste überlagert die durch die transversale Schauerentwicklung bedingten Verluste und führt zu einer Verschlechterung des Signals.

Das Ergebnis der Analyse für die höhere Einschußenergie $E_0 = 10.0$ GeV ist in Abbildung 4.9 zu erkennen. Die Kurve zeigt ein ähnliches Verhalten wie die in Abbildung 4.7. Die maximale Abweichung ist hier allerdings noch höher, sie beträgt 85.5%. Auch die Leckverluste in Abbildung 4.10 zeigen qualitativ denselben Verlauf, allerdings mit extremeren Werten an den angesprochenen Stellen.

Da die maximale systematische Abweichung bei der Energiemessung nicht mehr als 1% betragen soll, zeigen diese Resultate, daß ein Kompensationsmechanismus notwendig ist. Zunächst soll aber noch der Einfluß des Magnetfeldes auf den Signalverlust im Bereich des Φ -Cracks untersucht werden.

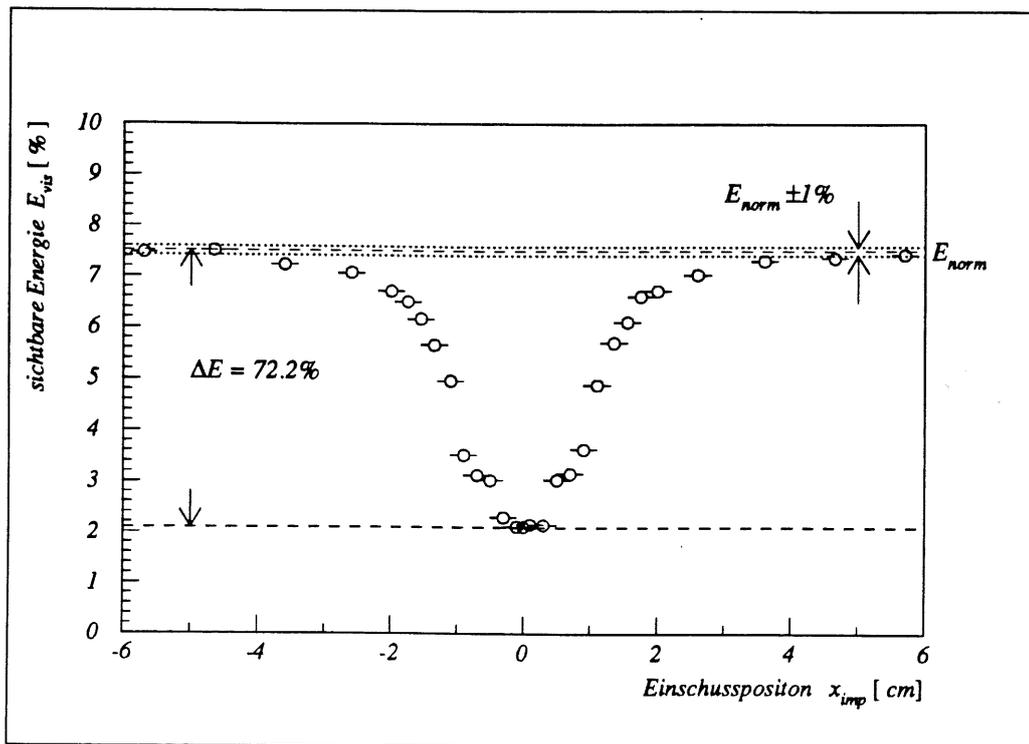


Abbildung 4.7: Die sichtbare Energie E_{vis} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} bei einer Einschußenergie von $E_0 = 1.0$ GeV

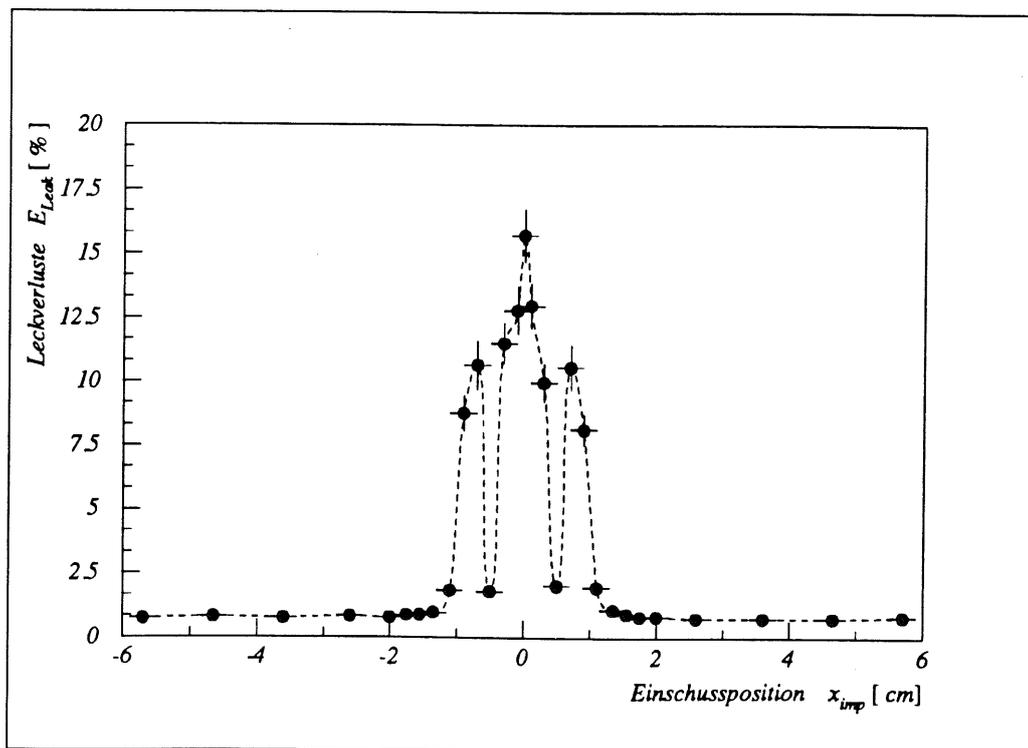


Abbildung 4.8: Die Leckverluste E_{leak} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} bei einer Einschußenergie von $E_0 = 1.0$ GeV

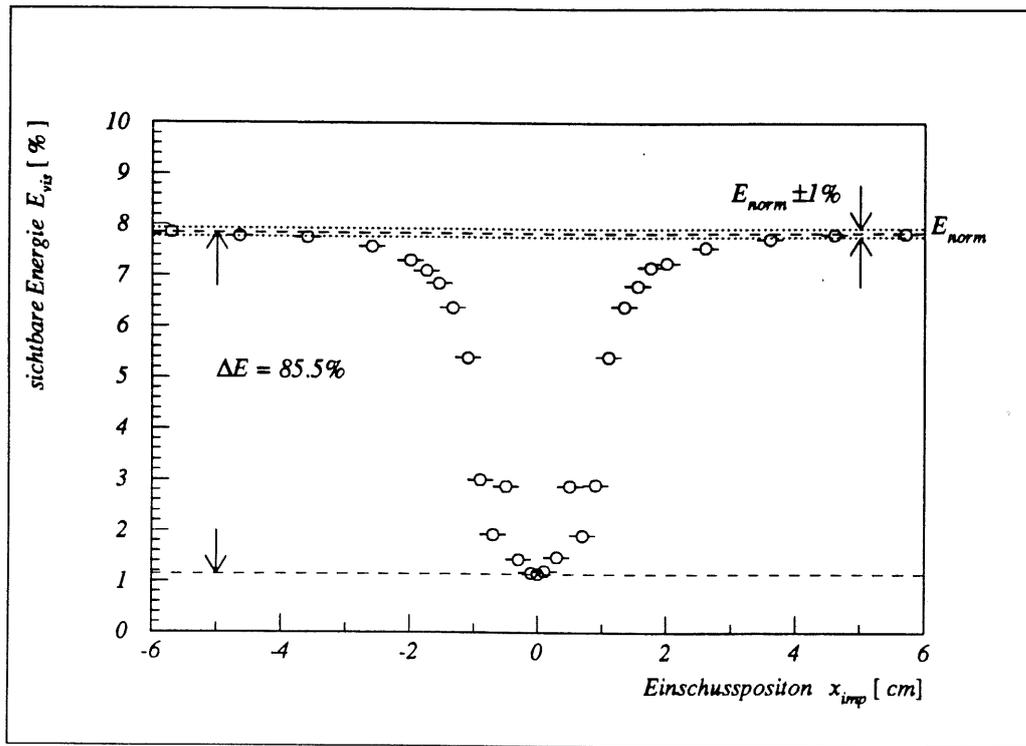


Abbildung 4.9: Die sichtbare Energie E_{vis} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} bei einer Einschußenergie von $E_0 = 10.0\text{GeV}$

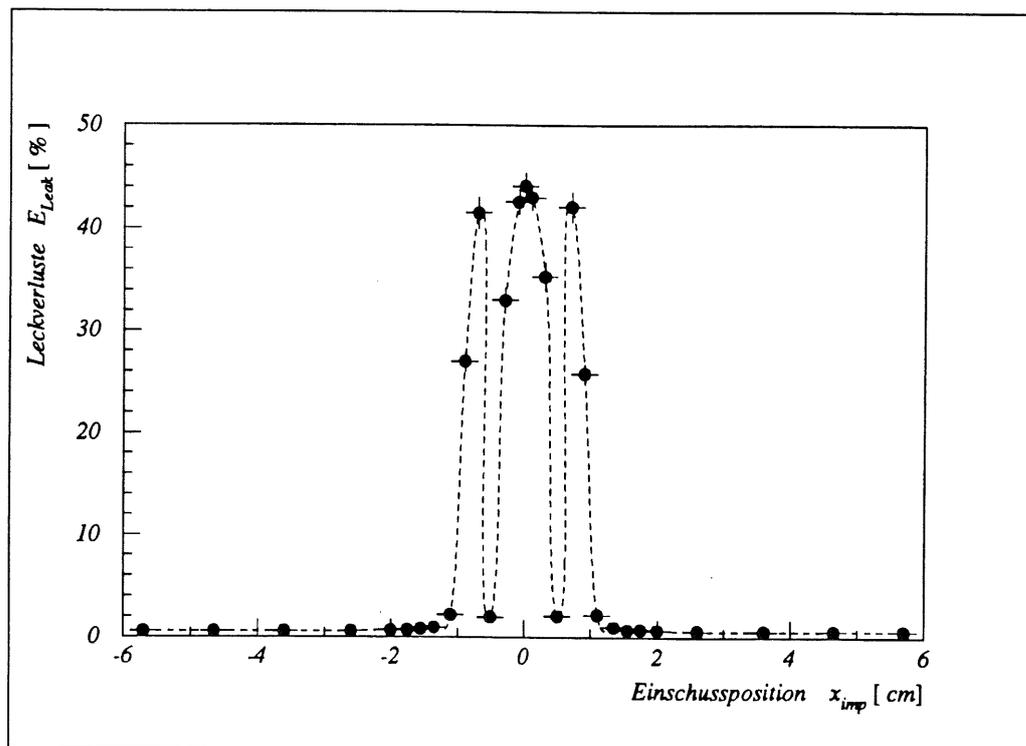


Abbildung 4.10: Die Leckverluste E_{leak} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} bei einer Einschußenergie von $E_0 = 10.0\text{GeV}$

4.3 Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Signalverlust

Die Identifizierung von Elektronen ist eine der entscheidenden Aufgaben der elektromagnetischen Kalorimeter des **H1**-Detektors, da sie, wie schon in Abschnitt 1.2 beschrieben, eine klare Signatur für viele interessante Prozesse bei **HERA** sind. Daher erweist es sich als besonders sinnvoll, den Einfluß des Φ -Cracks auf den Nachweis von Elektronen zu untersuchen.

Die Elektronen bewegen sich aufgrund des Magnetfeldes der Stärke $B = 1.2$ T auf Spiralbahnen um die Strahlachse. Der Krümmungsradius R dieser Bahn ist proportional zur Energie E_0 des Elektrons. Er läßt sich abschätzen über die Beziehung

$$R \simeq 0.3 \cdot \frac{p_t}{B} \quad (4.2)$$

Elektronen, deren Energie niedriger als ca. 5.0 GeV ist, erreichen das Kalorimeter also auf einer Flugbahn, die nicht parallel zum Azimutwinkel Φ verläuft. Für Elektronen, die eine höhere Energie besitzen, kann man annehmen, daß sie den Wechselwirkungspunkt in guter Näherung radial verlassen.

In diesem Abschnitt sollen nun die Auswirkungen des Φ -Cracks auf das Kalorimetersignal unter Berücksichtigung des Magnetfeldes untersucht werden. Für diese Analyse wurden Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1.0$ GeV verwendet. Um den Einfluß des Magnetfeldes auf die Flugrichtung der Elektronen in der Simulation miteinzubeziehen, erfolgt der Einschub der Elektronen in tangentialer Richtung zu ihrer Spiralbahn am Auftreffort x_{imp} , siehe auch Abbildung 4.11. Auch hier wurden, wie bei den vorherigen Analysen, pro Einschubposition 500 Schauer generiert. Zum Vergleich wurde eine weitere Datenreihe bei einer Energie von $E_0 = 10.0$ GeV für Elektronen aufgenommen, da hier die Einwirkung des Magnetfeldes auf die Flugrichtung vernachlässigt werden kann. Bei dieser Energie wurden an jedem Einschubort 250 Schauer erzeugt. Die Variation der Einschubposition x_{imp} erfolgt im gleichen Intervallbereich, der bei der Analyse der x -Abhängigkeit des Signals verwendet wurde, siehe Abschnitt 4.2.

Die Abhängigkeit der sichtbaren Energie vom Einschubort für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1.0$ GeV ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Der Einfluß des Magnetfeldes ist deutlich in der Form der Kurve zu sehen, da sie eine erkennbare Asymmetrie bezüglich ihrer Lage zum Φ -Crack aufweist. Dieser Effekt ist zu erwarten, da bedingt durch die Flugrichtung der Elektronen, die Schauerachse den Bereich des Φ -Cracks schneidet, und somit die x -Koordinate des Schauermaximums gegenüber der des Auftreffortes um ca. 1.5 cm zu kleineren x verschoben ist. Der maximale Energieverlust beträgt 49.8% und ist niedriger als bei Photonen vergleichbarer Energie (s. Abb. 4.7). Auch dies erklärt sich durch die Lage der Schauerachse zum Φ -Crack, da bei jeder Einschubposition x_{imp} immer noch ein großer Teil der Energiedeposition im auslesbaren Bereich der Stacks erfolgt. Es wird auch kaum Energie außerhalb des Kalorimeters deponiert, wie Abbildung 4.13 zeigt.

In Abbildung 4.14 und 4.15 sind zum Vergleich die Ergebnisse für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 10.0$ GeV dargestellt. Die sichtbare Energie zeigt hier qualitativ denselben Verlauf wie für Photonen. Dies war zu erwarten, da der Krümmungsradius der Elektronenbahn so groß ist, daß ihre Flugrichtung äquivalent zu der der Photonen ist. Die maximale Abweichung beträgt in diesem Fall 67.8%.

Auch bei dieser Analyse zeigt sich, daß die maximale Abweichung von 1% weit überschritten wird und eine Kompensation des Signals in dem Bereich des Φ -Cracks erforderlich ist. Ein solche Methode, die den Signalverlust in diesem Bereich minimiert, soll im nächsten Kapitel untersucht werden.

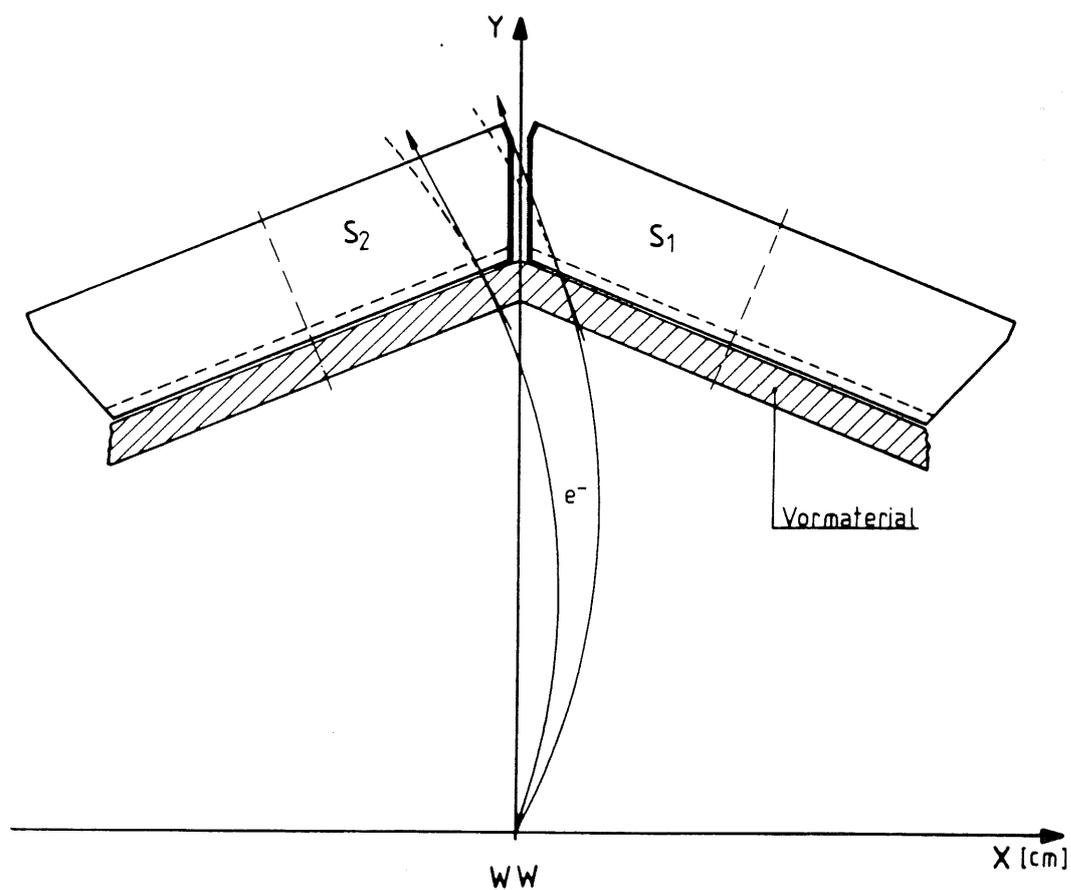


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung der Einschubkonfiguration bei der Untersuchung des Signalverlustes für Elektronen im Einfluß des Magnetfeldes

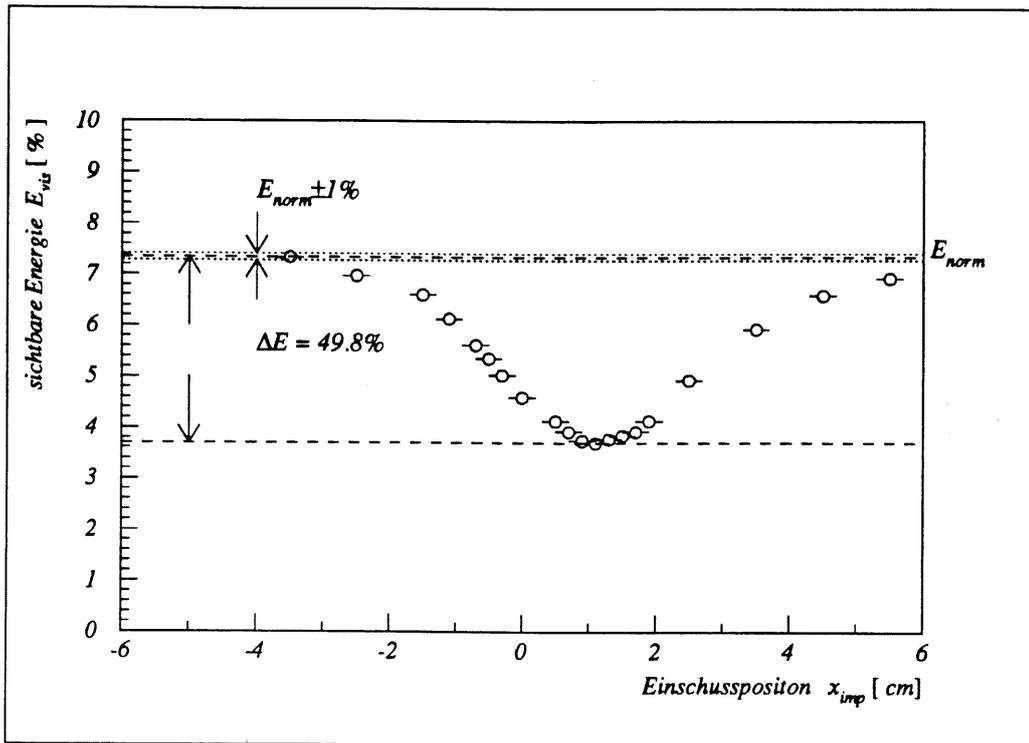


Abbildung 4.12: Die sichtbare Energie E_{vis} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1.0$ GeV unter Berücksichtigung des Magnetfeldes

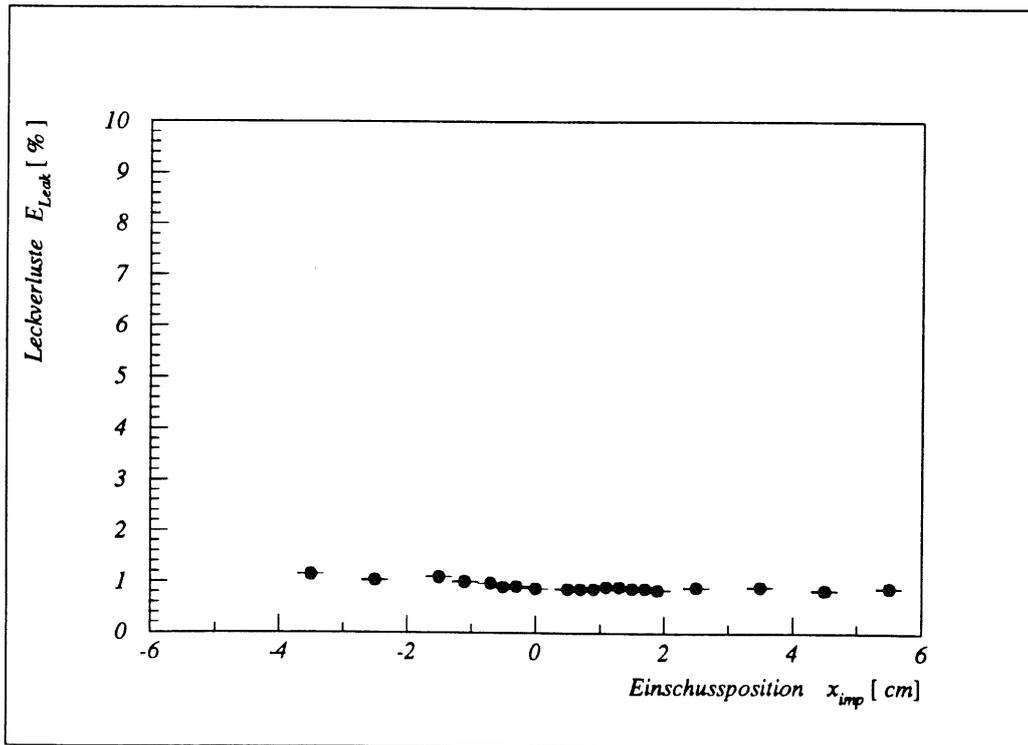


Abbildung 4.13: Die Leckverluste E_{leak} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 1.0$ GeV unter Berücksichtigung des Magnetfeldes

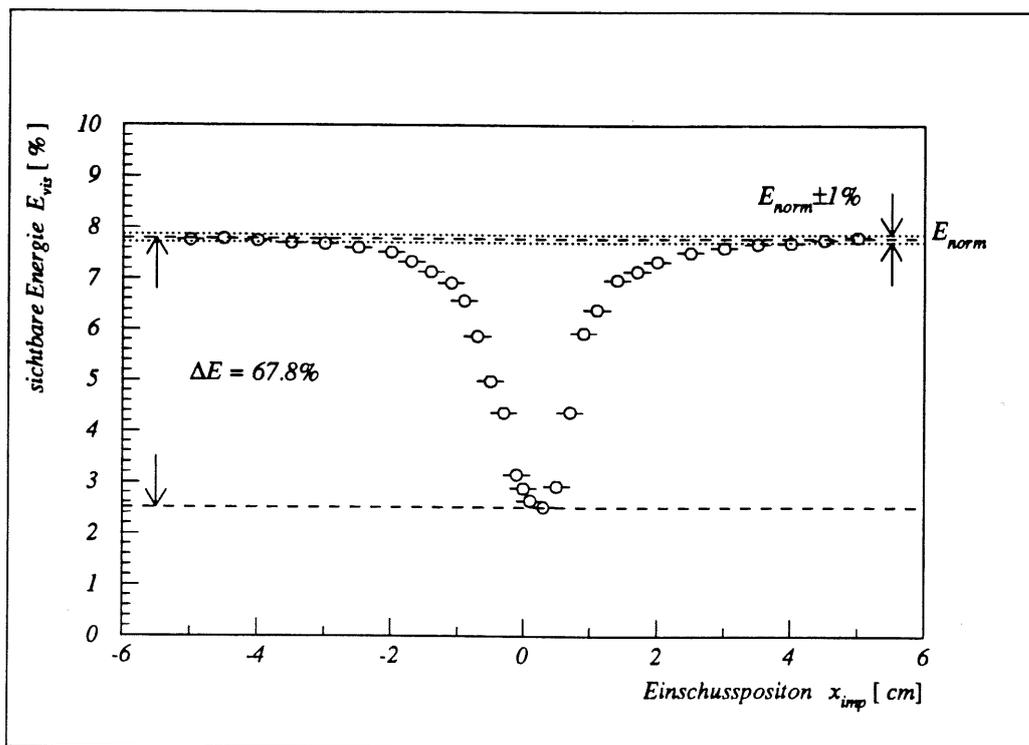


Abbildung 4.14: Die sichtbare Energie E_{vis} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 10.0$ GeV unter Berücksichtigung des Magnetfeldes

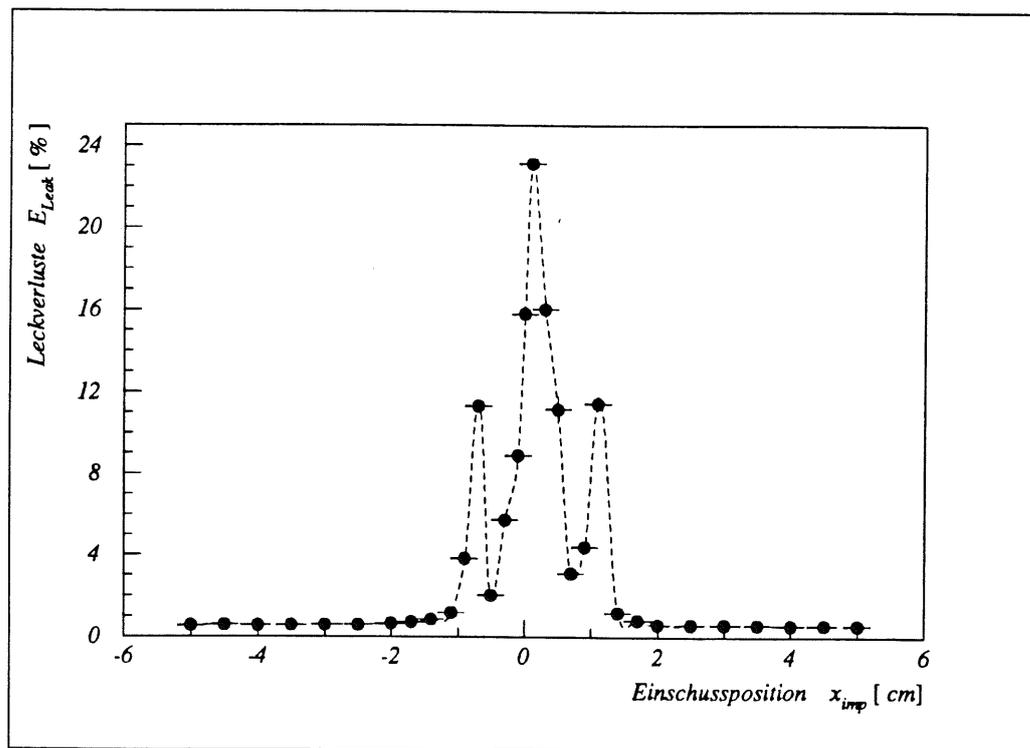


Abbildung 4.15: Die Leckverluste E_{leak} in Abhängigkeit vom Einschußort x_{imp} für Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 10.0$ GeV unter Berücksichtigung des Magnetfeldes

Kapitel 5

Die Kompensation des Signalverlustes im Φ -Crack

Die Resultate des vorangehenden Kapitels haben gezeigt, daß eine Korrektur des Signalverlustes unerlässlich ist, weil die geforderte Grenze für die maximale Abweichung von 1% weit überschritten wird. Da eine direkte Beseitigung dieser lokalen Störung durch einen Materialaustausch nicht möglich ist, soll der Signalverlust indirekt durch eine Korrekturfunktion kompensiert werden. Diese Korrekturfunktion bildet die Basis für einen Algorithmus, der im Rekonstruktionsprogramm für den H1-Detektor implementiert werden kann.

Um eine solche Korrekturfunktion zu bestimmen, muß eine analytische Darstellung gefunden werden, die den Verlauf des Signalverlustes qualitativ beschreibt. Dabei soll im folgenden nur der Energieverlust für radial einfallende Teilchen parametrisiert werden, da der Φ -Crack auf ihr Signal den größten Einfluß hat. Im nächsten Abschnitt wird ein einfaches Modell vorgestellt, mit dessen Hilfe man den Energieverlust im Bereich des Φ -Cracks beschreiben kann.

5.1 Modell zur Parametrisierung des Energieverlustes

Das Kalorimetersignal wird, wie schon erwähnt, bestimmt durch die sichtbare Energie E_{vis} , die im auslesbaren Bereich des Kalorimeters deponiert wird. Treten keinerlei Verluste durch Inhomogenitäten innerhalb des Kalorimeters auf, erreicht sie den Sollwert E_{norm} , der dem Normsignal entspricht. Der relative Energieverlust E_{lost} im Bereich des Φ -Cracks ergibt sich somit durch die Abweichungen der sichtbaren Energie vom Sollwert über

$$E_{lost}(x_{imp}) = 1.0 - \frac{E_{vis}(x_{imp})}{E_{norm}} \quad (5.1)$$

Da im Bereich des Φ -Cracks in beiden beteiligten Stacks eine Energiedeposition erfolgt, ergibt sich E_{vis} aus der Summe über die Anteile E_1 und E_2 an der sichtbaren Energie:

$$E_{vis}(x_{imp}) = E_1(x_{imp}) + E_2(x_{imp}) \quad , \quad (5.2)$$

die in den beiden Stacks S_1 und S_2 deponiert werden.

Der Signalverlust im Bereich des Φ -Cracks entsteht in erster Linie durch transversale Leckverluste, weshalb man zu seiner analytischen Beschreibung eine vereinfachte Form des

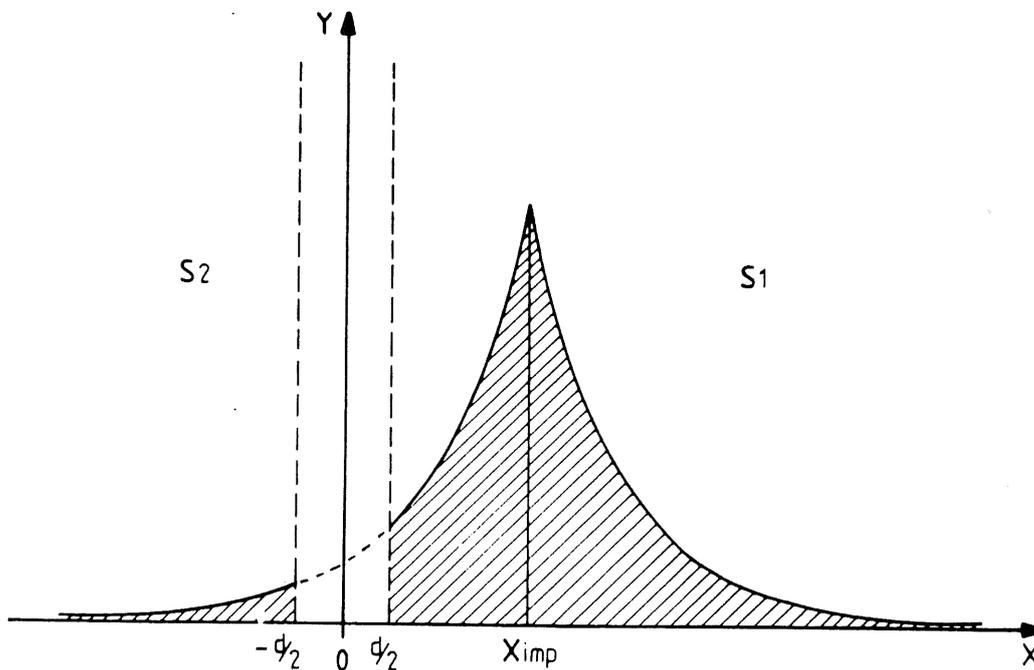


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des eindimensionalen Modells zur Parametrisierung des Signalverlustes im Φ -Crack. Der Φ -Crack liegt im Intervall $[-d/2, d/2]$.

transversalen Schauerprofils

$$\frac{dE}{dr} = A \cdot e^{-r/\xi} \quad (5.3)$$

ξ = Absorptionslänge

heranziehen kann. Damit läßt sich über Gleichung 5.2 ein Zusammenhang zwischen E_{vis} und dem Einschußort x_{imp} für den eindimensionalen Fall herleiten. Hier ergibt sich für das transversale Schauerprofil:

$$\frac{dE}{dx} = A \cdot e^{-x/\xi} \quad (5.4)$$

Nun kann man die Energien E_1 und E_2 berechnen, wobei man allerdings den Bereich des Φ -Cracks berücksichtigen muß. Dieser liegt im Intervall $[-d/2, d/2]$ mit $d = 22.0$ mm, siehe auch Abbildung 5.1. Die Berechnung von E_1 und E_2 erfolgt deshalb in drei Intervallen:

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

$$\begin{aligned} E_1(x_{imp}) &= \int_{x_{imp}}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(x - x_{imp})}{\xi}\right] dx + \int_{d/2}^{x_{imp}} A \cdot \exp\left[\frac{-(x_{imp} - x)}{\xi}\right] dx \\ E_2(x_{imp}) &= \int_{-\infty}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(x_{imp} - x)}{\xi}\right] dx \end{aligned} \quad (5.5)$$

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

$$\begin{aligned} E_1(x_{imp}) &= \int_{d/2}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(x - x_{imp})}{\xi}\right] dx \\ E_2(x_{imp}) &= \int_{-\infty}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(x_{imp} - x)}{\xi}\right] dx \end{aligned} \quad (5.6)$$

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

$$\begin{aligned} E_1(x_{imp}) &= \int_{d/2}^{\infty} A \cdot \exp\left[\frac{-(x - x_{imp})}{\xi}\right] dx \\ E_2(x_{imp}) &= \int_{-\infty}^{x_{imp}} A \cdot \exp\left[\frac{-(x_{imp} - x)}{\xi}\right] dx + \int_{x_{imp}}^{-d/2} A \cdot \exp\left[\frac{-(x - x_{imp})}{\xi}\right] dx \end{aligned} \quad (5.7)$$

Nach Ausführung der Integrationen und Einsetzen in die Gleichung 5.2 erhält man für die sichtbare Energie:

$$E_{vis}(x_{imp}) = \begin{cases} 2A\xi[1 - \sinh(d/2\xi) \exp(-x_{imp}/\xi)] & : \quad d/2 \leq x_{imp} \\ 2A\xi \cdot \exp(-d/2\xi) \cosh(x_{imp}/\xi) & : \quad -d/2 \leq x_{imp} \leq d/2 \\ 2A\xi[1 - \sinh(d/2\xi) \exp(x_{imp}/\xi)] & : \quad -d/2 \geq x_{imp} \end{cases} \quad (5.8)$$

Die im Modell verwendeten Größen A und ξ sind unbekannt, deshalb soll im nächsten Schritt eine Anpassung der erhaltenen Funktion an die Monte-Carlo-Daten vorgenommen werden.

Da eine Möglichkeit gesucht wird, den Energieverlust E_{lost} zu beschreiben, ist es sinnvoll die Anpassung sofort für die Größe $(E_{vis}(x_{imp})/E_{norm})$ durchzuführen. Es ist daher zweckmäßig die parametrisierte Form

$$f(x_{imp}) = \begin{cases} a_1[1 - a_2 \cdot \exp(-a_3 x_{imp})] & : \quad d/2 \leq x_{imp} \\ a_4 \cdot \cosh(a_5 x_{imp}) & : \quad -d/2 \leq x_{imp} \leq d/2 \\ a_1[1 - a_2 \cdot \exp(a_3 x_{imp})] & : \quad -d/2 \geq x_{imp} \end{cases} \quad (5.9)$$

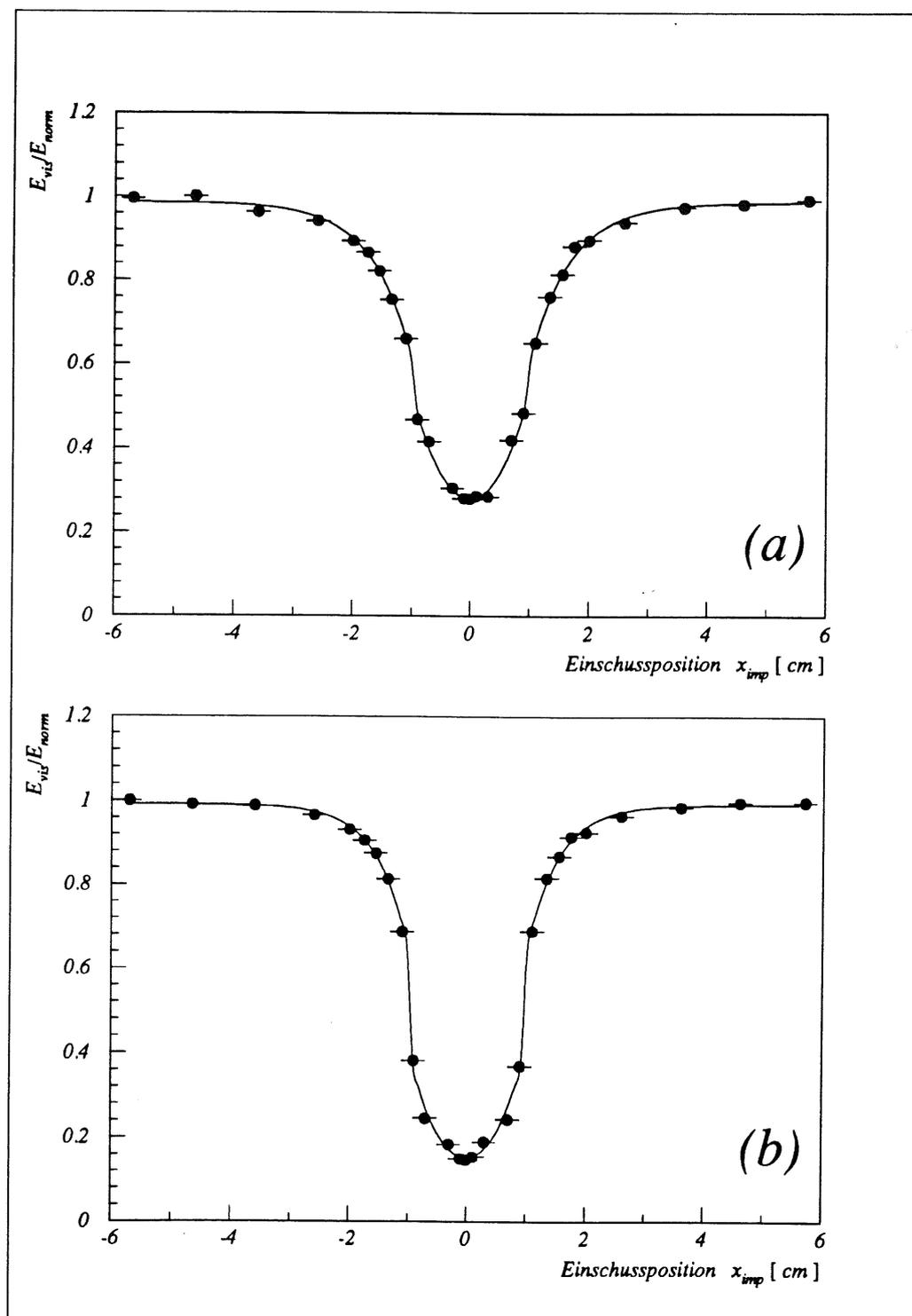


Abbildung 5.2: Parametrisierung der Größe E_{vis}/E_{norm} für die Einschussenergien $E_0 = 1.0$ GeV (a) und $E_0 = 10.0$ GeV (b). Die durchgezogene Kurve entspricht der angepassten Funktion $f(x_{imp})$.

Tabelle 5.1: Parameter der Funktion $f(x_{imp})$ für unterschiedliche Einschußenergien E_0

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
1.0 GeV	0.988	1.67	1.47	0.280	1.28
10.0 GeV	0.991	2.34	1.89	0.152	1.70

der Funktion 5.8 zu verwenden. Die Anpassung der Funktion $f(x_{imp})$ an den Kurvenverlauf von $E_{vis}(x_{imp})/E_{norm}$ bei unterschiedlichen Einschußenergien E_0 liefert für die Parameter, die in Tabelle 5.1 zusammengestellten Werte. In Abbildung 5.2 ist die Funktion $f(x_{imp})$ im Vergleich mit den Daten für $E_{vis}(x_{imp})/E_{norm}$ dargestellt. Man sieht, daß die Parametrisierung den Energieverlust in Abhängigkeit vom Einschußpunkt recht gut beschreibt. Die Werte der Parameter weisen eine leichte Energieabhängigkeit auf, die sich eventuell durch das Auftreten zusätzlicher Energieverluste in longitudinaler Ausbreitungsrichtung des Schauers erklären lassen könnten. Diese werden in dem einfachen Modell, das hier verwendet wurde, nicht berücksichtigt.

Obwohl das Modell eine grobe Näherung darstellt, weist es eine gute Übereinstimmung mit den Daten auf. Die transversale Entwicklung eines Schauers entsteht, wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde, im wesentlichen durch die Vielfachstreuung der Elektronen an den Atomkernen des Absorbermaterials. Die mittlere Reichweite von Elektronen ist aber wegen des hohen Wirkungsquerschnittes für den Bremsstrahlungsprozeß nicht sehr groß. Sie geben ihre Energie daher sehr schnell an viele niederenergetische Photonen ab, die häufig in Flugrichtung des Elektrons emittiert werden und eine große Reichweite besitzen. Wollte man diese Photonen in die Form des transversalen Schauerprofils einbeziehen, müßte man statt der Beziehung 5.3 die Darstellung

$$\frac{dE}{dr} = A_1 \cdot e^{-r/\xi_1} + A_2 \cdot e^{-r/\xi_2} \quad (5.10)$$

verwenden. Der zweite Summand trägt dem Beitrag dieser niederenergetischen Photonen Rechnung. Da die Energiedeposition im Flüssig-Argon jedoch vorwiegend durch Elektronen erfolgt, während die weitreichenden Photonen ihre Energie vorwiegend im Blei deponieren, erklärt sich die trotz grober Näherung gute Übereinstimmung mit den Daten.

Mit der Funktion $f(x_{imp})$ läßt sich nun das Signal über die Beziehung

$$E_{korr}(x_{imp}) = \frac{E_{vis}(x_{imp})}{f(x_{imp})} \quad (5.11)$$

korrigieren, wenn man den Ort des Einschusses kennt.

5.2 Rekonstruktion des Einschußortes

Der letzte Abschnitt hat deutlich gemacht, daß eine Methode gefunden werden muß, mit der der Auftreffort des Teilchens im Kalorimeter bestimmt werden kann. Es sollen im folgenden zwei Methoden beschrieben werden, die eine Ortsbestimmung ermöglichen.

5.2.1 Einfache Methode zur Ortsbestimmung

Dringt ein Teilchen im Bereich des Φ -Cracks in das Kalorimeter ein, so hinterläßt es in beiden Stacks S_1 und S_2 ein Signal, E_1 beziehungsweise E_2 , dessen Höhe von der Lage des Auftreffortes x_{imp} abhängig ist. Weiterhin kennt man die Höhe des Gesamtsignals E_{vis} . Auf diesen Voraussetzungen basiert die Idee, den Einschußort über das Energieverhältnis $\Gamma_E = E_1/E_{vis}$ zu rekonstruieren:

$$x_{imp} = g\left(\frac{E_1}{E_{vis}}\right) = g(\Gamma_E) \quad . \quad (5.12)$$

wobei E_{vis} durch die Gleichung 5.2 gegeben ist. Stellt man den Ort x_{imp} in Abhängigkeit von Γ_E graphisch dar, erhält man den in Abbildung 5.3 wiedergegebenen Kurvenverlauf. Um nun x_{imp} bestimmen zu können, benötigt man eine analytische Funktion $g(\Gamma_E)$, die den Kurvenverlauf beschreibt. An dieser Stelle wäre es deshalb zweckmäßig, zur Berechnung von Γ_E das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Modell zu verwenden. Dies führt jedoch zu einer Funktion $\Gamma_E(x_{imp})$, zu der sich analytisch keine Umkehrfunktion $x_{imp}(\Gamma_E)$ berechnen läßt. Die analytische Beschreibung des Kurvenverlaufes durch die Funktion

$$g(\Gamma_E) = c_1 \cdot \ln\left(\frac{\Gamma_E}{1 - \Gamma_E}\right) + c_2(\Gamma_E - c_3)^3 + c_4(\Gamma_E - c_3)^5 \quad (5.13)$$

wurde daher empirisch bestimmt. Die Koeffizienten c_i erhält man durch eine Anpassung der Funktion an die Monte-Carlo-Daten von Γ_E . Mit Photonen einer Energie von 1.0 GeV als initialisierende Teilchen erhält man für die Parameter die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} c_1 &= 1.22 \pm 0.09 & c_2 &= -56.02 \pm 3.81 \\ c_3 &= 0.51 \pm 0.003 & c_4 &= 218.50 \pm 11.86 \end{aligned}$$

Um die Güte dieser Rekonstruktionsmethode zu überprüfen, wurde der Einschußort nach jedem Schauer über die Funktion 5.13 berechnet. Die daraus resultierenden Verteilungen des rekonstruierten Einschußortes x_{rec} sind für einige Einschußpositionen x_{imp} in Abbildung 5.4 und 5.5 dargestellt. Man erkennt, daß die Verteilungen für einen großen Teil der Einschußpositionen x_{imp} asymmetrisch bezüglich ihres wahrscheinlichsten Wertes $\langle x_{rec} \rangle$ sind. Dieser Effekt macht sich besonders bei betragsmäßig hohen Werten von x_{imp} bemerkbar. Dieses Verhalten erklärt sich aus dem Kurvenverlauf der Funktion $g(\Gamma_E)$, siehe Abbildung 5.3:

- Für $\Gamma_E \rightarrow 1$ steigt die Funktion $g(\Gamma_E)$ steil an, darum führen kleine Fluktuationen zu höheren Werten von Γ_E zu größeren Abweichungen bei der Rekonstruktion, als Fluktuationen zu kleineren Werten.
- Für $\Gamma_E \rightarrow 0$ fällt die Funktion steil ab, was einen ähnlichen Effekt zur Folge hat. Kleine Fluktuationen zu niedrigeren Γ_E -Werten führen zu starken Abweichungen von $\langle x_{rec} \rangle$ und umgekehrt.
- Im mittleren Teil der Kurve ist die Steigung klein, darum haben die Fluktuationen von Γ_E nur eine geringe Verbreiterung der Verteilung von x_{rec} zur Folge.

Damit man über die Genauigkeit der Rekonstruktion eine Aussage machen kann, sind in Abbildung 5.6 die Werte für den berechneten Einschußort $\langle x_{rec} \rangle$ gegen die des wirklichen Einschußortes x_{imp} aufgetragen. Für eine gute Rekonstruktion erwartet man:

$$\langle x_{rec} \rangle = x_{imp} \quad (5.14)$$

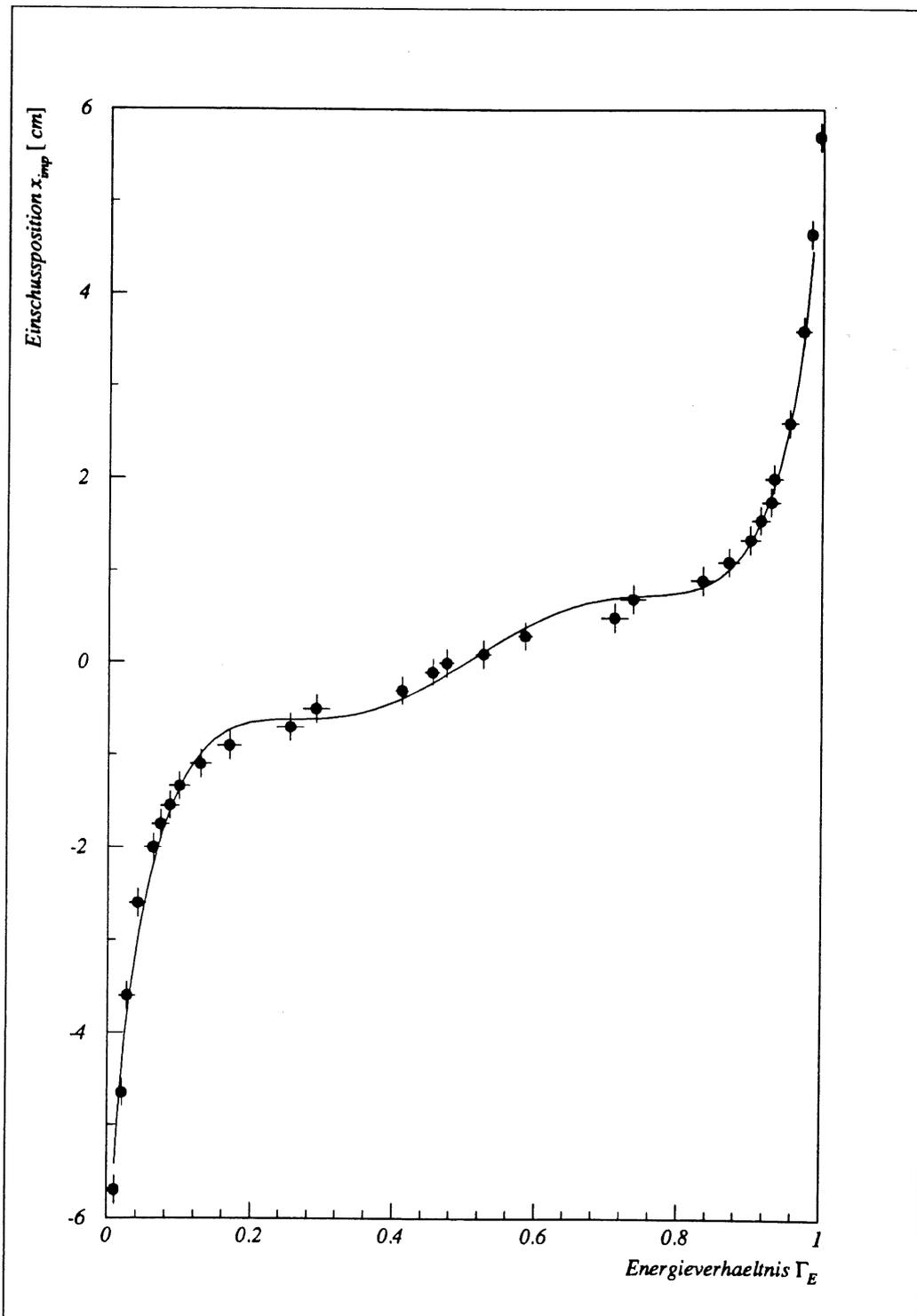


Abbildung 5.3: Die Parametrisierung des Einschufortes x_{imp} in Abhängigkeit von $\Gamma_E = E_1/E_{vis}$ für Photonen mit einer Energie $E_0 = 1.0$ GeV. Die Punkte sind die Resultate der Simulationsrechnung.

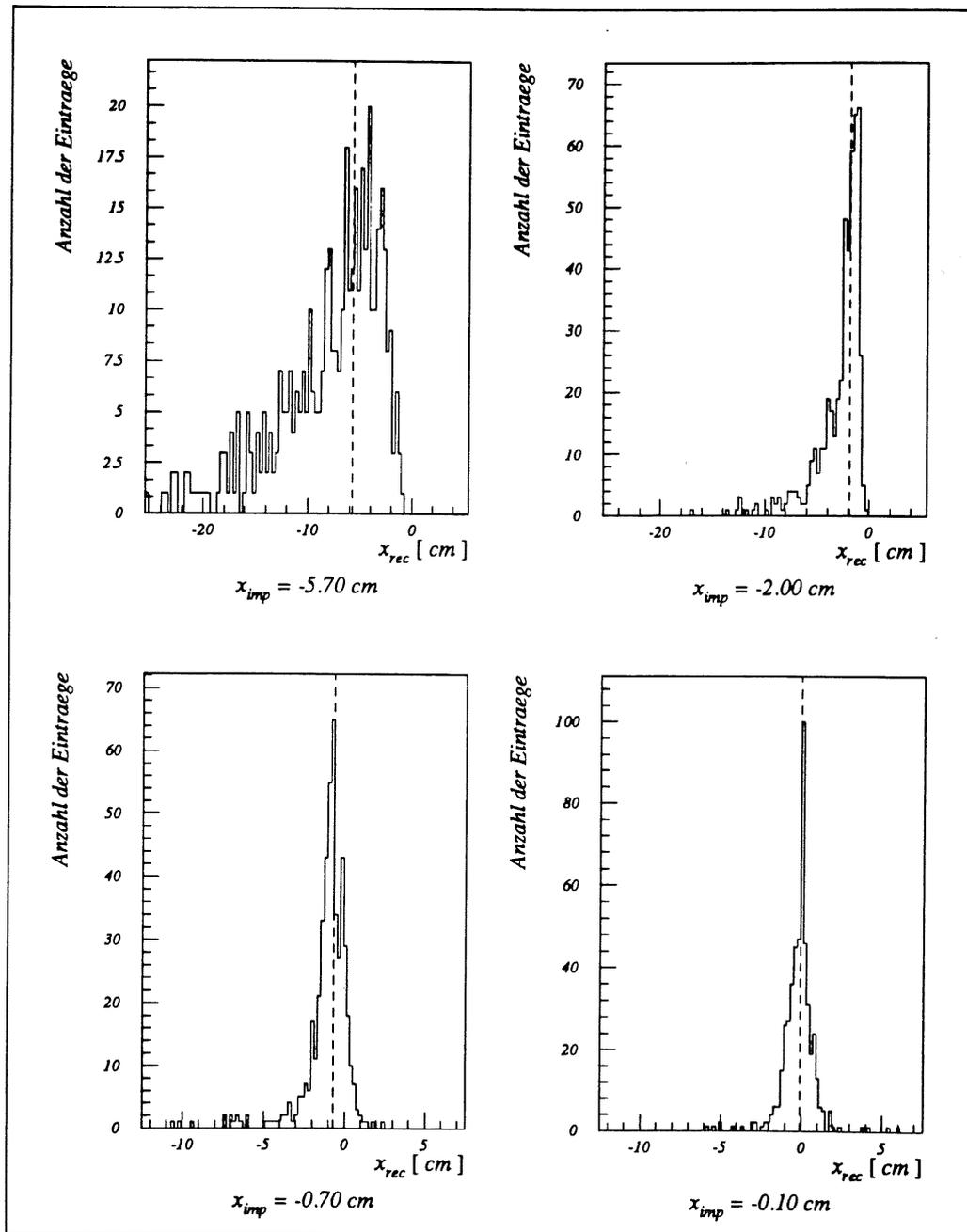


Abbildung 5.4: Die Verteilungen des rekonstruierten Einschußortes x_{rec} bei verschiedenen Einschußpositionen x_{imp} . Die gestrichelte Linie markiert den Wert von x_{imp} .

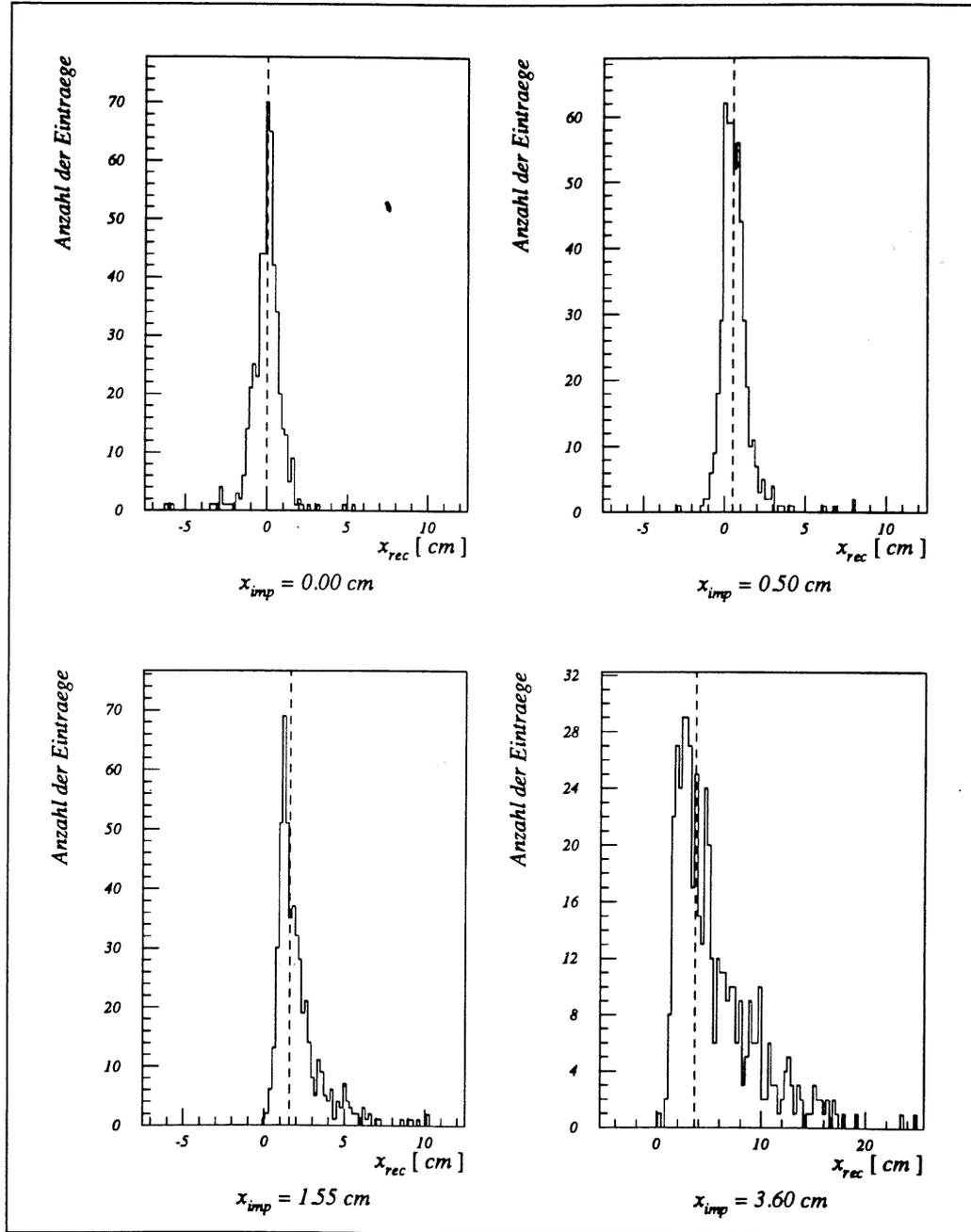


Abbildung 5.5: Die Verteilungen des rekonstruierten Einschussortes x_{rec} bei verschiedenen Einschusspositionen x_{imp} . Die gestrichelte Linie markiert den Wert von x_{imp} .

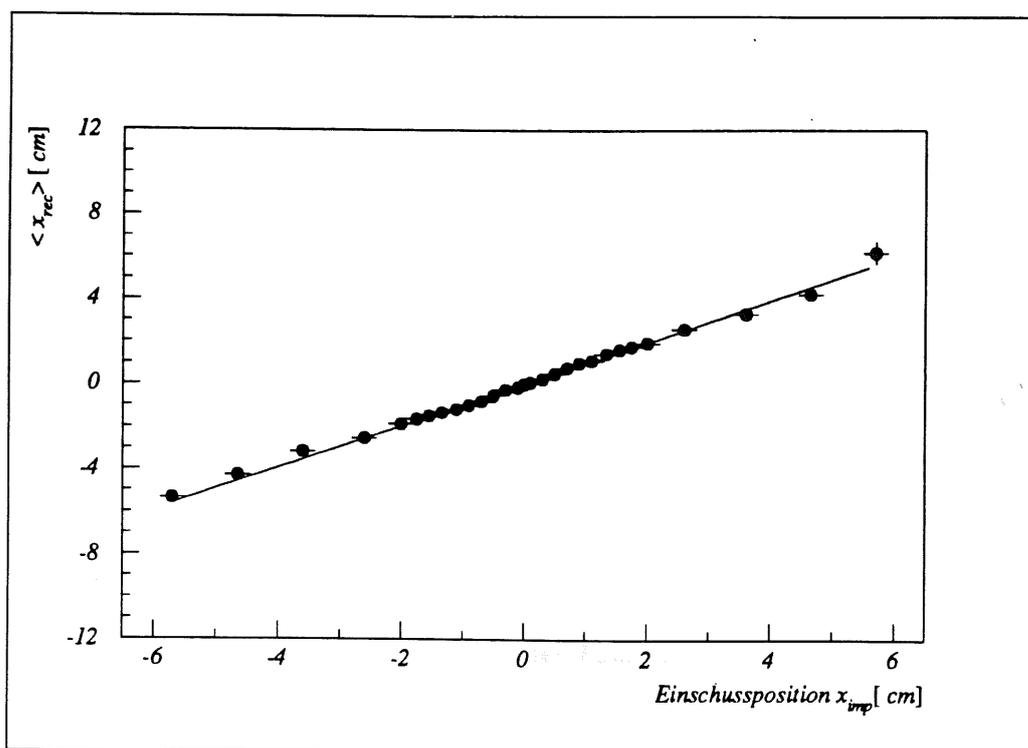


Abbildung 5.6: Die Abhängigkeit des rekonstruierten Einschußortes $\langle x_{rec} \rangle$ vom wahren Einschußort x_{imp} .

Die Anpassung einer Geraden an die in Abbildung 5.6 dargestellten Werte ergibt:

$$\langle x_{rec} \rangle = m_0 x_{imp} + b_0 \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} m_0 &= 0.988 \pm 0.009 \\ b_0 &= -0.003 \pm 0.01 \text{ cm} \end{aligned}$$

Das Ergebnis zeigt also, daß diese Methode durchaus zur Rekonstruktion des Einschußortes verwendet werden kann. Allerdings wird die Ortsauflösung mit zunehmender Entfernung vom Φ -Crack schlechter, dies geht deutlich aus den Breiten der Verteilungen in Abbildung 5.4 und 5.5 hervor. Der nächste Abschnitt beschreibt eine andere Möglichkeit, den Einschußort zu rekonstruieren, mit der eine bessere Ortsauflösung erreicht werden kann.

5.2.2 Die Schwerpunktmethode

In Kapitel 3 wurde beschrieben, daß das Kalorimeter in Ausleseeinheiten unterteilt ist, um so die transversale und longitudinale Verteilung der Energiedeposition in einem Schauer zu messen. Dadurch kennt man die Höhe des Signals PH_i in jedem Auslesekanal mit den Schwerpunktskoordinaten x_i, y_i, z_i . Diese Informationen ermöglichen es, den Auftreffort des Primärteilchens zu ermitteln. Dazu verwendet man das erste Moment x_{cg} der Pulshöhenverteilung

$$x_{cg} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i PH_i}{\sum_{i=1}^n PH_i} \quad (5.15)$$

um den Schwerpunkt des Schauers zu ermitteln. Da die Höhe des Signals PH_i proportional zur sichtbaren Energie δE_i ist, die in dem i -ten Auslesekanal deponiert wird, gilt

$$x_{cg} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \delta E_i}{\sum_{i=1}^n \delta E_i} \quad (5.16)$$

Verfolgt man das Verhalten von x_{cg} bei Variation der bekannten Einschußposition x_{imp} vom Schauerschwerpunkt erhält man den in Abbildung 5.7 dargestellten Kurvenverlauf. Da der Einschuß der Teilchen radial erfolgt, weicht die Lage des Schauerschwerpunktes x_{cg} vom Einschußort x_{imp} ab, was den relativ komplizierten Kurvenverlauf erklärt. Mit Hilfe dieser Kurve läßt sich der Auftreffort aus dem der Messung zugänglichen Wert x_{CG} rekonstruieren.

Aus diesem Grund muß eine analytische Darstellung der Beziehung $x_{imp}(x_{CG})$ gefunden werden. Da in diesem Fall zur Parametrisierung des Kurvenverlaufes kein analytisches Modell gefunden werden kann, wurde die Funktion

$$x_{imp}(x_{CG}) = \begin{cases} u_1 + u_2 \tanh[u_3(x_{CG} + u_4)] & : & 25 \text{ mm} \leq x_{CG} \\ u_5 x_{CG} & : & 25 \text{ mm} \geq x_{CG} \geq -25 \text{ mm} \\ -u_1 + u_2 \tanh[u_3(x_{CG} - u_4)] & : & -25 \text{ mm} \geq x_{CG} \end{cases} \quad (5.17)$$

empirisch ermittelt. Aus der Anpassung der Funktion $x_{imp}(x_{CG})$ an die Daten resultieren für die Parameter folgende Werte:

$$\begin{aligned} u_1 &= 3.06 \pm 0.30 & u_2 &= 2.58 \pm 0.35 \\ u_3 &= 1.05 \pm 0.30 & u_4 &= 3.60 \pm 0.09 \\ u_5 &= 0.36 \pm 0.03 \end{aligned}$$

Führt man die Bestimmung des Einschußortes anhand dieser Parameterkurve durch, ergeben sich die in Abbildung 5.8 und 5.9 dargestellten Verteilungen für den rekonstruierten Einschußort x_{rec} . Vergleicht man sie mit denen in den Abbildungen 5.4 und 5.5, sieht man das die auf diese Weise erhaltenen Verteilungen im allgemeinen schmaler sind, und weniger Fluktuationen aufweisen. Das weist daraufhin, daß mit dieser Methode zur Ortsbestimmung eine wesentlich bessere Ortsauflösung erreicht wird. Auch zeigen die über Funktion 5.17 erhaltenen Verteilungen kein so ausgeprägt asymmetrisches Verhalten. Dieses Resultat ist nicht weiter verwunderlich, da bei dieser Methode wesentlich mehr Informationen zur Bestimmung von x_{imp} verwendet werden.

Vergleicht man die erhaltenen Werte für $\langle x_{rec} \rangle$ mit den bekannten Einschußpositionen x_{imp} , siehe Abbildung 5.10, erkennt man den linearen Zusammenhang. Die Anpassung einer Geraden ergibt:

$$\langle x_{rec} \rangle = m_1 x_{imp} + b_1 \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} m_1 &= 0.9960 \pm 0.001 \\ b_1 &= -0.0005 \pm 0.006 \end{aligned}$$

Dieses Resultat zeigt, daß die Schwerpunktmethode sich ebenfalls gut zur Bestimmung des Auftreffortes eignet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit beiden vorgestellten Methoden zur Ortsbestimmung der Einschußort x_{imp} rekonstruiert werden kann. Da aber mit der Schwerpunktmethode eine wesentlich bessere Ortsauflösung erreicht wird, soll sie innerhalb des Korrekturalgorithmus zur Bestimmung des Auftreffortes verwendet werden. Die Ortsauflösung sollte sich für höhere Einschußenergien sogar noch verbessern, da sich der Schauer auf mehr Auslesekanäle verteilt. Dadurch ist eine genauere Ortsbestimmung möglich.

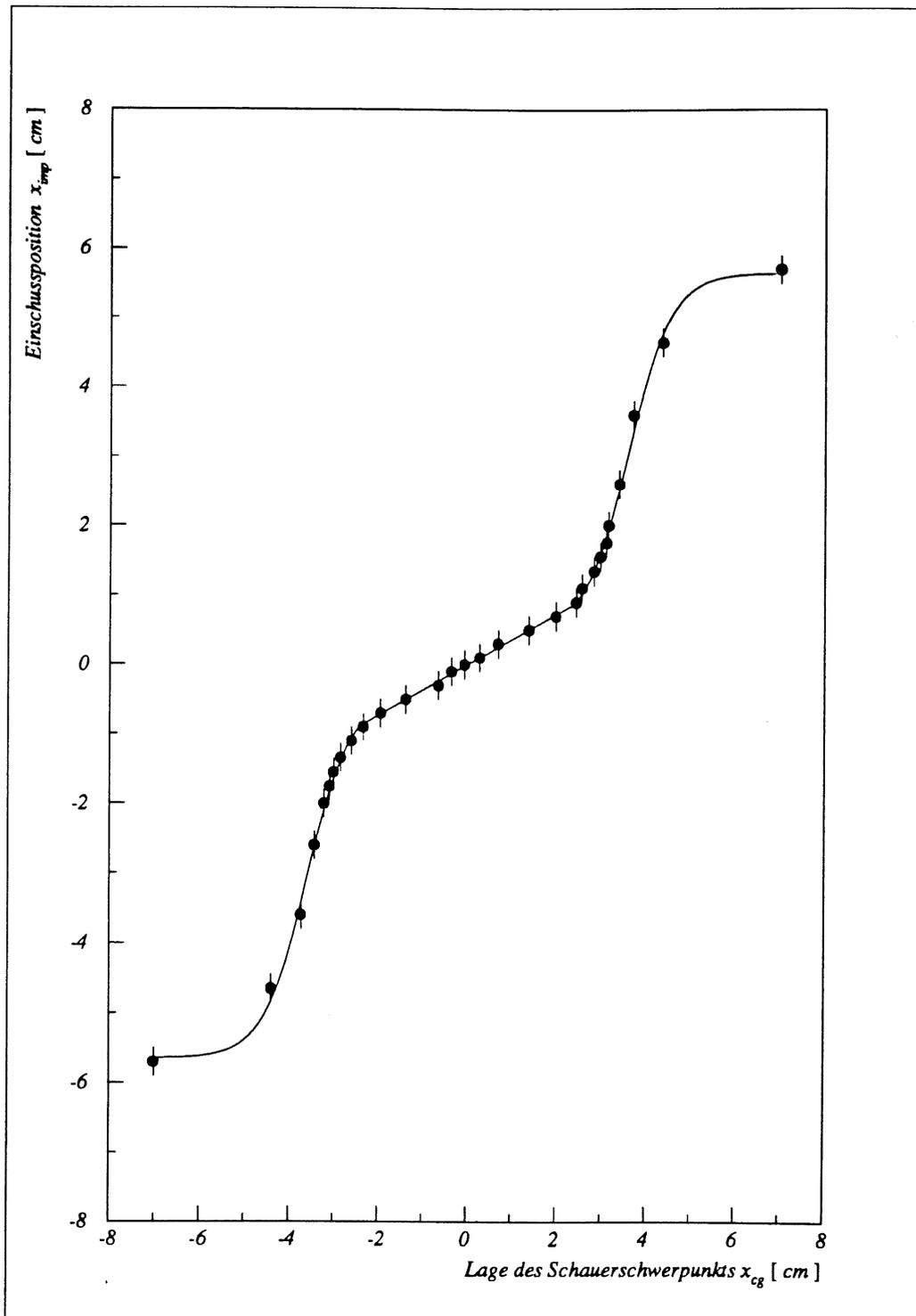


Abbildung 5.7: Die Parametrisierung des Einschußortes x_{imp} in Abhängigkeit von der Lage des Schauerschwerpunktes x_{cg} für Photonen mit einer Energie $E_0 = 1.0$ GeV. Die durchgezogene Linie markiert den Verlauf der angepaßten Funktion.

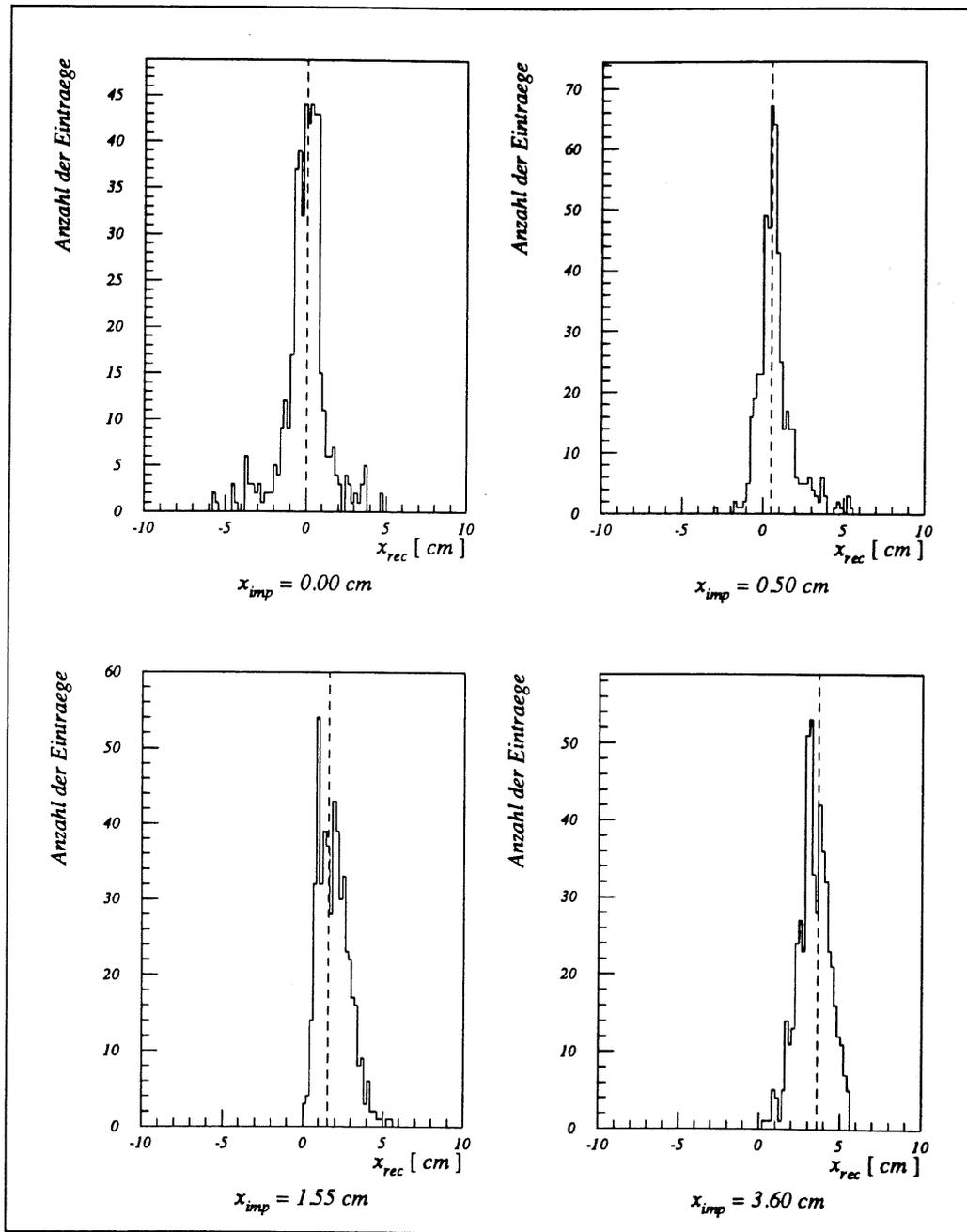


Abbildung 5.8: Die Verteilungen des rekonstruierten Einschussortes x_{rec} bei verschiedenen Einschusspositionen x_{imp} . Die gestrichelte Linie markiert den Wert von x_{imp} .

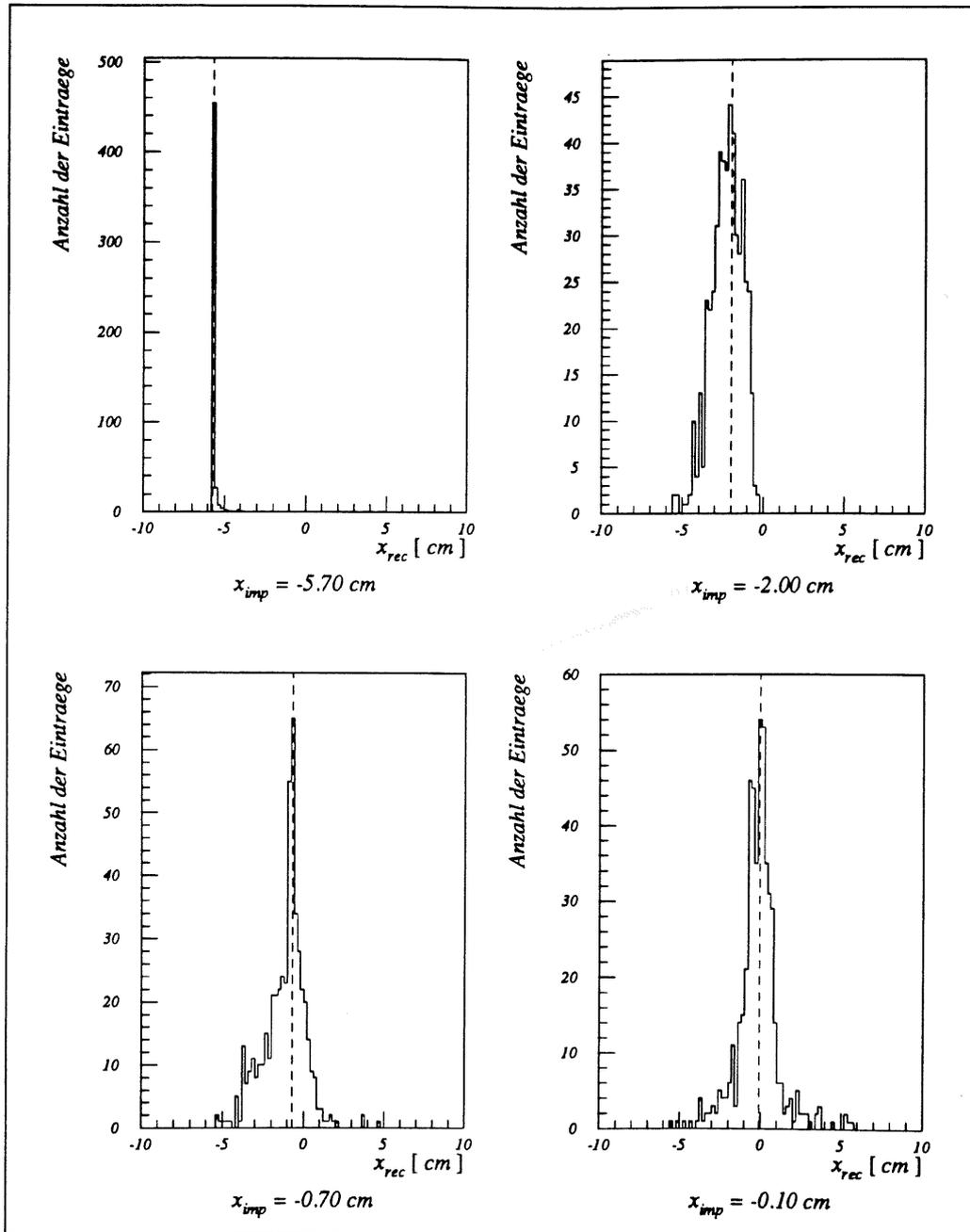


Abbildung 5.9: Die Verteilungen des rekonstruierten Einschußortes x_{rec} bei verschiedenen Einschußpositionen x_{imp} . Die gestrichelte Linie markiert den Wert von x_{imp} . Die Verteilung für $x_{imp} = -5.70$ cm wirkt deshalb so scharf, weil für alle Histogramme dieselbe Skalierung gewählt wurde.

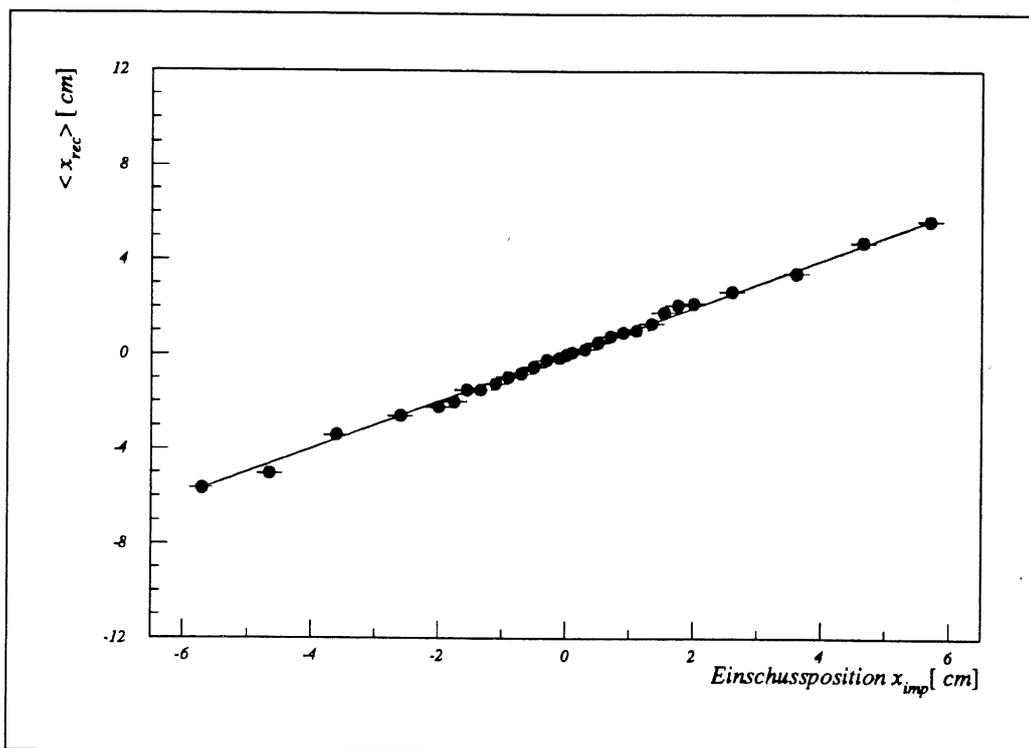


Abbildung 5.10: Die Abhängigkeit des rekonstruierten Einschussortes $\langle x_{rec} \rangle$ von den bekannten Einschusspositionen x_{imp} .

5.3 Die Ergebnisse des Kompensationsmodells

Die Kompensation des Signalverlustes im Bereich des Φ -Cracks soll jetzt mit der in Abschnitt 5.1 entwickelten Korrekturfunktion

$$E_{korr}(x_{imp}) = \frac{E(x_{imp})}{f(x_{imp})}$$

mit:

$$f(x_{imp}) = \begin{cases} a_1[1 - a_2 \cdot \exp(-a_3 x_{imp})] & : & d/2 \leq x_{imp} \\ a_4 \cdot \cosh(a_5 x_{imp}) & : & -d/2 \leq x_{imp} \leq d/2 \\ a_1[1 - a_2 \cdot \exp(a_3 x_{imp})] & : & -d/2 \geq x_{imp} \end{cases}$$

durchgeführt werden. Dabei wurde nach jedem generierten Schauer der Auftreffort des Primärteilchens über die Lage des Schauerschwerpunktes x_{cg}

$$x_{imp}(x_{CG}) = \begin{cases} u_1 + u_2 \tanh[u_3(x_{cg} + u_4)] & : & 25 \text{ mm} \leq x_{cg} \\ u_5 x_{cg} & : & 25 \text{ mm} \geq x_{cg} \geq -25 \text{ mm} \\ -u_1 + u_2 \tanh[u_3(x_{cg} - u_4)] & : & -25 \text{ mm} \geq x_{cg} \end{cases}$$

bestimmt und E_{korr} berechnet. Dieser Korrekturalgorithmus wurde auf das Signal von Photonen mit einer Einschußenergie von $E_0 = 1.0 \text{ GeV}$ angewendet.

Die daraus resultierenden Verteilungen der korrigierten sichtbaren Energie sind in Abbildung 5.11 und 5.12 für verschiedene Einschußpositionen x_{imp} dargestellt. Weiterhin verdeutlichen die Verteilungen mit den gestrichelten Konturen in den Histogrammen die Form der Energieverteilung vor der Korrektur. Ein Vergleich der Energieverteilungen zeigt, das die korrigierten Signale für kleine Werte von $|x_{imp}|$, $|x_{imp}| \leq 2$, sehr breit sind. Die Fluktuationen, die hierfür verantwortlich sind, resultieren aus dem steilen Anstieg der Funktion $f(x_{imp})$ in diesem Intervall (s. Abb 5.2). Kleine Abweichungen in der Rekonstruktion des Einschußortes haben somit einen großen Einfluß auf die Form der Energieverteilung.

Stellt man das Verhalten des wahrscheinlichsten Wertes $\langle E_{korr} \rangle$, der sich aus den oben beschriebenen Verteilung bestimmen läßt, in Abhängigkeit vom bekannten Einschußort x_{imp} dar, erhält man den in Abbildung 5.13 gezeigten Kurvenverlauf. Vergleicht man ihn mit dem unkorrigierten Signalverlauf ist eine deutliche Verbesserung zu erkennen. Die maximale Abweichung von Sollwert E_{norm} beträgt jedoch immer noch ca. 39 % gegenüber ca. 72% im unkorrigierten Fall. Auch das Intervall, in dem sich der Einfluß des Φ -Cracks auf das Signal bemerkbar macht, ist verkleinert worden. Eine vollständige Kompensation des Signalverlustes kann allerdings mit diesem Korrekturalgorithmus nicht erzielt werden, wobei aber nicht vergessen werden darf, daß der Φ -Crack nicht zum auslesbaren Bereich des Kalorimeters gehört. In dieser Analyse wurde aus Zeitgründen allerdings noch nicht das elektronische Rauschen in den Auslesekanälen berücksichtigt, was die Ergebnisse erwartungsgemäß verschlechtern wird.

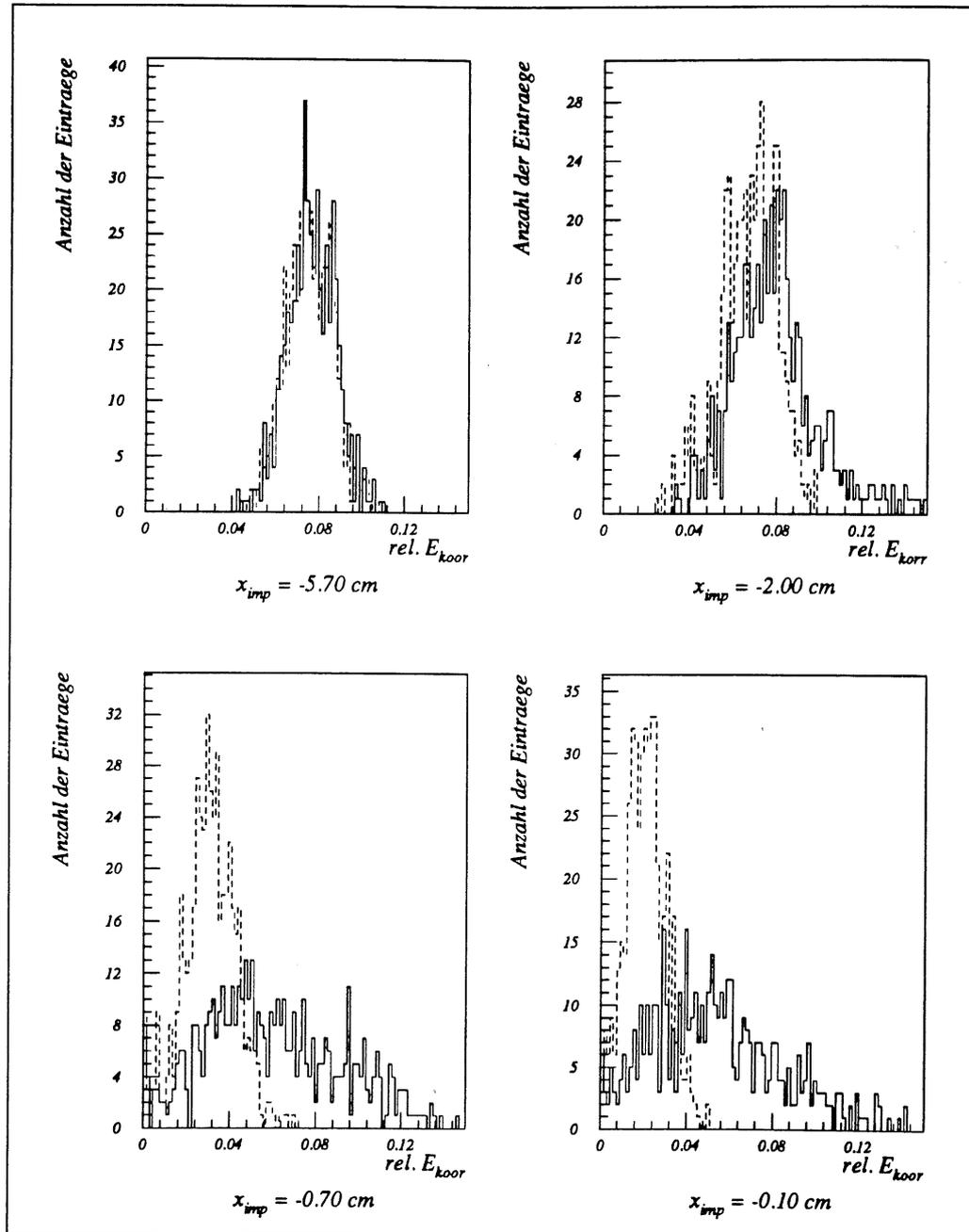


Abbildung 5.11: Die Verteilungen der korrigierten sichtbaren Energie E_{korr} für unterschiedliche Einschusspositionen x_{imp} .

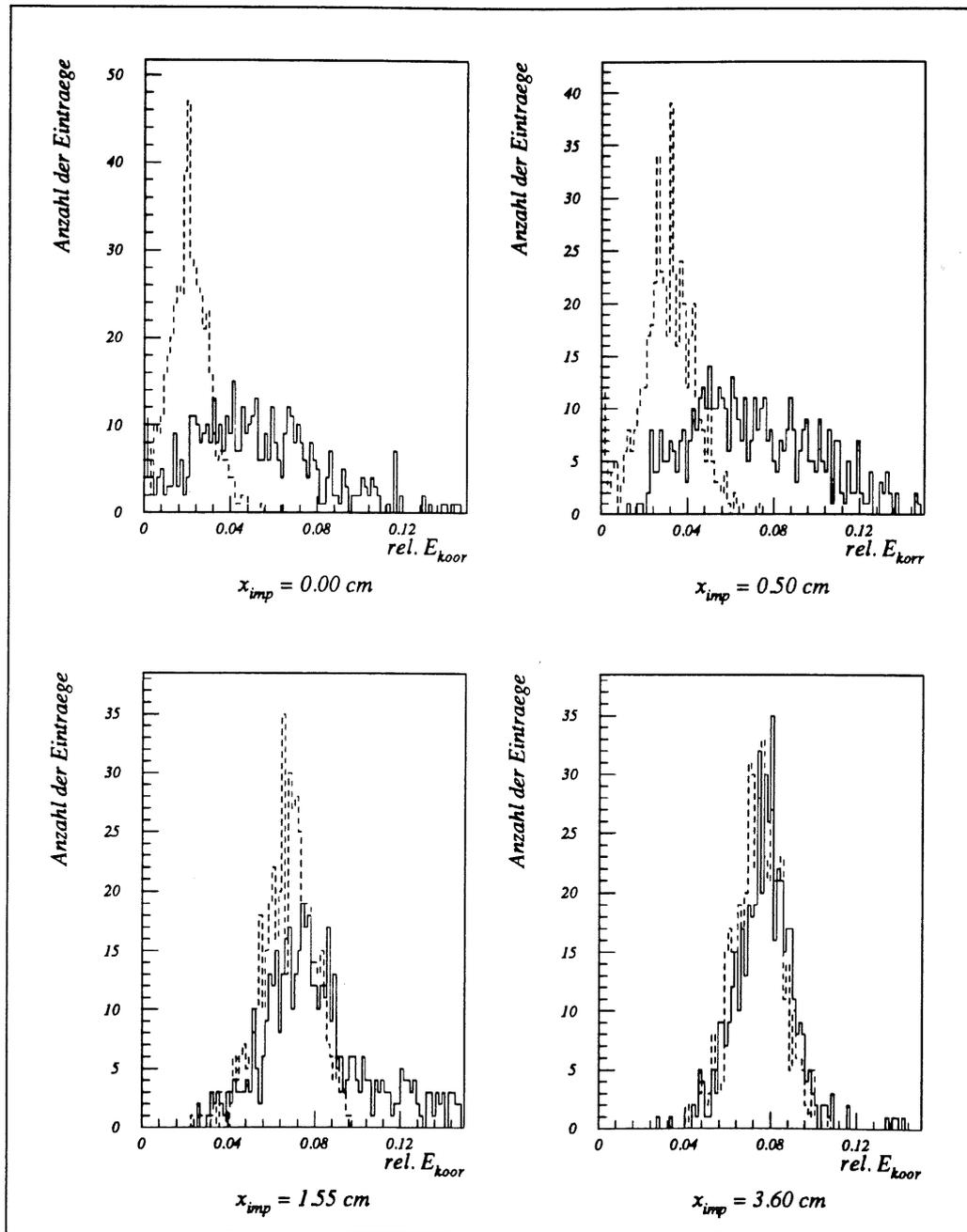


Abbildung 5.12: Die Verteilungen der korrigierten sichtbaren Energie E_{korr} für unterschiedliche Einschußpositionen x_{imp} .

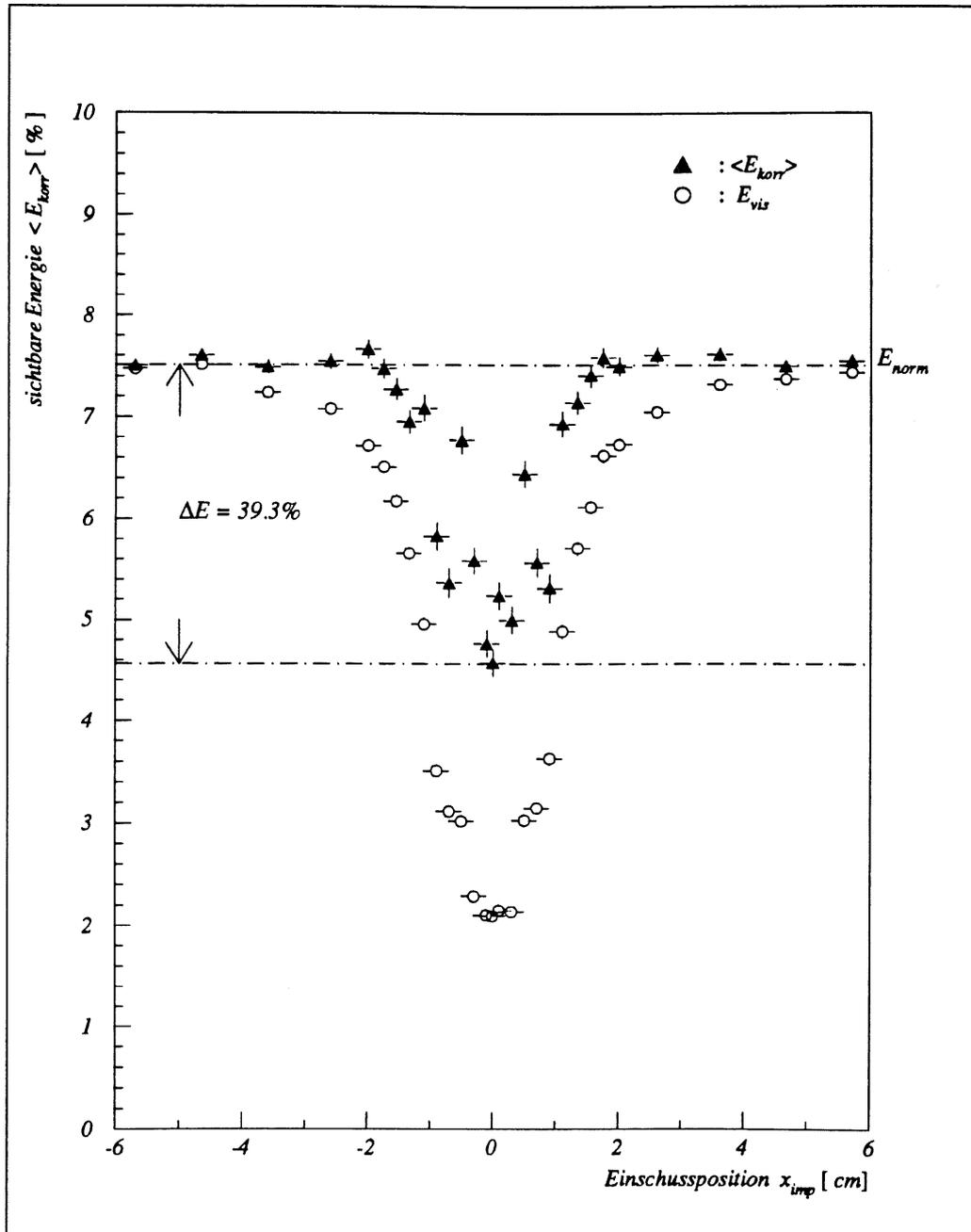


Abbildung 5.13: Die Abhängigkeit der korrigierten Energie $\langle E_{korr} \rangle$ von den bekannten Einschusspositionen x_{imp} .

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Energiedeposition in dem Winkelbereich eines Kalorimeterringes untersucht, in dem zwei Segmente eines Ringes nebeneinander liegen. Dieser Winkelbereich wird als Φ -Crack bezeichnet.

Der Φ -Crack bildet eine Zone toten Materials im Kalorimeter, in der eine direkte Auslese des Signals nicht möglich ist. Damit seine Auswirkungen auf das Kalorimeter-Signal analysiert werden konnten, wurde ein Monte-Carlo-Programm entwickelt, das einen elektromagnetischen Schauer in diesem Bereich des Kalorimeters simuliert.

Zunächst wurde der Einfluß des Φ -Cracks auf das Signal radial einfallender Teilchen unterschiedlicher Energien untersucht. Dabei ergaben sich für Photonen mit einer Energie von 1.0 GeV Abweichungen bis zu 72.2% und mit einer Energie von 10.0 GeV bis zu 85.5% vom Normsignal. Diese Signalverluste treten in ca. 8% des azimuthalen Winkelbereiches auf, den der Kalorimeterring FB2E umschließt.

Zusätzlich wurde das Verhalten des Signals analysiert, das durch initialisierende Elektronen mit einer Energie von 1.0 GeV im Bereich des Φ -Cracks erzeugt wird. Diese Elektronen bewegen sich bedingt durch das Magnetfeld auf Spiralbahnen und können deshalb den Φ -Crack nicht radial erreichen. Aus dieser Analyse resultieren Signalabweichungen von maximal 49.8%. Für Elektronen mit einer Energie von 10.0 GeV ist der Krümmungsradius der Bahn so groß, daß sie den Wechselwirkungspunkt in guter Näherung radial verlassen. Für sie ergeben sich Abweichungen bis zu 67.8% vom Normsignal.

Um den Signalverlust des Kalorimetersignals für radial einfallende Teilchen zu minimieren, wurde ein Korrekturalgorithmus untersucht, der in das Rekonstruktionsprogramm des H1-Detektors implementiert werden kann. Dieser bestimmt den Auftreffort des initialisierenden Teilchens unter Anwendung der Schwerpunktmethode und korrigiert dann das Signal in Abhängigkeit vom Auftreffort. Die hierfür verwendete Korrekturfunktion wurde durch die Parametrisierung des Energieverlustes im Bereich des Φ -Cracks bestimmt. Durch Anwendung des Korrekturalgorithmus wurden die Abweichungen vom Normsignal auf maximal 39.3% verbessert. Auch konnte der azimuthale Winkelbereich des Kalorimeters, in dem die Signalverluste auftreten, auf ca 4 % beschränkt werden.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung dieser Arbeit danken. Seine aufmerksame Betreuung und seine zahlreichen Anregungen haben mir bei der Erstellung dieser Diplomarbeit sehr geholfen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Rauschnabel. Seine zahlreichen Tips und Vorschläge haben viele Probleme gar nicht erst entstehen lassen.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV der Abteilung Physik an der Universität Dortmund danke ich für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis und ihre stetige Hilfsbereitschaft.

M. Korn und U. Lenhardt danke ich insbesondere für das sorgfältige Lesen meiner Diplomarbeit. Sie waren auch schon vorher wertvolle Ansprechpartner und haben mir mit vielen hilfreichen Ratschlägen zur Seite gestanden.

Schließlich möchte ich mich bei meinem Freund Uwe bedanken, der mich in allen Situationen moralisch und auch tatkräftig unterstützt hat.

Meinen Eltern danke ich für die Ermöglichung des Physikstudiums und die Geduld, die sie für mich aufgebracht haben. Ohne ihre Unterstützung wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Diese Diplomarbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 054DO51P gefördert.

Literaturverzeichnis

- [Ama81] U.Amaldi
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Physics Scripta 23 (1981) 406
- [Bat70] G.Bathow, E.Freytag, M.Köbberling
Measurements of the longitudinal and lateral Development of electromagnetic Cascades in Lead, Cooper and Aluminium at 6 GeV
Nucl.Phys. B 20 (1970) 592
- [Ben73] E.Bender
Cryogenics, (1973) 11
- [Ber82] M.J.Berger, S.M.Seltzer
Stopping Power and Ranges of Electrons and Positrons, 2nd edition
U.S.National Bureau of Standards Report
NBSIR 82-2550-A (1982)
- [Be34] H.Bethe, W.Heitler
Proc.Roy.Soc. London, A 146 (1934) 83
- [Bet30] H.Bethe
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskular-Strahlen durch Materie
Annalen der Physik 5 (1930) 325
- [Blo33] F.Bloch
Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie
Annalen der Physik 16 (1933) 285
- [Bor87] K.Borras
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1987
- [Bri87] V.Brisson
Distribution of Amounts of Radiation and Interaction Lengths for Active and Dead Material throughout the H1 Liquid Argon Calorimeter
H1-Note 08/87-68, 1987

- [Col90] M.Colombo
Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1990
- [Coo75] A.J.Cook, L.J.Shustek
A User's Guide to MORTRAN2
Slac Computation Research Group
CTGM No. 165 (1975)
- [Dre82] A.Drescher
Untersuchungen an den Schauerzählern des ARGUS-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1982
- [Eis84] F.Eisele, D.Wegener
Design Principles
Genova, 1984
- [Fel87] J.Feltesse
Measurement of Inclusive Differential Cross Sections
Proc.of HERA Workshop, 33 - 59
R.D.Pecci (Herausgeber), DESY (1987)
- [Fab89] C.W.Fabjan and R.Wigmans
Energy Measurement of Elementary Particles
CERN-EP/89-64, 1989
- [For78] R.L.Ford, W.R.Nelson
The EGS Code System: Computer Program for the Monte-Carlo-Simulation of Elektromagnetic Cascade Showers, version 3
SLAC-210, UC-32 (1978)
- [Hei27] W.Heisenberg
Zeitschrift f. Physik **43** (1927) 172
- [Ht53] W.Heitler
Quantum Theory of Radiation Oxford University Press (1953)
- [H1-86] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1-Detektor
1986
- [H1-87] H1-Collaboration
Technical Progress Report 1987
Technical Progress Report 1988
Technical Progress Report 1989
Technical Progress Report 1990
- [Kal90] B.Kalle
Studien zur Produktion schwerer Quarks bei HERA und Messungen von Widerstandsbeschichtungen in Kalorimetermodulen des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1990

- [Kol90] M.Kolander
persönliche Mitteilung
1990
- [Kur91] J.Kurzhöfer
Untersuchungen zum Einfluß von geometrischen Parametern und Materialeigenschaften auf die Auflösung der elektromagnetischen Kalorimeter FB2E und BBE des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1991
- [Len89] U.Lenhardt
Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1989
- [Leo87] W.R.Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics and Experiments
Springer Verlag Berlin Heidelberg (1987)
- [Lon75] E.Longo, I.Sestili
Monte-Carlo Calculation of Photon-initiated Elektromagnetic Showers in Lead-Glas
NIM 128 (1975) 283
- [Mol48] G.Molière
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)
- [Ott53] K.Ott
Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
aus:
W.Heisenberg (Herausgeber)
Kosmische Strahlung, 2.Auflage
Springer Verlag, Berlin (1953), 320 - 349
- [RPP90] Particle Data Group
Review of Particle Properties Physics Letters B 239 (1990)
- [Schu89] G.A.Schuler
Perspectives on Physics at HERA
DESY 89-075, 1989
- [Seg53] E.Segré
Experimental Nuclear Physics, Vol I
John Wiley & Sons Inc., New York
Chapman & Hall Ltd, London (1953)
- [Seg65] E.Segré
Nuclei and Particles, 1nd edition
W.A. Benjamin, Inc., New York (1965)

- [Ste52] R.M.Sternheimer
The Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials
Phys.Rev. 88 (1952) 851
- [Wol86] G.Wolf
HERA: Physics, Maschine and Experiments
DESY 86-089, 1986