

Monte-Carlo-Untersuchungen zu den Testmessungen an den
CB1E- und BBE-Moduln des H1-Detektors

23. Dezember 1991

Diplomarbeit

vorgelegt von
Uwe Obrock

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Abteilung Physik
Universität Dortmund

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Grundlagen der experimentellen Elementarteilchenphysik	3
1.2	Der Speicherring HERA	3
1.3	Der H1-Detektor	4
1.4	Ziele dieser Arbeit	7
2	Eigenschaften elektromagnetischer Schauer	11
2.1	Physikalische Grundlagen	11
2.1.1	Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern	11
2.1.2	Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern	14
2.1.3	Räumliche Ausdehnung elektromagnetischer Schauer	16
2.1.4	Ein einfaches Schauermodell	18
2.2	Simulation elektromagnetischer Schauer	19
2.2.1	Das Programmpaket EGS4	19
2.3	Grundlagen der Schauerzähler	21
2.3.1	Funktionsprinzip eines Flüssig-Argon-Kalorimeters	22
2.3.2	Energieauflösung eines Kalorimeters	22
3	Experimenteller Aufbau	24
3.1	Das BBE-Kalorimeter	24
3.1.1	Aufbau eines Moduls des BBE-Kalorimeters	24
3.1.2	Schichtstruktur der Absorberplatten des BBE-Kalorimeters	25
3.1.3	Aufteilung der Ausleseeinheiten des BBE-Kalorimeters	30
3.1.4	Das Verteilungsschema der Hochspannungsversorgung eines BBE-Moduls	30
3.2	Das CB1E-Kalorimeter	31
3.2.1	Aufbau eines Moduls des CB1E-Kalorimeters	31
3.2.2	Die Absorberplatten des CB1E-Kalorimeters	33
3.2.3	Aufteilung der Ausleseeinheiten des CB1E-Kalorimeters	33
3.3	Experimenteller Aufbau am H6-Teststrahl. Bemaßung in cm.	36
3.4	Beschreibung des experimentellen Aufbaus in der Simulation	39
3.4.1	Physikalische Daten der in der Simulation benutzten Medien	41
4	Untersuchung der Linearität der BBE- und CB1E-Kalorimeter	44
4.1	Anpassung des Vormaterials in der Simulation der Messungen am H6-Teststrahl	44
4.2	Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen an einem BBE-Modul mit denen der Simulationsrechnungen	50

4.2.1	Ursachen für Abweichungen vom linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung Q und der Primärenergie E_0	54
4.2.2	Der Einfluß des elektronischen Rauschens auf das Signal eines BBE-Moduls	58
4.3	Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen an einem CB1E-Modul mit Simulationsergebnissen	67
5	Untersuchungen zur Homogenität der BBE- und CB1E-Kalorimeter	71
5.1	Vergleich der Ergebnisse der horizontalen Meßreihen mit Resultaten der Simulation	71
5.1.1	Bestimmung der Einschußpunkte der primären Teilchen in die BBE- und CB1E-Moduln für die horizontalen Meßreihen	73
5.1.2	Vergleich der bei den horizontalen Meßreihen gemessenen Ladungen mit Resultaten der Simulation	74
5.2	Vergleich der Ergebnisse der vertikalen Meßreihen mit Resultaten der Simulation	86
5.2.1	Bestimmung der Einschußpunkte der primären Teilchen in das BBE-Modul für die Meßreihe D	86
5.2.2	Vergleich der bei den vertikalen Meßreihen gemessenen Ladungen mit Resultaten der Simulation	86
6	Einfluß der Stahlstangen auf das Signal des BBE-Kalorimeters	96
6.1	Wirkung der Detektorgeometrie in der Nähe einer Stahlstange auf die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern	98
6.2	Untersuchung des im H1-Detektors erhaltenen Signales bei einem Einschuß in die Nähe einer Stahlstange.	101
6.2.1	Algorithmus zur Korrektur auf die Störung durch die Stahlstangen	103
7	Untersuchung des Übergangs zwischen den BBE- und CB1E-Kalorimetern	108
7.1	Abhängigkeit der rekonstruierten Energie vom Polarwinkel unter dem das primäre Teilchen den Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors verläßt	108
7.2	Untersuchung des Übergangs zwischen den BBE- und CB1E-Moduln für verschiedene Primärenergien.	112
7.3	Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von geometrischen Parametern	112
	Zusammenfassung	117
	Danksagung	119
A	Potentialverteilung auf Hochspannungsplatten mit Kurzschluß	120

Kapitel 1

Einführung

1.1 Grundlagen der experimentellen Elementarteilchenphysik

Die Elementarteilchenphysik hat es sich zum Ziel gesetzt, zu ergründen, welches die elementaren Bausteine der Materie sind, welche Eigenschaften sie besitzen und welche Wechselwirkungen sie untereinander ausüben. Nach dem heute allgemein akzeptierten Standardmodell der Elementarteilchenphysik nimmt man an, daß die Materie aus elementaren Fermionen, den Quarks und Leptonen, aufgebaut ist und alle Wechselwirkungen zwischen ihnen durch Eichbosonen übertragen werden. Während die Leptonen neben der Gravitation nur der elektroschwachen Wechselwirkung unterliegen, gehen die Quarks zusätzlich auch Prozesse über die starke Wechselwirkung ein, die sie zu den experimentell beobachtbaren Hadronen verbindet. Seit dem Experiment Rutherford's [Rut11], welches zur Entdeckung der Atomkerne führte, wurden viele Erkenntnisse auf dem Gebiet der Teilchenphysik durch Streuexperimente gewonnen. Hierbei werden hochenergetische Teilchenstrahlen auf feste Ziele gelenkt oder mit anderen Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht und die dabei entstehenden Reaktionsprodukte an Hand ihrer meßbaren Eigenschaften wie Impuls und Energie identifiziert, um Aussagen über die stattgefundenen Prozesse machen zu können.

Da nach der Heisenberg'schen Unschärferelation [Hei27]

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar \quad (1.1)$$

mindestens ein Impuls von $\Delta p = \hbar/\Delta x$ notwendig ist, um Strukturen der Größenordnung Δx aufzulösen, bedingt die Untersuchung immer kleinerer Strukturen ein stetiges Anwachsen der Energien der primären Teilchen. Will man Strukturen von der Größe $\Delta x \leq 10^{-17} \text{m}$ untersuchen, benötigt man daher modernste Beschleunigertechnologien.

Die Messung von Reaktionsprodukten bei so großen Energien stellt sehr hohe Ansprüche an die verwendeten Detektoren. Diese müssen den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt abdecken, um möglichst alle bei den Reaktionen entstehende Teilchen nachweisen zu können, eine hohe Orts- und Impulsaufösung besitzen und eine gute Teilchenidentifikation gestatten.

1.2 Der Speicherring HERA

Zu Beginn des Jahres 1992 soll der Speicherring HERA an der Großforschungsanlage DESY in Hamburg in Betrieb gehen. Mit dieser Maschine können erstmals hochenergetische Protonen-

und Elektronenstrahlen miteinander zur Kollision gebracht werden. Wie die Abbildung 1.1 zeigt, durchlaufen die Teilchen nach ihrer Erzeugung zunächst eine Reihe von Vorbeschleunigern, bevor sie in den eigentlichen HERA-Speicherring gelangen, der einen Umfang von 6,3 Kilometern besitzt. Hier werden die Protonen auf eine Energie von 300-820 GeV, die Elektronen auf 15-30 GeV beschleunigt und an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Dort sind die beiden Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut, die die bei den Reaktionen entstehenden Teilchen vermessen und so die Analyse der stattgefundenen Prozesse ermöglichen. Bei Schwerpunktsenergien \sqrt{s} von 134 bis 314 GeV ist ein maximaler Impulsübertrag von $Q_{max}^2 \simeq 10^5 \text{GeV}^2$ möglich, womit eine Steigerung von zwei Größenordnungen gegenüber bisherigen Experimenten erreicht wird. Die Luminosität der Maschine wird mit $\mathcal{L} = 1-2 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angegeben [Wol86], was einer integrierten Luminosität von 100-200 pb^{-1} pro Jahr entspricht. Somit sollten physikalische Prozesse, für deren Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma} \geq 0,1 \text{pb}$ gilt, meßbar sein. Außerdem ist es möglich, den Elektronenstrahl in longitudinaler Richtung bis zu 80% zu polarisieren. Dieses ist insofern eine interessante Option, als die Kopplung der Elektronen an die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung von ihrer Helizität abhängt. Somit sollte ein Unterschied in den gemessenen Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Polarisation des Elektronenstrahls sichtbar sein. Weiterhin läßt sich durch die Polarisation des Elektronenstrahls überprüfen, ob bisher unbekannte Eichbosonen existieren, die an rechtshändige Ströme koppeln.

Zu den wesentlichen Fragestellungen, die bei HERA untersucht werden können, zählen [Schu89]:

- Untersuchung der Strukturfunktionen des Protons bei hohem Q^2 und kleinen Werten der Bjorkenvariablen x
- Suche nach Substrukturen von Quarks und Leptonen
- Bestimmung der Abhängigkeit der Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q^2)$ der starken Wechselwirkung vom Impulsübertrag Q^2
- Untersuchung der Struktur von neutralen und geladenen Strömen der schwachen Wechselwirkung
- Messung des hadronischen Charakters des Photons in Photoproduktionsereignissen
- Suche nach neuen, exotischen Teilchen wie schweren Leptonen, supersymmetrischen Teilchen und schweren Eichbosonen, die insbesondere mit rechtshändigen Strömen verknüpft sind
- Suche nach neuen Wechselwirkungen mit Reichweiten $\mathcal{R} \leq 10^{-17} \text{m}$

1.3 Der H1-Detektor

Die zu erwartende Topologie der Ereignisse bei HERA bestimmt den Aufbau des H1-Detektors, der in den Abbildungen 1.2 und 1.3 gezeigt ist. Da sich der Schwerpunkt aller bei einer Reaktion entstehenden Teilchen in die Protonenrichtung bewegt, ist der Detektor asymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt ausgelegt.

Die einzelnen Detektorkomponenten werden im folgenden kurz beschrieben. Die Zahlen in Klammern verweisen auf die Darstellung des Detektors in den Abbildungen 1.2 und 1.3. Zur

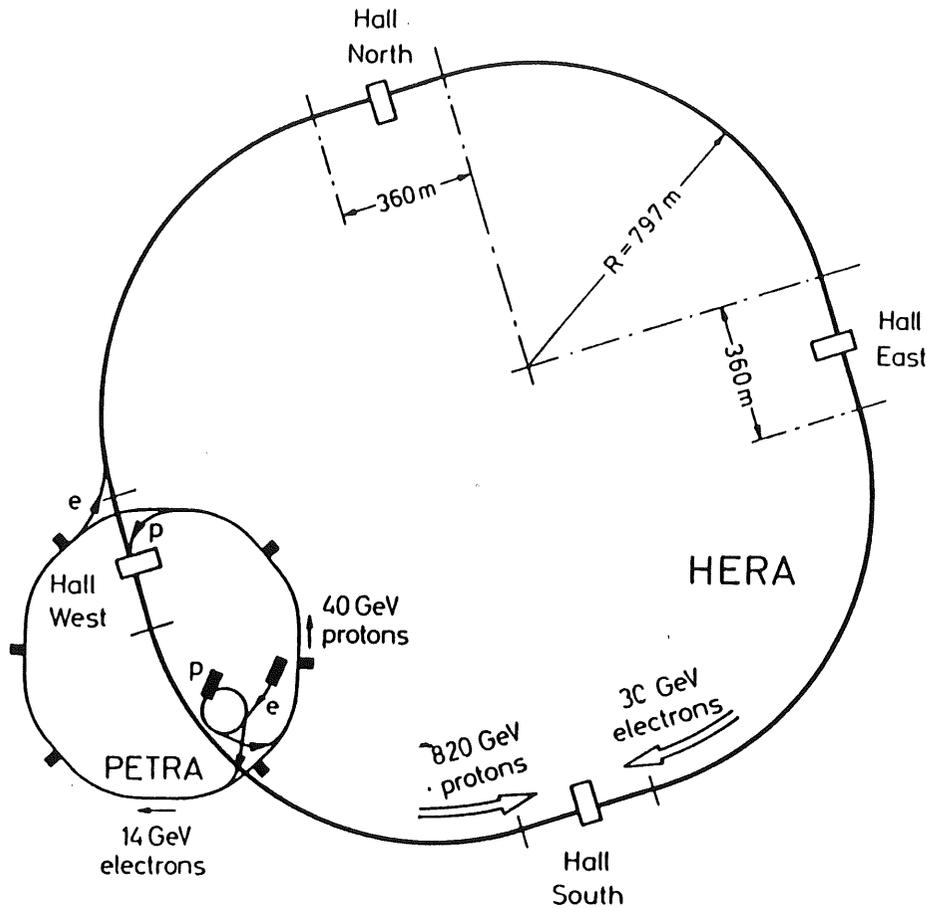


Abbildung 1.1: Skizze des Speicherringes HERA [Wol86]

Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen dienen die zentrale Driftkammer (1) und die Vorwärtsspurenkammer (2). Sie sollen für Teilchen, die einen Polarwinkel $5^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ mit der Protonenflugrichtung bilden, eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 \leq 0.3\%/GeV$ besitzen, eine gute Trennung von verschiedenen Spuren bei Ereignissen mit sehr vielen geladenen Teilchen leisten und eine Messung des differentiellen Energieverlustes dE/dx gestatten. Umgeben werden diese Spurenkammern vom Flüssig-Argon-Kalorimeter, das sich in einen elektromagnetischen (3) und einen hadronischen (4) Teil gliedert. Es handelt sich hierbei um ein Sandwich-Kalorimeter, das im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Teil Edelmetall als Absorbermaterial verwendet. Zwischen den Absorberplatten befindet sich als aktives Auslesematerial flüssiges Argon. Diese Konzeption des Kalorimeters ermöglicht neben einer leichten und zeitstabilen Kalibrierung, sowie einer homogenen Energiedeposition der Teilchen auch eine hohe Granularität. Daher ist eine gute Ortsauflösung, sowie eine hohe Elektron-Pion-Trennung durch das Kalorimeter gegeben [Col90]. Als Energieauflösung ist ein Wert von $\sigma/E \approx 13\%/\sqrt{E}$ für den elektromagnetischen Teil und $\sigma/E \approx 55\%/\sqrt{E}$ für den hadronischen Teil geplant. Um das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter möglichst gut an die ideale zylindersymmetrische Form um die Strahlachse anzunähern, ist es in einzelne Ringe gegliedert, die sich aus acht trapezförmigen Modulen zusammensetzen. Die in dieser Arbeit untersuchten BBE- und CB1E-Ringe sind Teil des elektromagnetischen Kalorimeters und gehören zum hinteren und zentralen Bereich des H1-Detektors, siehe Abbildung 1.4. Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem großen Kryostaten (14). Dieser ermöglicht die für den Betrieb des Kalorimeters notwendigen physikalischen Bedingungen: eine Temperatur von $T = 90\text{ K}$ und einen Druck von $p = 1,35\text{ bar}$. Da nur Teilchen aus dem Polarwinkelbereich $4^\circ \leq \theta \leq 152^\circ$ in das Flüssig-Argon-Kalorimeter gelangen, wird es durch zwei weitere Kalorimeter ergänzt. Dies sind das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC (5) und das Plug-Kalorimeter (10) im extremen Vorwärtsbereich des H1-Detektors. Das rückwärtige Kalorimeter BEMC besitzt eine Blei/Szintillator-Struktur mit einer Signalauslese über Wellenlängenschieber und Photodioden und soll Teilchen bis zu einem Winkel von $\theta = 176^\circ$ nachweisen. Das Plug-Kalorimeter hat die Aufgabe, die Lücke, die im Teilchennachweis zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und der Strahlröhre besteht, auszufüllen und die Energie von Teilchen, die einen geringen Transversalimpuls besitzen, zu messen.

Eine supraleitende Spule (6) erzeugt innerhalb der Spurenkammern ein Magnetfeld von 1,2 Tesla mit einer Genauigkeit von $\Delta B_z/B_z \leq 3\%$. Das instrumentierte Eisenjoch (7) dient der Rückführung des magnetischen Flusses. Außerdem gestatten die darin installierten Streamerkammern die Erkennung von Myonen und die Messung der aus den hadronischen Kalorimetern herausleckenden Schauerkomponenten. Ein Eisentoroid (8) bildet zusammen mit einigen Myonkammern (9) ein Magnetspektrometer, das den Impuls in Vorwärtsrichtung erzeugter Myonen bestimmen soll. Ein Betonmantel (13) umgibt den gesamten Detektor.

Sehr wichtig wird bei H1 die Identifikation und Messung des gestreuten primären Elektrons sein [H1-85]. Dieses liefert zum einen eine klare Signatur für Prozesse, bei denen ein neutrales Vektorboson ausgetauscht wurde [Ing87], zum anderen legt der Impuls und die Energie des auslaufenden Elektrons zusammen mit den entsprechenden Größen der einlaufenden Teilchen die Kinematik des gesamten Ereignisses fest. Wichtig ist in diesem Zusammenhang eine gute absolute Kalibrierung zur Messung der Energie des Elektrons. Diese Messung soll bei vielen Ereignissen von dem in dieser Arbeit untersuchten BBE-Modul des Flüssig-Argon-Kalorimeters geleistet werden. Gelingt dies auf 1% genau, so bleibt der systematische Fehler bei der Bestimmung von inklusiven tiefinelastischen Wirkungsquerschnitten in einem weiten kinematischen

Bereich kleiner als 10% [Fel87a].

1.4 Ziele dieser Arbeit

Die Moduln der BBE- und CB1E-Ringe des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters wurden an den Universitäten Dortmund und Saclay gebaut. Je ein Modul dieser beiden Ringe wurde am H6-Teststrahl des europäischen Kernforschungsinstituts CERN in Genf untersucht. Ziel dieser Messungen war, die beiden Moduln absolut auf ein Prozent genau zu kalibrieren. Hierzu wurde die Abhängigkeit des gemessenen Signals von der Energie des primären Teilchens und vom Einschußort bestimmt.

In dieser Arbeit sollen die Ergebnisse der Messungen am H6-Teststrahl mit Resultaten einer Monte-Carlo-Simulation verglichen werden. Hierzu wurde mit Hilfe des Programmpaketes EGS4 [Nel85] ein Programm erstellt, das die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern in den untersuchten Moduln simuliert. Die Resultate der Vergleiche zwischen den experimentellen Daten und der Simulation sind in den Kapiteln 4 und 5 dieser Arbeit zusammengestellt.

Die BBE- und CB1E-Moduln enthalten inaktive Bereiche. Mit dem entwickelten Simulationsprogramm wurde der Einfluß dieser inaktiven Bereiche auf das im H1-Detektor erhaltene Signal analysiert. Die Resultate dieser Analysen werden in den Kapiteln 6 und 7 gezeigt.

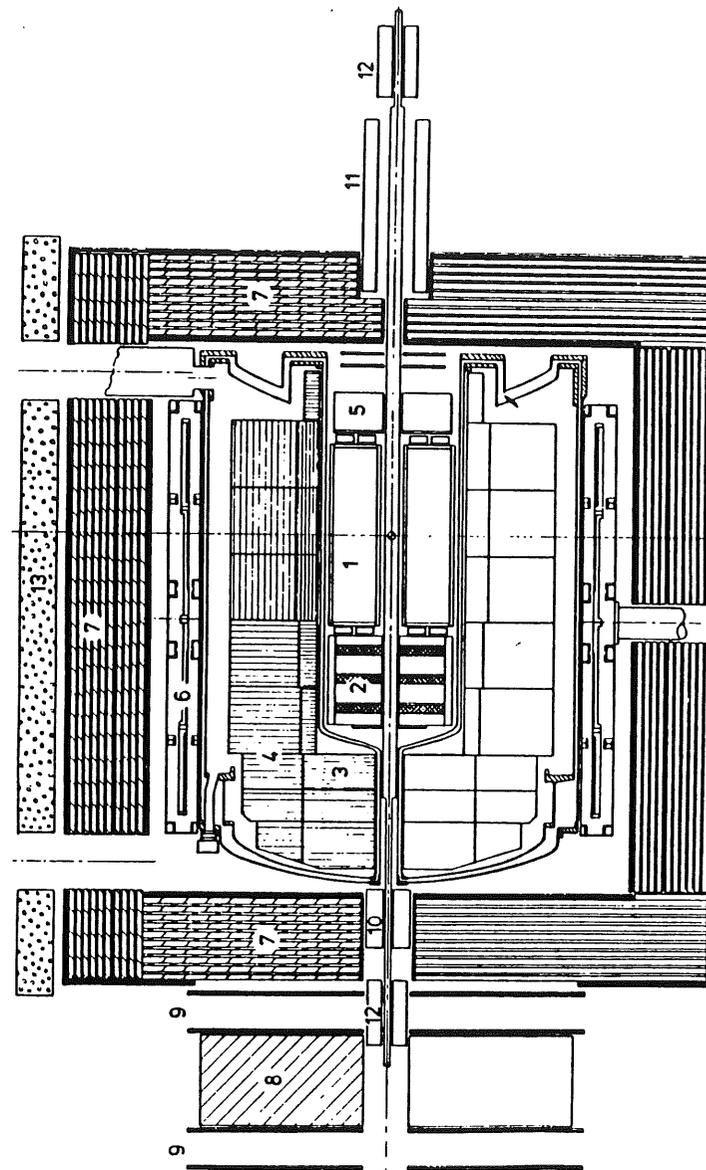


Abbildung 1.2: Schnitt durch den H1-Detektor parallel zur Strahlachse

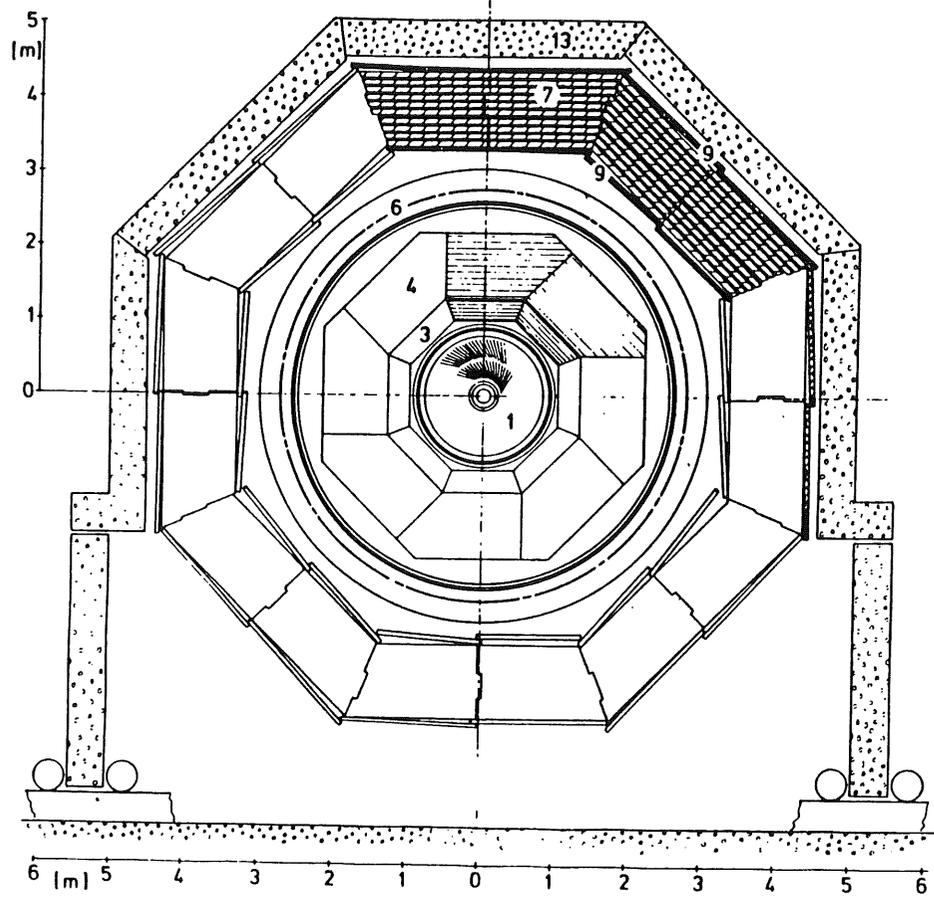


Abbildung 1.3: Schnitt durch den H1-Detektor senkrecht zur Strahlachse

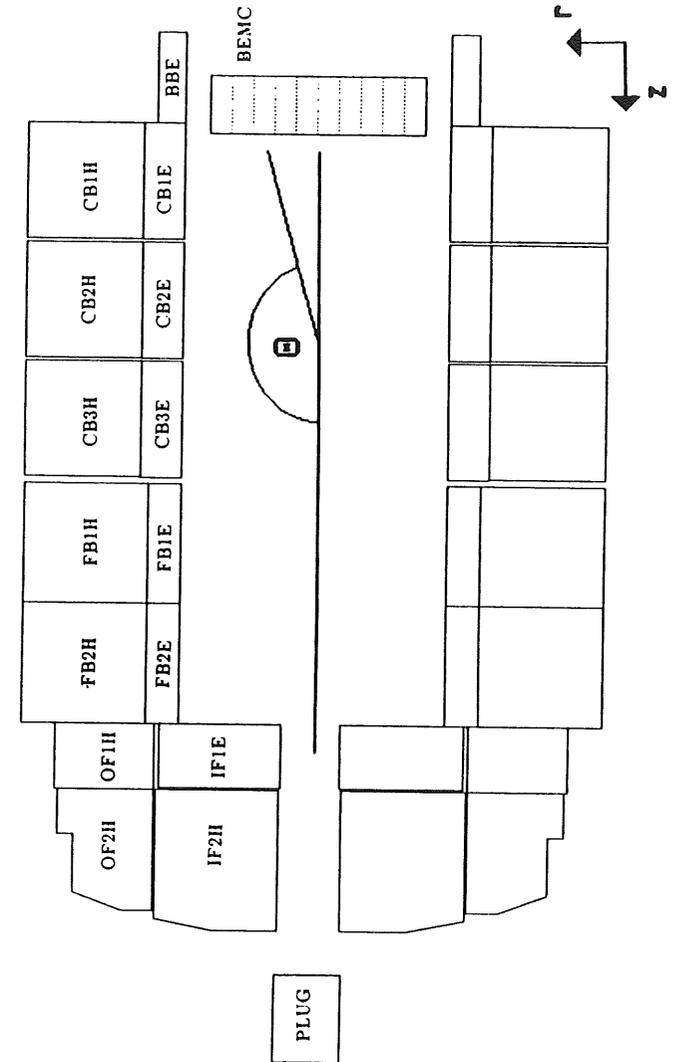


Abbildung 1.4: Skizze des Kalorimeters des H1-Detektors

Kapitel 2

Eigenschaften elektromagnetischer Schauer

2.1 Physikalische Grundlagen

Durchqueren hochenergetische Teilchen Materie, so gehen sie mit ihr über elektromagnetische und starke Prozesse Wechselwirkungen ein und verlieren Energie. Dabei erzeugen sie Sekundärteilchen, die ihrerseits neue Teilchen generieren. Die so entstehende Teilchenkaskade wird Schauer genannt, wobei die Einfallsrichtung des primären Teilchens die Schauerachse festlegt. Man unterscheidet zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Während hadronische Schauer von Teilchen großer Masse über nukleare Wechselwirkungen ausgelöst werden, enthalten elektromagnetische Schauer nur Elektronen, Positronen und γ -Quanten und werden im allgemeinen auch nur von diesen Teilchen erzeugt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kalorimeter benutzen die Entstehung elektromagnetischer Schauer zur Messung der Energie von Teilchen. Da in elektromagnetischen Schauern keine hadronischen Prozesse auftreten, soll auf sie im folgenden nicht näher eingegangen werden.

2.1.1 Wechselwirkungen und Teilchenproduktion in elektromagnetischen Schauern

Für hochenergetische Elektronen ist aus der Reihe der Wechselwirkungen, die in elektromagnetischen Schauern auftreten, die Bremsstrahlung der dominante Prozeß. Hierbei werden Elektronen im Coulombfeld eines Atomkerns abgebremst und strahlen dabei Photonen ab. Definiert man die Strahlungslänge X_0 als die Wegstrecke, auf der sich die Energie E_0 eines Elektrons durch Bremsstrahlungsprozesse im Mittel auf E_0/e verringert, so ergibt sich für den differentiellen Energieverlust [Seg65]

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

X_0 ist hierbei gegeben durch

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

wobei folgende Größen definiert seien:

- $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137 =$ Feinstrukturkonstante
- $r_e = e^2/(m_e c^2) =$ klassischer Elektronenradius
- $Z =$ Kernladungszahl des Absorbers
- $A =$ Massenzahl des Absorbers
- $\rho =$ Dichte des Absorbermaterials
- $N_A =$ Avogadro-Konstante

Der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsprozesse ist für Teilchen größerer Masse vernachlässigbar klein. Daher lösen schwere geladene Teilchen wie Myonen oder Protonen keine elektromagnetischen Schauer aus.

Die weiteren Prozesse, über die Elektronen mit Materie wechselwirken, sind:

- Møller-Streuung ($e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$)
- Bhabha-Streuung ($e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$)
- Annihilation ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$)
- Vielfachstreuung ($e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern}$)

Neben den beschriebenen Prozessen sind auch die Wechselwirkungen der Photonen bei der Entwicklung von elektromagnetischen Schauern wesentlich. In der Nähe eines Atomkerns sind γ -Quanten, die eine Energie $E > 2m_e c^2$ besitzen, in der Lage, ein Elektron-Positron-Paar zu erzeugen. Dieser Paarbildungsprozeß ist für hochenergetische Photonen dominant. Die mittlere freie Weglänge λ eines γ -Quants in Materie ergibt sich für diesen Prozeß zu [Ott53]

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

Da dieser Prozeß theoretisch eng mit dem der Bremsstrahlung verknüpft ist, hängt λ von der Strahlungslänge X_0 ab.

Neben der Paarbildung finden in elektromagnetischen Schauern auch die folgenden Prozesse statt:

- Compton-Streuung ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$)
- Photoeffekt ($\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Atom}^+$).

Bis auf die Vielfachstreuung tragen im Prinzip alle erwähnten Prozesse zur Erzeugung neuer Teilchen bei. Die Wirkungsquerschnitte für Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt sind in Abbildung 2.1 für drei verschiedene Atomsorten gezeigt.

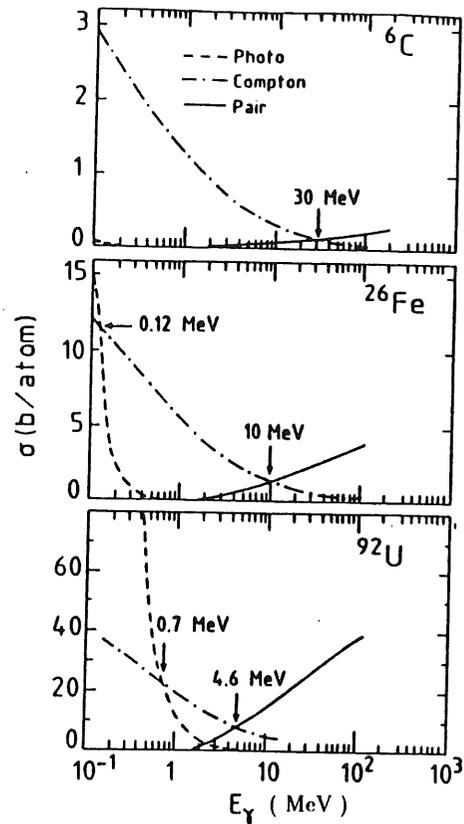


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt in Abhängigkeit von der Photonenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89]

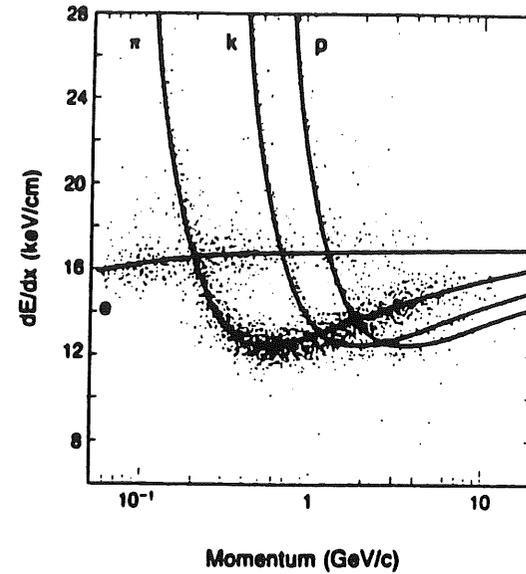


Abbildung 2.2: Gemessener mittlerer Energieverlust (dE/dx) durch Ionisation für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen, aufgetragen gegen den Teilchenimpuls. Die durchgezogenen Linien stellen die theoretische Erwartung dar.

2.1.2 Energiedeposition in elektromagnetischen Schauern

Unterhalb einer gewissen Energieschwelle verlieren Elektronen und Positronen ihre Energie nicht mehr im wesentlichen durch Bremsstrahlung, sondern durch Ionisations- und Anregungsprozesse in Absorbermaterial. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke, den ein Elektron durch Ionisationsprozesse erleidet, ergibt sich zu [Seg53]

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

mit

- e = Elementarladung,
- m_e = Ruhemasse des Elektrons,
- $\beta = v/c$,
- T = kinetische Energie des Elektrons,
- n = Dichte der Elektronen im Absorbermaterial,
- I = mittleres Ionisationspotential des Absorbermaterials,
- δ = Dichtekorrekturefunktion nach Sternheimer [Ste52].

Abbildung 2.2 zeigt den mittleren Energieverlust dE/dx durch Ionisationsprozesse in Abhängigkeit von der Energie. Mit steigender Energie fällt der Energieverlust ab, bis er bei einer Energie von $E \approx 4m_e c^2$ ein Minimum erreicht. Teilchen dieser Energie nennt man minimal ionisierend. Bei einem weiteren Anstieg der Teilchenenergie steigen die Ionisationsverluste aufgrund

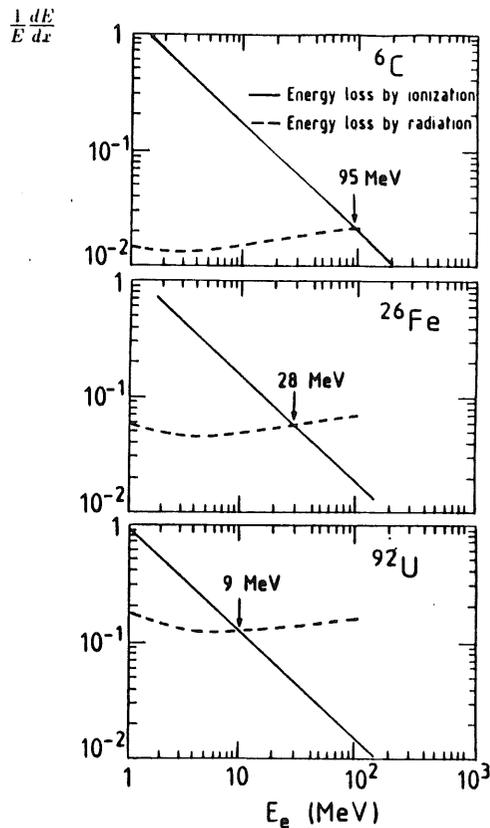


Abbildung 2.3: Vergleich des relativen Energieverlustes durch Bremsstrahlung und Ionisation in Abhängigkeit von der Teilchenenergie für verschiedene Absorbermaterialien [Fab89].

relativistischer Effekte an und erreichen schließlich einen Sättigungswert, der von der Dichte des Absorbermaterials abhängt. Die schon erwähnte Energieschwelle, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation überwiegt, bezeichnet man als kritische Energie ϵ . Sie ergibt sich als die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen auf einer Strahlungslänge verliert [Ama81]:

$$\epsilon = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} X_0 \simeq \frac{550}{Z} \text{ MeV}. \quad (2.5)$$

In Abbildung 2.3 werden die jeweiligen Energieverluste eines Teilchens über Bremsstrahlungs- und Ionisationsprozesse miteinander verglichen.

Die Energiedeposition in einem Absorbermaterial über Ionisations- und Anregungsprozesse stellt eine wichtige Grundlage der Kalorimetrie dar, da erst hierdurch elektromagnetische Schauer experimentell sichtbare Signale erzeugen.

2.1.3 Räumliche Ausdehnung elektromagnetischer Schauer

Betrachtet man lediglich Bremsstrahlung und Paarbildung, so tragen diese beiden Prozesse kaum zur transversalen Schauerenausbreitung bei. Nach Bethe [Bet34] gilt für den mittleren Ablenkwinkel (θ), der durch diese Wechselwirkungen entsteht

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}_{\text{Brems, Paar}} = \frac{m_e c^2}{E}. \quad (2.6)$$

Wesentlich größere Richtungsänderungen erfahren Elektronen durch Vielfachstreuung. Hierbei werden sie an den Atomkernen des Absorbermaterials elastisch gestreut. Nach der Molièreschen Theorie gilt für den Ablenkwinkel, den Elektronen nach dem Durchqueren einer Materieschicht der Dicke x aufgrund der Vielfachstreuung besitzen [Mol47]:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (2.7)$$

Die für die transversale Ausdehnung eines Schauers charakteristische Größe ist der Molière-Radius R_M . Er ergibt sich durch

$$R_M = m_e c^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \frac{X_0}{\epsilon} \simeq \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon} X_0. \quad (2.8)$$

Untersuchungen von Bathow [Bat70] haben ergeben, daß ungefähr 90% der Energie eines Primärteilchens in einem Zylinder mit Radius R_M um die Schauerachse und weitere 9% innerhalb eines Zylinders von drei Molièreradien deponiert werden.

Abbildung 2.5 zeigt die longitudinale Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer. Sie kann wie folgt parametrisiert werden [Lon75]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 c t^a e^{-bt} \quad (2.9)$$

mit

t = zurückgelegte Wegstrecke in Vielfachen der Strahlungslängen X_0 ,
 a \simeq Position des Schauermaximums in Vielfachen der Strahlungslänge X_0 , gemessen vom Anfangspunkt des Schauers,
 b, c = vom Absorbermaterial und der Energie des Primärteilchens abhängige Parameter.

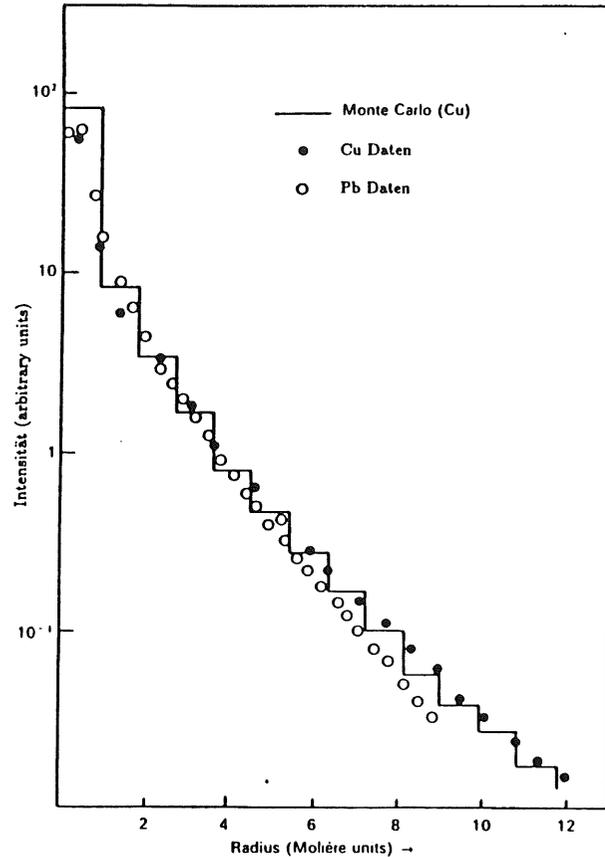


Abbildung 2.4: Verteilung des Energieverlustes in Abhängigkeit vom Abstand von der Schauerachse. Die Punkte geben Meßergebnisse an. Zum Vergleich zeigt die durchgezogene Linie das Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung. [Bat70]

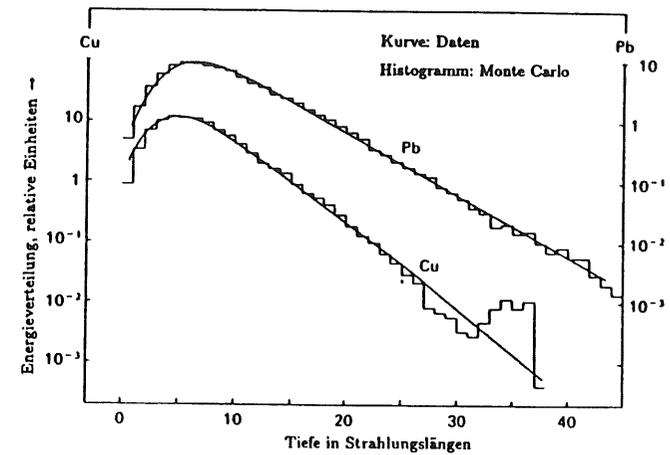


Abbildung 2.5: Longitudinales Schauerprofil nach Bathow et al. [Bat70]

2.1.4 Ein einfaches Schauermodell

Obwohl alle zur Entstehung eines elektromagnetischen Schauers beitragende Einzelprozesse theoretisch gut verstanden sind, ist die Beschreibung eines gesamten Schauers aufgrund der Vielzahl der auftretenden Wechselwirkungen und Teilchen sehr komplex. Mit dem im folgenden beschriebenen einfachen Schauermodell [Hei44], lassen sich dennoch, in häufig ausreichender Näherung, Aussagen über eine Schauerentwicklung machen:

Ein primäres Elektron, dessen Energie sehr viel größer als die kritische Energie ϵ ist, strahlt nach jeder Strahlungslänge X_0 ein Photon ab. Die Energie des Photons ist dabei halb so groß wie die Energie des Elektrons vor der Abstrahlung. Jedes Photon erzeugt seinerseits nach jeder Strahlungslänge X_0 ein Elektron-Positron-Paar, wobei die Energie des Photons auf die beiden entstehenden Teilchen gleichverteilt wird. Die Produktion neuer Teilchen bricht ab, sobald die einzelnen Teilchen die kritische Energie ϵ erreichen. Nachfolgend geben alle Teilchen ihre Energie über Ionisationsprozesse an das Absorbermaterial ab. Aus diesen Modellannahmen kann man folgern:

- Nach t Strahlungslängen X_0 ist die Anzahl N der entstandenen Teilchen gegeben durch: $N = 2^t$. Die Energie E jedes einzelnen Teilchens beträgt $E = E_0 2^{-t}$.
- Die Lage t_{max} des Schauermaximums, ausgedrückt in Strahlungslängen X_0 , ist dem Logarithmus der Primärenergie proportional: $t_{max} \sim \log(E_0)$.
- Die Anzahl N_{ges} der insgesamt in einem Schauer produzierten Teilchen ist proportional zur Primärenergie E_0 .

führen die Routinen PHOTON und ELECTR den Transport der Teilchen durch. Da hierbei die geometrische Form der einzelnen verwendeten Materialien einen Einfluß besitzt, wird vor jedem Transport eines Teilchens die benutzereigene Routine HOWFAR aufgerufen. Bei diesem Aufruf werden dem Benutzer Position und Flugrichtung des gerade betrachteten Teilchens, sowie die von EGS vorgeschlagene Schrittlänge übergeben. Der Benutzer muß entscheiden, ob der von EGS beabsichtigte Schritt zulässig ist oder ob er ihn gegebenenfalls verkürzen muss, weil das Teilchen in eine andere geometrische Region eindringt. Sobald eine Energiedeposition stattgefunden hat, kann der Benutzer in der dann aufgerufenen Routine AUSGAB bestimmen, unter welchen Aspekten diese in seiner Analyse berücksichtigt werden soll. So kann er zum Beispiel entscheiden, ob eine Energiedeposition zu einem experimentell sichtbaren Signal geführt hat oder nicht.

Bei der Simulation von Schauern muß beachtet werden, daß die Wirkungsquerschnitte einiger elektromagnetischer Prozesse im Grenzfall verschwindender Energie divergieren, so daß niederenergetische Teilchen eine Vielzahl von zu simulierenden Wechselwirkungen eingehen. Um den Aufwand an Rechenzeit in vertretbaren Grenzen zu halten, werden daher Abschneideenergien eingeführt. Sobald die Energie eines Teilchens unter diese Abschneideenergie sinkt, deponiert es in der Simulation seine Energie lokal an der Stelle, an der es sich gerade befindet. Dieses erscheint auch physikalisch sinnvoll, da niederenergetische Teilchen ihre gesamte Energie in kleinen Raumbereichen verlieren. Bei der Wahl der Abschneideenergien muß ein möglichst guter Kompromiß zwischen geringer Rechenzeit und genauer Beschreibung eines Schauers gefunden werden. Wählt man die Abschneideenergien zu groß, so greift man zu früh in die Schauerentwicklung ein, und die aus der Simulation erhaltenen Ergebnisse werden ungenau. EGS4 stellt zwei Abschneideparameter zur Verfügung: E_{cut}^{γ} für Photonen und E_{cut}^e für Elektronen. Untersuchungen zur Wahl dieser Parameter wurden von K. Borras [Bor87] für ein Flüssig-Argon-Kalorimeter durchgeführt, das denen in dieser Arbeit untersuchten sehr ähnlich ist. Die Werte von $E_{cut}^{\gamma} = 0.1 MeV$ und $E_{cut}^e = 1.5 MeV$ wurden aus der oben genannten Arbeit übernommen. Die angegebenen Werte beziehen sich auf die Gesamtenergie der Teilchen.

2.3 Grundlagen der Schauerzähler

Die Gesamtenergiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer ist zur Energie des primären Teilchens proportional. Dieses kann zur Messung von Teilchenenergien genutzt werden. Die hierzu verwendeten Kalorimeter müssen den Schauer möglichst ganz absorbieren und die deponierte Energie in ein experimentell meßbares Signal umwandeln können.

Man unterscheidet zwischen homogenen und inhomogenen Kalorimetern. Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Material, das gleichzeitig als Absorber und als aktives Auslesematerial, das meßbare Signale erzeugt, dient. Beispiele hierfür sind szintillierende NaJ-Kristalle und Bleiglas, das Čerenkov-Licht erzeugt. Homogene Kalorimeter besitzen häufig große Strahlungslängen X_0 , so daß sie große Abmessungen aufweisen müssen, um einen Schauer total zu absorbieren. Diesen Nachteil umgehen die inhomogenen Kalorimeter. Sie bestehen aus Schichten eines Absorbermaterials mit kleiner Strahlungslänge X_0 . Zwischen diesen Schichten befindet sich ein aktives Auslesematerial, das die Schauerentwicklung stichprobenartig abtastet, weshalb diese Kalorimeter auch als Sampling-Kalorimeter bezeichnet werden. Inhomogene Kalorimeter sind vergleichsweise kompakt gebaut und gestatten die Beobachtung von Schauerprofilen, was in homogenen Kalorimetern meist nur bedingt möglich ist. Neben den bei Zimmertemperatur arbeitenden Kalorimetern BEMC und Plug des H1-Detektors gehören auch die in dieser

Arbeit untersuchten Flüssig-Argon-Kalorimeter zur Gruppe der inhomogenen Kalorimeter.

Das Funktionsprinzip von Flüssig-Argon-Kalorimetern soll im folgenden kurz beschrieben werden.

2.3.1 Funktionsprinzip eines Flüssig-Argon-Kalorimeters

Flüssig-Argon-Kalorimeter bestehen aus einem Stapel von Absorberplatten hoher Dichte ρ und kurzer Strahlungslänge X_0 . Der Raum zwischen den einzelnen Absorberplatten ist mit flüssigem Argon ausgefüllt. Die geladenen Teilchen eines elektromagnetischen Schauers erzeugen in den als Ionisationskammern dienenden Flüssig-Argon-Schichten freie Elektronen. Die Absorberplatten liegen abwechselnd an Hochspannungs- und Erdpotential, so daß die erzeugten Elektronen in dem so entstehenden elektrischen Feld zur Anode wandern. Der Einfluß der positiven Ionen kann aufgrund ihrer geringen Beweglichkeit vernachlässigt werden. Die Bewegung der Elektronen beeinflusst Ladungen auf den Ausleseelektroden der Absorberplatten. Diese Ladungen können über einen Koppelkondensator und einen ladungsempfindlichen Vorverstärker gemessen werden, wobei die gemessene Ladung Q der Energie E_0 des Primärteilchens proportional ist.

Für die Abhängigkeit der in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Ladung Q von der angelegten Hochspannung U erwartet man nach Hofmann et al. [Hof76]

$$Q(U) = 2Q_0 \frac{l(U)}{d} \left[1 - \frac{l(U)}{d} (1 - e^{-d/l(U)}) \right] \quad (2.10)$$

mit

$Q(U)$ = Ladung, die bei Anlegen der Spannung U an die Hochspannungsplatten gemessen wird,

Q_0 = maximal meßbare Ladung,

$l(U)$ = mittlere freie Weglänge der Elektronen im flüssigen Argon vor einer Anlagerung an das flüssige Argon verunreinigende Substanzen,

d = Breite der Flüssig-Argon-Schichten des Kalorimeters.

Die mittlere freie Weglänge $l(U)$ der Elektronen im flüssigen Argon hängt über die Beziehung [Hof76]

$$l(U) = 0,12 \frac{U}{d} \frac{1 \text{ cm}^2 \text{ ppm}}{p \text{ kV}} \quad (2.11)$$

von der Konzentration p der Substanzen, die das flüssige Argon verunreinigen, ab. Daher muß bei Messungen mit Flüssig-Argon-Kalorimetern auf höchste Reinheit des flüssigen Argons geachtet werden.

2.3.2 Energieauflösung eines Kalorimeters

Nach Abschnitt 2.1.4 ist die Anzahl N_{ges} der in einem Schauer produzierten Teilchen proportional zur Energie E_0 des einfallenden Teilchens. Für Fluktuationen in der Teilchenzahl gilt gemäß Poisson-Statistik:

$$\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}} \quad (2.12)$$

Fluktuationen in der Teilchenzahl N_{ges} führen zu einer endlichen Energieauflösung $\sigma(E)$ eines Kalorimeters

$$\frac{\sigma(E)}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.13)$$

Eine genauere Betrachtung für Sampling-Kalorimeter ergibt nach Amaldi[Ama81] als untere Grenze für die Größe $\sigma(E)/E$

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 3.2\% \sqrt{\frac{\varepsilon(\text{MeV})D}{X_0 F(z)} \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}}} \quad (2.14)$$

mit

ε = kritische Energie in MeV,

X_0 = Strahlungslänge des Kalorimeters,

D = Dicke einer Samplingzelle,

$F(z) \simeq e^z(1 + z(\ln(z) - \ln(1,526)))$,

Korrekturterm, der berücksichtigt, daß Teilchen

unterhalb einer Energie E_c experimentell nicht mehr

nachgewiesen werden können; mit

$z = 4,58(Z E_c)/(A \varepsilon)$.

Eine zusätzliche Verschlechterung der Auflösung ergibt sich, falls longitudinale Leckverluste auftreten. Dieser Beitrag zur Auflösung eines Kalorimeters kann durch ein Modell von Drescher et al. [Dre83] beschrieben werden: Es sei $dE/dt(t)$ der mittlere Energieverlust pro Strahlungslänge nach t Strahlungslängen. t_{end} bezeichne das Ende des Kalorimeters und σ_t die Fluktuationen der Lage des Schauersmaximums. Davon ausgehend, daß sich je nach Lage der ersten Wechselwirkung des primären Teilchens die Lage des gesamten Schauers mitbewegt, entspricht σ_t ungefähr einer Strahlungslänge und es ergibt sich

$$\sigma(E) = \sigma_t \frac{dE}{dt}(t_{end}). \quad (2.15)$$

Vernachlässigt man die Abhängigkeit des Schauerprofils von der Energie E_0 des primären Teilchens, so läßt sich $dE/dt(t)$ faktorisieren:

$$\frac{dE}{dt}(t) = E_0 f(t). \quad (2.16)$$

Hieraus folgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sigma_t f(t_{end}) = \text{konst.} \quad (2.17)$$

Zusammenfassend sollte sich somit die Energieauflösung eines Sampling-Kalorimeters, bei dem longitudinale Leckverluste auftreten, durch

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{p_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + p_2^2} \quad (2.18)$$

parametrisieren lassen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Das BBE-Kalorimeter

Das BBE¹-Kalorimeter ist ein Sandwich-Kalorimeter, das Blei als Absorbermaterial benutzt, und gehört zum elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters des H1-Detektors. Das BBE-Kalorimeter besteht aus acht gleichartigen Modulen, die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von $\Delta\phi = 45^\circ$ abdecken. Ein solches Modul ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Das BBE-Kalorimeter befindet sich, wie Abbildung 1.4 zeigt, im rückwärtigen Teil des H1-Detektors. Die Teilchen, die in das BBE-Kalorimeter gelangen, verlassen den Wechselwirkungspunkt unter einem Polarwinkel von $144,8^\circ \leq \theta \leq 154,8^\circ$, gemessen zur Protonenflugrichtung. Ein Teil dieses Polarwinkelintervalles, $152^\circ \leq \theta \leq 154,8^\circ$, überlappt mit dem Meßbereich des BEMC-Kalorimeters, siehe Abbildung 1.4. Aufgabe des BBE-Kalorimeters ist, die Energie von Elektronen, Positronen und γ -Quanten mit einem maximalen systematischen Fehler von einem Prozent zu messen.

Jedes Modul des BBE Kalorimeters besteht aus einem Stapel von Absorberplatten, die senkrecht zur Strahlachse des H1-Detektors ausgerichtet sind. Die geometrische Form der Absorberplatten ist in Abbildung 3.2 skizziert. Durch diese geometrische Form der Absorberplatten wird vor allem im Übergangsbereich zwischen den Kalorimetern BBE und BEMC des H1-Detektors das aktive Detektorvolumen, verglichen mit einer reinen Trapezform, vergrößert [Bor92].

3.1.1 Aufbau eines Moduls des BBE-Kalorimeters

Die Abfolge der Absorberplatten eines BBE-Moduls ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

Jeder Plattenstapel eines BBE-Moduls umfaßt 77 Absorberplatten mit Bleikern. Man kann zwei Sorten von Absorberplatten, Hochspannungs- und Ausleseplatten, die sich innerhalb des Plattenstapels abwechseln, voneinander unterscheiden. Durch Anlegen einer Spannung von 2,5 kV an die Hochspannungsplatten wird in dem als Nachweismedium dienenden flüssigen Argon, das den Raum zwischen den Absorberplatten ausfüllt, ein elektrisches Feld zur Trennung der dort erzeugten freien Ladungspaare aufgebaut. Durch die Trennung dieser Ladungspaare werden auf den Elektroden der auf Erdpotential liegenden Ausleseplatten meßbare Ladungen induziert. Eine Auslesezelle des BBE-Kalorimeters besteht aus einer halben Ausleseplatte, einem Flüssig-Argon-Zwischenraum und einer halben Hochspannungsplatte.

¹Backward Barrel Electromagnetic

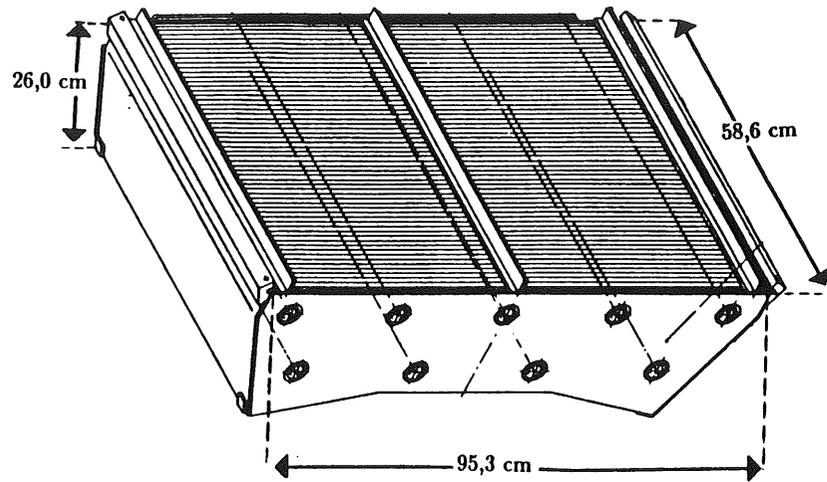


Abbildung 3.1: Perspektivische Darstellung eines Moduls des BBE-Kalorimeters

Begrenzt wird jeder Plattenstapel durch spezielle Hochspannungsplatten, die keinen Bleikern enthalten und bei denen nur die dem Plattenstapel zugewandte Seitenfläche zur Erzeugung eines elektrischen Feldes aufgeladen werden kann, während die andere geerdet ist.

Da der als Absorber verwendete Werkstoff Blei keine genügende mechanische Stabilität gewährleistet, befindet sich der gesamte Stapel der Absorberplatten in einem Rahmen, der aus 6mm dicken Stahlplatten gebildet wird. Zum Ausgleich des hierdurch zusätzlich vorhandenen toten Materials, das ein Schauer beim Eintritt in das BBE-Kalorimeter durchqueren kann, enthält die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen erste Ausleseplatte eines jeden BBE-Moduls keinen Bleikern.

Zwischen dem BBE- und dem benachbarten CB1E-Kalorimeter existiert eine Lücke von ca. 1cm. Um auch in dieser Region zu gewährleisten, daß das Signal, das von einem primären Teilchen erzeugt wird, unabhängig vom genauen Eintrittspunkt des Teilchens in das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors ist, befindet sich außerhalb des Stahlrahmens eines BBE-Moduls an der Stirnfläche zum CB1E-Kalorimeter eine einzelne Ausleseplatte ohne Bleikern. Diese begrenzt zusammen mit zwei speziellen Hochspannungsplatten zwei weitere auslesbare Flüssig-Argon-Schichten.

Den Abstand zwischen den einzelnen Absorberplatten und somit die Breite der Flüssig-Argon-Schichten definieren spezielle ringförmige Distanzscheiben mit einer Dicke von 0,235 cm. Sie bestehen aus dem Material G10, einem glasfaserverstärkten Kunststoff auf Epoxydharzbasis, und werden durch neun Stahlstangen auf ihren Positionen innerhalb des Plattenstapels festgehalten.

3.1.2 Schichtstruktur der Absorberplatten des BBE-Kalorimeters

Die Platten des BBE-Kalorimeters bestehen aus mehreren Schichten. Die Anordnung dieser Schichten ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Ihre mittleren Dicken sind in Tabelle 3.1 zusammenge-

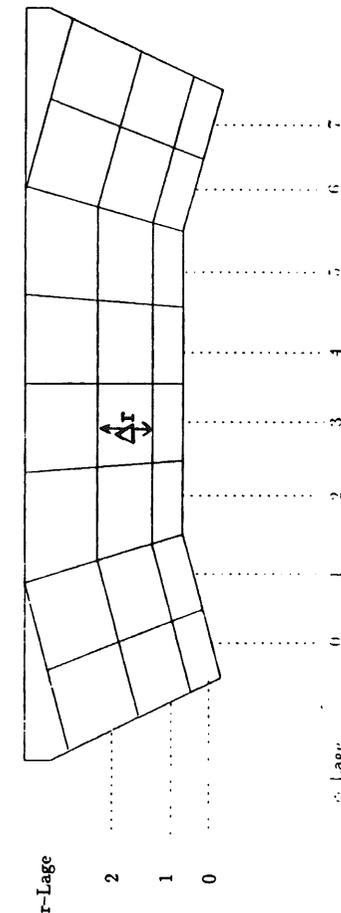


Abbildung 3.2: Skizze einer Absorberplatte des BBE-Kalorimeters. Eingezeichnet ist die Einteilung einer Ausleseplatte in $r - \phi$ -Segmente.

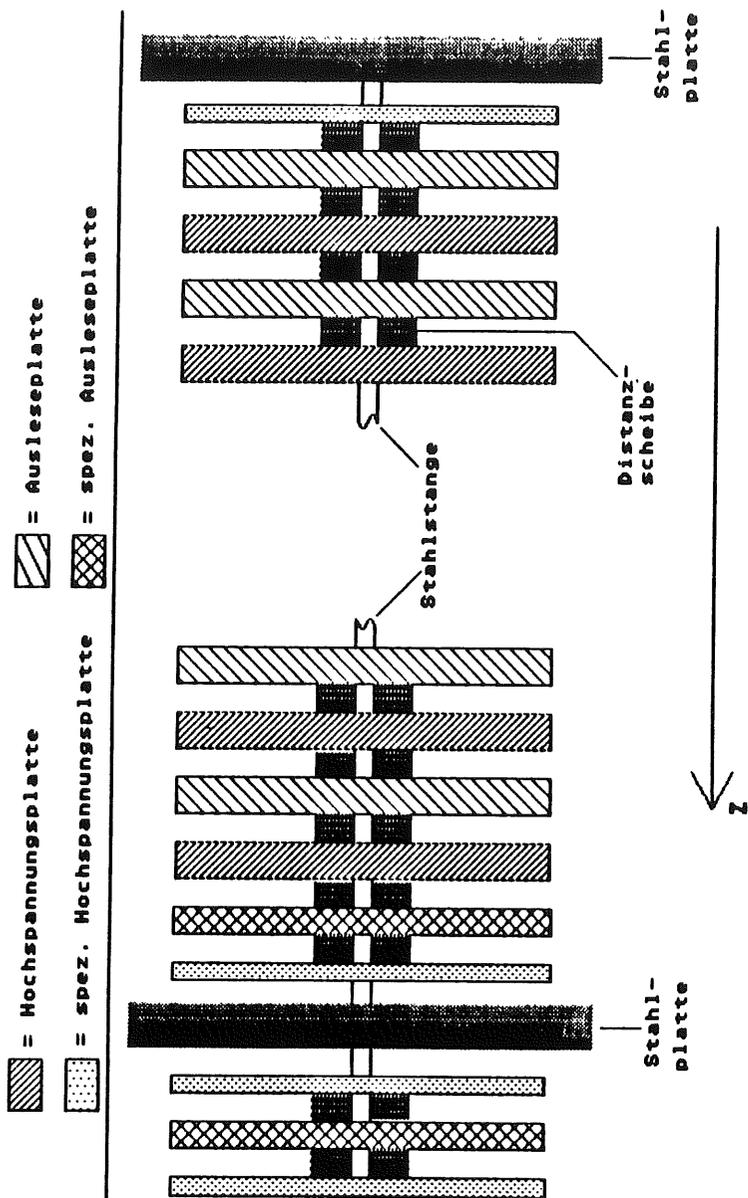


Abbildung 3.3: Abfolge der Platten in einem BBE-Modul

Material	Dichte (g/cm^3)	Ausleseplatte	Hochspannungsplatte
		mittlere Dicke (μm)	mittlere Dicke (μm)
PbSb	11.22	2367	2367
Primer	2.0	25	25
Prepreg	1.7	125	130
Kupfer	8.96	55	35
G10	1.5	690	728
Kapton	1.42	—	75
HRC	1.2	—	30

Tabelle 3.1: Mittlere gemessene Dichten und Dicken der Materialien der Absorberplatten des BBE-Kalorimeters nach Kurzhöfer [Kur91]

stellt.

Kernstück jeder Absorberplatte ist eine Schicht aus einer Blei-Antimon-Legierung, wobei das Antimon dazu dient, die mechanischen Eigenschaften dieser Schicht gegenüber einer aus reinem Blei zu verbessern. Der Gewichtsanteil des Antimon beträgt 1,5% [Kur91]. Jede Bleiplatte wird durch eine leitende Verbindung geerdet und besitzt neun Bohrungen zur Aufnahme der Stahlstangen, auf denen die Distanzscheiben, die den Plattenabstand definieren, aufgereiht werden. Um den für die Signalauslese toten Bereich, der durch die Stahlstangen entsteht, zu kompensieren, ist das Blei in einem Radius von 1cm um die Mittelachse der Stangen durch Aluminiumringe ersetzt worden [Len89]. Eine genaue Untersuchung des Einflusses der Stahlstangen auf das Signal des BBE-Kalorimeters wird in Kapitel 6 dieser Arbeit durchgeführt.

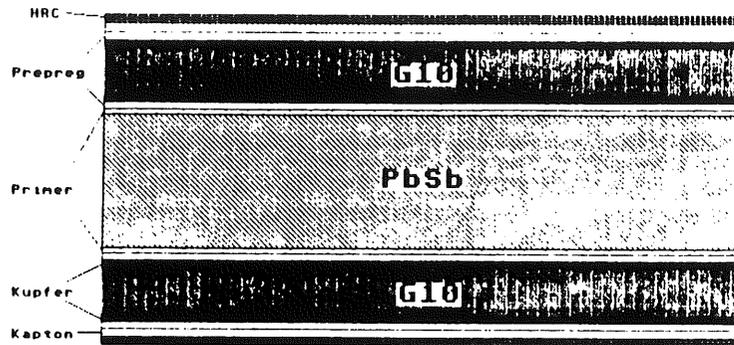
Auf beide Oberflächen einer Bleiplatte sind mit dem Spezialkleber Prepreg G10-Platten, die ihrerseits beidseitig mit Kupfer beschichtet sind, aufgebracht. Um die Haftung der aufeinander geklebten Schichten zu verbessern, sind die Oberflächen der Bleiplatten aufgeraut und mit Epoxydharz überzogen. Die entsprechenden Regionen werden im folgenden als Primer bezeichnet. Da die G10-Platten größer als die Bleiplatten sind, entsteht an den Rändern der Bleiplatten eine etwa 4mm breite Region, in die während des Klebens Prepreg fließt, das dort aushärtet.

Die äußeren Kupferschichten der Ausleseplatten dienen als Elektroden, auf die die zu messenden Ladungen influenziert werden. Die entsprechenden Kupferschichten der Hochspannungsplatten werden geerdet und mit einer dünnen Kaptonfolie beklebt. Die Kaptonfolie trennt das Erdpotential der Kupferschichten von der Hochspannung. Auf die Kaptonfolie wird eine Mischung aus 12% Ruß und 88% Epoxydharz [Kol91], die HRC² genannt wird, im Siebdruckverfahren aufgebracht. Diese Schicht kann bis zu einem Potential von 2,5kV gegenüber Erde aufgeladen werden.

Zur Vermeidung von elektrischen Überschlügen zwischen der HRC-Schicht und geerdeten Bauteilen ist bis zu einer Entfernung von 4mm vom Rand der Absorberplatte kein HRC aufgebracht. Aus demselben Grund ist das HRC innerhalb eines Abstands von 8mm um die Mittelachse der Stahlstangen ausgespart. An den entsprechenden Stellen einer Ausleseplatte ist kein Kupfer vorhanden.

²High Resistive Coating

Hochspannungsplatte



z-Segment	Nr. der zugehörigen Flüssig-Argon-Schichten
0	0 - 17
1	19 - 33
2	35 - 49
3	51 - 65
4	67 - 81

Tabelle 3.2: Zuordnung der Flüssig-Argon-Schichten zu den z-Segmenten eines BBE-Moduls. Die Nummerierung der Flüssig-Argon-Schichten läuft in der Richtung des Protonenstrahls.

r-Lage	Δr
0	3cm
1	6cm
2	11cm

Tabelle 3.3: Länge Δr der r- ϕ -Segmente der verschiedenen r-Lagen des BBE-Kalorimeters, siehe Abbildung 3.2.

Ausleseplatte

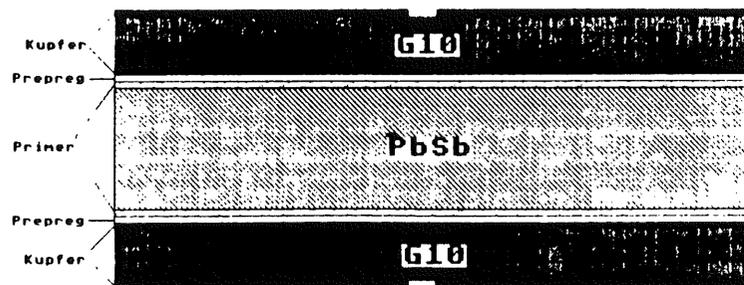


Abbildung 3.4: Schichtstruktur der Absorberplatten des BBE-Kalorimeters. Die Dicken der einzelnen Schichten sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

3.1.3 Aufteilung der Ausleseeinheiten des BBE-Kalorimeters

Die Kalorimeter des H1-Detektors sollen nicht nur die Energie von Teilchen messen, sondern auch die Identifikation von Teilchen und eine Verfolgung von Teilchenspuren ermöglichen. Somit müssen sie eine genügende Ortsauflösung besitzen. Daher sind die einzelnen Komponenten des Kalorimeters des H1-Detektors in kleinere Ausleseeinheiten unterteilt.

Jedes Modul des BBE-Kalorimeters besitzt 82 auslesbare Flüssig-Argon-Schichten. Diese werden in z-Richtung, die der Richtung des Protonenstrahls entspricht, zu fünf Gruppen, die z-Segmente genannt werden, zusammengefaßt. Die Zuordnung der einzelnen Flüssig-Argon-Schichten zu den entsprechenden z-Segmenten ist in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Wie Abbildung 3.2 zeigt ist das Kupfer einer Ausleseplatte, das als Elektrode zur Signalerkennung dient, in einzelne r- ϕ -Segmente aufgeteilt. In ϕ -Richtung besteht eine Aufteilung in acht Segmente, die jeweils einen Azimutalwinkelbereich von $\Delta\phi = 5,6^\circ$ abdecken und ihrem geometrischen Ort auf der Ausleseplatte entsprechend der ϕ -Lage 0 bis 7 zugeordnet werden. In r-Richtung besteht eine Aufteilung in drei r-Lagen. Die in Abbildung 3.2 mit Δr bezeichneten Größen der einzelnen r-Lagen sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Alle r- ϕ -Segmente eines z-Segments, die denselben r- ϕ -Bereich abdecken, bilden zusammen je einen Auslesekanal. Somit besitzt ein BBE-Modul $3 \times 8 \times 5 = 120$ Auslesekanäle.

3.1.4 Das Verteilungsschema der Hochspannungsversorgung eines BBE-Moduls

Die Funktion eines Flüssig-Argon-Kalorimeters hängt wesentlich von der Hochspannungsversorgung seiner Auslezellen ab. Ist diese gestört, zum Beispiel durch Kurzschlüsse über Schmutzpartikel innerhalb einer Flüssig-Argon-Schicht, so kann das Signal des Kalorimeters von dem

Punkt, an dem ein Teilchen in das Kalorimeter eindringt, abhängig werden.

Für die Hochspannungsversorgung eines Moduls des BBE-Kalorimeters stehen zwölf voneinander unabhängige Hochspannungskanäle zur Verfügung. Diese sind so auf die einzelnen Flüssig-Argon-Schichten verteilt, daß der Ausfall eines Hochspannungskanals eine möglichst geringe Störung des Signals verursacht. Nach einer Analyse von K. Borras [Bor87] am FB2E-Kalorimeter des H1-Detektors, das dem BBE-Kalorimeter ähnlich ist, wird dies durch ein Verteilungsschema gewährleistet, bei dem zwölf aufeinander folgende Flüssig-Argon-Schichten von je einem der Hochspannungskanäle 0 bis 11 versorgt werden. Diese Einteilung wiederholt sich für alle folgenden Flüssig-Argon-Schichten, so daß jede zwölfte Flüssig-Argon-Schicht an denselben Hochspannungskanal angeschlossen ist.

Dieses Verteilungsschema wurde für das BBE übernommen.

3.2 Das CB1E-Kalorimeter

Im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors schließt sich an das BBE-Kalorimeter das CB1³-Kalorimeter an. Es gliedert sich in einen hadronischen Teil, der CB1H genannt wird, und einen als CB1E bezeichneten elektromagnetischen Teil. Das gesamte CB1-Kalorimeter setzt sich analog zum BBE-Kalorimeter aus acht Modulen zusammen. Sein elektromagnetischer Teil deckt im H1-Detektor das Polarwinkelintervall $122^\circ \leq \theta \leq 144^\circ$ ab und ähnelt in seiner Funktionsweise dem vorher beschriebenen BBE-Kalorimeter.

Der Aufbau eines Moduls des CB1E-Kalorimeters soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden [Fel87b].

3.2.1 Aufbau eines Moduls des CB1E-Kalorimeters

Jedes Modul des CB1E-Kalorimeters besteht aus einem Stapel von 41 rechteckigen Absorberplatten. Da am Wechselwirkungspunkt erzeugte Teilchen eine möglichst große Anzahl von Flüssig-Argon-Schichten im Kalorimeter durchqueren sollen, liegen die Absorberplatten des CB1E-Kalorimeters so, daß die Normalenvektoren auf ihre Oberflächen senkrecht zur Strahlachse des H1-Detektors stehen. Um auch bei dieser Ausrichtung der Absorberplatten den toten Raum zwischen den einzelnen Modulen des CB1E-Kalorimeters gering zu halten, vergrößert sich die Breite der einzelnen Platten in ϕ -Richtung mit wachsendem Abstand vom Wechselwirkungspunkt.

Wie Abbildung 3.5 zeigt, wird ein CB1E-Plattenstapel durch die erste Edelstahlplatte des entsprechenden Moduls des hadronischen Teils des CB1-Ringes und eine spezielle Frontplatte begrenzt. Diese Frontplatte besteht aus dem Material Rohacell⁴ – einem Hartschaumstoff mit niedriger Dichte und damit großer Strahlungslänge – und verdrängt das flüssige Argon zwischen der Kryostatwand und dem eigentlichen Kalorimeter. Hierdurch wird erreicht, daß Teilchen eine geringere Anzahl von Strahlungslängen in nicht auslesbarer Materie zurücklegen, bevor sie in das CB1E-Kalorimeter gelangen. Auf die Frontplatte ist außerdem eine spezielle Hochspannungsplatte aufgebracht, die zusammen mit der ersten Absorberplatte eine auslesbare Flüssig-Argon-Schicht bildet. Eine entsprechende Hochspannungsplatte ist ebenfalls auf die erste Absorberplatte des hadronischen Kalorimeters aufgebracht und begrenzt ein CB1E-Modul an der anderen Seite. Der Abstand zwischen je zwei Absorberplatten des CB1E-Kalorimeters wird

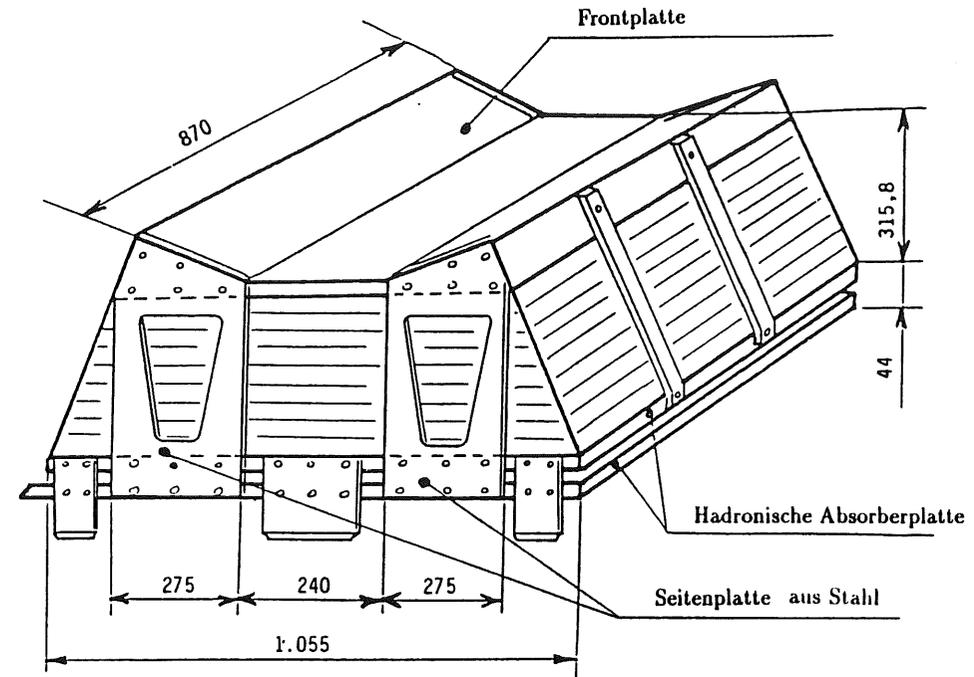


Abbildung 3.5: Skizze eines CB1E-Moduls. Bemaßung in mm.

8

³Central Barrel 1

⁴Röhm Gmbll Chemische Fabrik

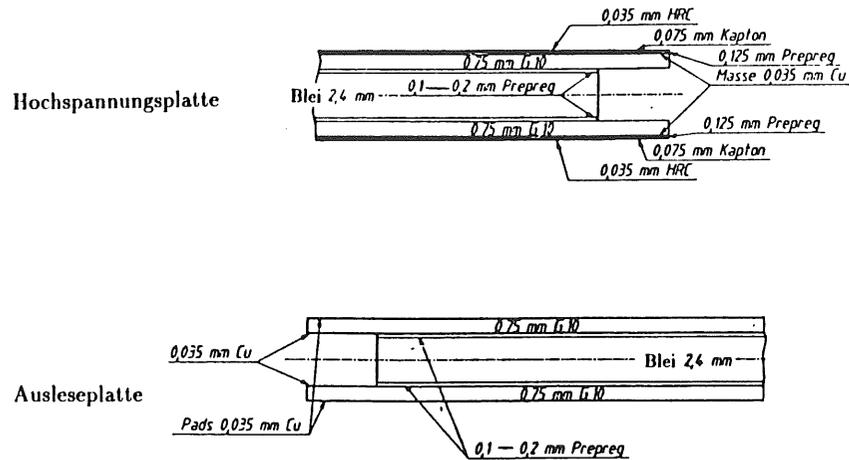


Abbildung 3.6: Schichtstruktur der CB1E-Absorberplatten

durch 2,5mm dicke Distanzscheiben aus G10 vorgegeben, die in einem Abstand von je 10cm voneinander auf die Ausleseplatten geklebt sind.

Die mechanische Stabilität eines CB1E-Moduls wird durch vier Stangen und vier Seitenplatten aus Edelstahl gewährleistet. Die Seitenplatten haben eine Dicke von 6mm und sind mit der Frontplatte und dem hadronischen Kalorimeter verschraubt. Um das nicht auslesbare Material in den Übergangsbereichen zwischen dem CB1E-Kalorimeter und den im H1-Detektor benachbarten Kalorimetern nicht unnötig groß werden zu lassen, erstrecken sich die Seitenplatten nur über einen Teil der entsprechenden Grenzfläche eines CB1E-Plattenstapels, siehe Abbildung 3.5.

3.2.2 Die Absorberplatten des CB1E-Kalorimeters

Die Schichtstruktur der Absorberplatten des CB1E-Kalorimeters ist in Abbildung 3.6 skizziert. Die Abfolge der einzelnen Schichten einer Absorberplatte des CB1E-Kalorimeters unterscheidet sich kaum von der des BBE-Kalorimeters. Unterschiede sind dadurch gegeben, daß bei den Hochspannungsplatten des CB1E-Kalorimeters nur die äußere Seite jeder G10-Platte mit einer Kupferschicht beklebt ist und die Dicken der einzelnen Schichten, die in Tabelle 3.4 aufgeführt werden, von der einer BBE-Absorberplatte abweichen.

3.2.3 Aufteilung der Ausleseeinheiten des CB1E-Kalorimeters

Auch das CB1E-Kalorimeter ist zur Verfolgung von Teilchenspuren und Messung von Schauerprofilen in einzelne Ausleseeinheiten aufgeteilt. Die Flüssig-Argon-Schichten eines CB1E-Moduls sind zu drei Gruppen, die im folgenden als r-Segmente bezeichnet werden, zusammengefasst. Die Zuordnung der Flüssig-Argon-Schichten zu den r-Segmenten zeigt Tabelle 3.5.

Material	Ausleseplatte	Hochspannungsplatte
	Dicke (μm)	Dicke (μm)
PbSb	2400	2400
Prepreg	100 - 200	100 - 200
Kupfer	35	35
G10	750	750
Kapton	-	75
HRC	-	35

Tabelle 3.4: Dicken der einzelnen Schichten der Absorberplatten des CB1E [Fel87b].

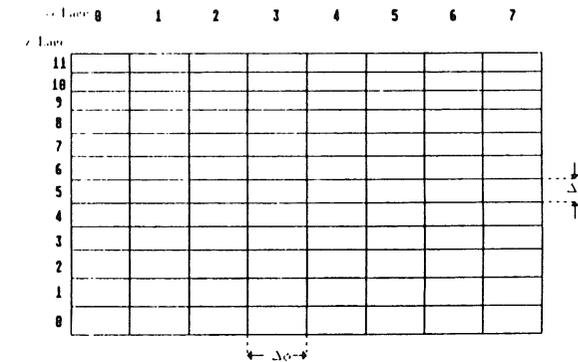


Abbildung 3.7: Skizze der Aufteilung der z - ϕ -Segmente einer Ausleseplatte des CB1E-Kalorimeters

r-Segment	Nr. der zugehörigen Flüssig-Argon-Schichten
0	0 - 7
1	8 - 25
2	26 - 41

Tabelle 3.5: Zuordnung der Flüssig-Argon-Schichten eines CB1E-Moduls zu den r-Segmenten. Die Numerierung beginnt mit der Schicht, die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt.

Nr. der Ausleseplatte	$\Delta\phi(mm)$	Nr. der Ausleseplatte	$\Delta\phi(mm)$
0	101.1	11	117.2
1	102.5	12	118.8
2	104.0	13	120.2
3	105.5	14	121.6
4	106.9	15	123.1
5	108.4	16	124.6
6	109.9	17	126.1
7	111.3	18	127.5
8	112.8	19	129.0
9	114.3	20	130.5
10	115.8		

Tabelle 3.6: Breite $\Delta\phi$ der r- ϕ -Segmente des CB1E-Moduls für die verschiedenen Ausleseplatten eines Stapels, siehe Abbildung 3.7.

	r-Segment 0	r-segment 1	r-Segment 2
z Lage	$\Delta z(mm)$	$\Delta z(mm)$	$\Delta z(mm)$
0	81.8	70.6	79.5
1	81.8	70.6	77.5
2	81.8	70.6	75.6
3	70.5	70.6	73.6
4	70.5	70.6	70.6
5	70.5	70.6	70.6
6	70.5	70.6	70.6
7	70.5	70.6	70.6
8	70.5	70.6	67.7
9	59.6	70.6	65.7
10	59.6	70.6	63.7
11	59.6	70.6	61.7

Tabelle 3.7: Breite Δz der verschiedenen z-Lagen des CB1E, siehe Abbildung 3.7.

Abbildung 3.8: Experimenteller Aufbau am H6-Teststrahl. Bemaßung in cm definiert.

Die Unterteilung einer Ausleseplatte des CB1E-Kalorimeters in z- ϕ -Segmente ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Die in dieser Abbildung gezeigten Größen $\Delta\phi$ und Δz für die einzelnen Absorberplatten sind in den Tabellen 3.6 und 3.7 zusammengestellt.

Alle z- ϕ -Segmente eines r-Segments, die den gleichen z- und ϕ -Bereich abdecken, bilden einen Auslesekanal. Somit besitzt ein CB1E-Modul 288 Auslesekanäle.

3.3 Experimenteller Aufbau am H6-Teststrahl

Zu Kalibrationszwecken wurde je ein Modul der BBE- und CB1E-Kalorimeter am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf mit dem H6-Teststrahl untersucht.

Um den H6-Teststrahl zu erzeugen, werden Protonen mit einer Energie von $E_p = 450 GeV$ aus dem SPS des CERN auf ein ruhendes Target gelenkt. Die dabei stattfindenden Reaktionen erzeugen Elektronen, Pionen, Kaonen und Myonen im Energiebereich $3,7 GeV \leq E \leq 250 GeV$. Eine Reihe von Magneten und Kollimatoren sondern alle Teilchen, deren Impuls p von einem einstellbaren Nennwert p_0 abweicht, aus dem Strahl aus. Die Breite der Impulsverteilung des Strahls nach dieser Selektion beträgt $\Delta p/p = 0,8 - 1,5\%$ [H6-81].

Der Aufbau entlang des Teststrahls ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Zwei differentielle Čerenkov-Zähler gestatten eine Identifikation der Teilchen des Teststrahls. Die Čerenkov-Zähler sind mit gasförmigem Helium gefüllt, dessen Druck variiert werden kann. Da sich mit der Variation des Heliumdruckes auch der Brechungsindex des Gases verändert, kann im Rahmen der Auflösung der Detektoren immer nur eine Teilchensorte Photonen erzeugen, die zu den zur Signalauslese benutzten Photonenvervielfachern gelangen.

Der geometrische Ort des Teilchenstrahls wird durch die beiden Vieldrahtproportionalkammern MWPC1 und MWPC2 definiert. Während die Kammer MWPC1 ortsfest installiert ist, befindet sich die Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 auf einem Tisch, dessen vertikale Po-

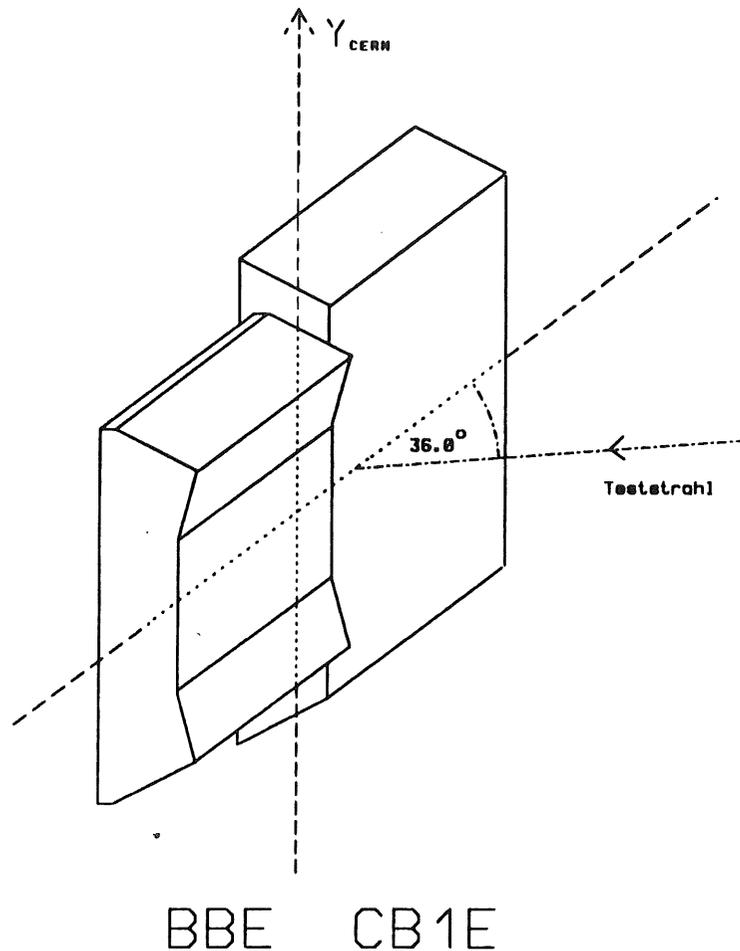


Abbildung 3.9: Perspektivische Darstellung des Testaufbaus

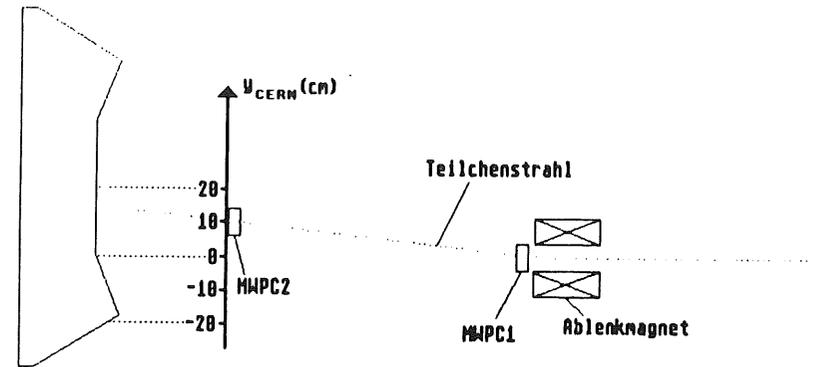


Abbildung 3.10: Definition der Koordinaten y_{CERN} . Links ist die Silhouette einer Absorberplatte des BBE-Moduls gezeigt. Die vertikale Position der Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 ist einstellbar.

befindet sich die Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 auf einem Tisch, dessen vertikale Position verstellbar ist. Die im folgenden benutzte Variable y_{CERN} gibt an, um welche Strecke dieser Tisch bei den verschiedenen Einschußpositionen aus seiner Nominalposition verschoben wurde, siehe Abbildung 3.10.

Um zu vermeiden, daß Teilchen, die von der gewünschten Strahlrichtung abweichen, die Messungen stören, befinden sich in der Strahlachse zwei Szintillationszähler B1 und B2, die eine $3 \times 3\text{cm}^2$ große Fläche definieren. Bei der Analyse der Testmessungen werden nur solche Teilchen berücksichtigt, die eine Koinzidenz von B1 und B2 bei gleichzeitiger Antikoinzidenz eines Vetozeichlers erzeugen. Der Vetozeichler ist ein Szintillationszähler, der mit seiner Fläche den gesamten Kryostaten, der die beiden Kalorimeter beinhaltet, bis auf ein Loch bei der Strahlposition abdeckt. Damit auch niederenergetische Photonen, die den Strahl umgeben, mit hoher Effizienz im Vetozeichler nachgewiesen werden können, befindet sich vor dem Vetozeichler eine 1cm dicke Bleiwand, in der die Photonen aufschauern. Bei einem Einschuss auf die Kalorimeter wird ein Teil der entstehenden Teilchen gegen die Strahlrichtung zurückgestreut. Damit diese zu keinem Signal im Vetozeichler führen und das entsprechende Ereignis bei der Analyse nicht verworfen wird, befindet sich zwischen dem Kryostaten und dem Vetozeichler eine Eisenwand, die die zurückgestreuten Teilchen absorbiert.

Die relative Position der beiden Kalorimetermoduln im Flüssig-Argon-Kryostaten zueinander entspricht ihrer Anordnung im H1-Detektor. Mit einem Einschußwinkel von $\theta_{CERN} = 36^\circ$ wurde ein Mittelwert zwischen den Winkeln gewählt, unter denen Teilchen im H1-Detektor typischerweise auf die BBE- und CB1E-Kalorimeter treffen. Die genaue Einschußposition des Strahles kann in vertikaler Richtung durch einen Ablenkmagneten variiert werden, siehe Abbildung 3.8. Die Nullposition der zugehörigen Koordinate y_{CERN} liegt 20cm von der Mitte der beiden Kalorimetermoduln entfernt. Die genaue geometrische Lage der Koordinate y_{CERN} zeigt

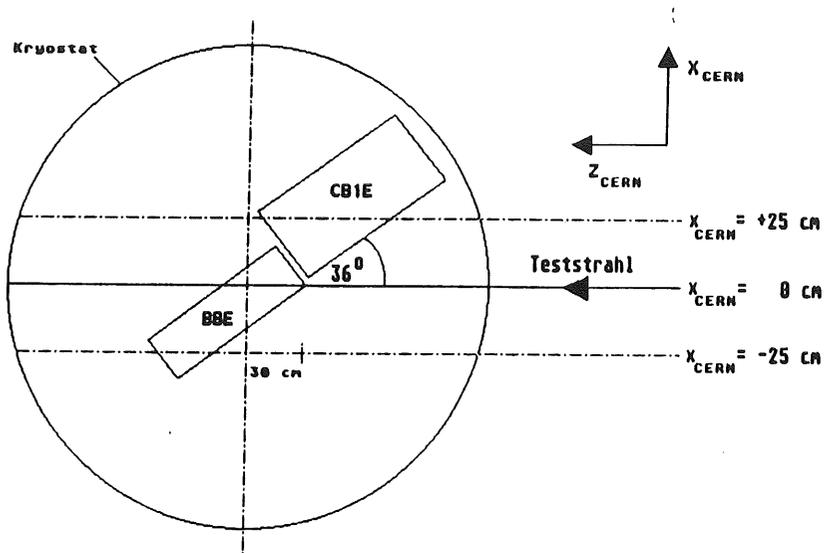


Abbildung 3.11: Anordnung der Moduln der BBE- und CB1E-Ringe bei den Testmessungen

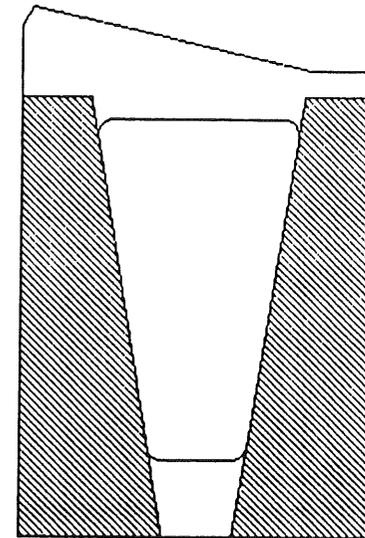


Abbildung 3.12: Seitenplatte eines CB1E-Moduls, siehe Abbildung 3.6. Die schraffierte Fläche wurde in der Simulation berücksichtigt.

3.4 Beschreibung des experimentellen Aufbaus in der Simulation

Monte-Carlo Simulationen können nur dann verlässliche Ergebnisse liefern, wenn der Aufbau des realen Experiments sehr genau durch das Simulationsprogramm beschrieben wird. Aus programmtechnischen Gründen und wegen der Forderung, die Simulation in vertretbaren Rechenzeiten durchzuführen, ist es aber häufig notwendig, sinnvolle Vereinfachungen in der Beschreibung des experimentellen Aufbaus zuzulassen. Aus diesem Grund enthält das für diese Arbeit entwickelte Programm die Schichtstruktur der Absorberplatten der untersuchten Kalorimeter nur angenähert. Während die Geometrie der Bleikerne der Absorberplatten exakt beschrieben wird, werden alle weiteren Schichten jeder Absorberplattensorte zu einer Mixtur zusammengefasst, in der die einzelnen Schichten ihren Gewichtsanteilen entsprechend enthalten sind. Die Bezeichnung der Mixturen, die jeweils der Beschreibung einer Plattensorte dienen, zeigt Tabelle 3.8.

Da die Bleiplatten der BBE- und CB1E-Kalorimeter kleiner als die entsprechenden G10-Platten sind, entsteht bei der Fertigung der Absorberplatten eine etwa 4mm breite Randzone, in die der Kleber Prepreg hineinfließt. In der Simulation wird dieses dadurch berücksichtigt, daß in dieser Randzone das Medium Blei durch die der entsprechenden Absorberplattensorte zugehörige Mixtur ersetzt wird. Eine Variation der Breite dieser Randzone zwischen 2mm und 5mm hatte bei einem simulierten Einschuß von 30GeV-Elektronen auf die Nominalposition des BBE-Moduls, die die Koordinaten $x_{CERN} = -15cm$ und $y_{CERN} = 0cm$ besitzt, im Rahmen

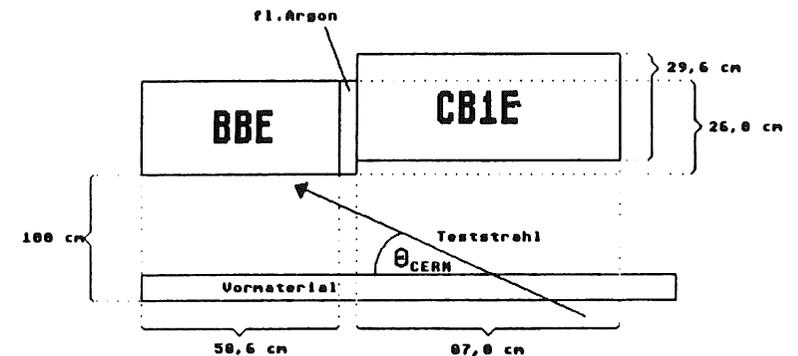


Abbildung 3.13: Skizze der durch das Simulationsprogramm beschriebenen Geometrie

Mixtur	Plattensorte, die durch die Mixtur beschrieben wird
Mixtur A	Auslesplatte des BBE-Moduls
Mixtur B	Hochspannungsplatte des BBE-Moduls
Mixtur C	Ausleseplatte des CB1E-Moduls
Mixtur D	Hochspannungsplatte des CB1E-Moduls

Tabelle 3.8: Bezeichnung der zur Beschreibung der verschiedenen Absorberplattenarten verwendeten Mixturen. Die Bleikerne der Absorberplatten werden in der Simulation exakt beschrieben

der statistischen Fehler keinen Einfluß auf das erhaltene Signal.

Als eine weitere Näherung bleibt die Frontplatte des CB1E-Moduls in der Simulation unberücksichtigt. Der Werkstoff Rohacell, aus dem diese Frontplatte besteht, besitzt eine Strahlungslänge von einigen Metern [Guz91], so daß ihr Einfluß auf einen elektromagnetischen Schauer vernachlässigt werden kann. Die spezielle Hochspannungsplatte, die im realen Experiment auf die Frontplatte geklebt ist, ist in der Simulation enthalten.

Die Seitenplatten, die ein CB1E-Modul mechanisch stabilisieren, besitzen eine komplizierte Form, die in Abbildung 3.12 dargestellt ist. Zur Vereinfachung des Simulationsprogramms sind nur die in der Abbildung schraffiert dargestellten Bereiche berücksichtigt, da bei keiner der in dieser Arbeit untersuchten Einschußkonfigurationen die Achse eines elektromagnetischen Schauers die nicht berücksichtigten Teile einer Seitenplatte trifft.

Sowohl bei den Testmessungen am CERN als auch im H1-Detektor legen die primären Teilchen eine Wegstrecke in Materie zurück, die nicht ausgelesen werden kann, bevor sie in die Kalorimeter gelangen. Dieses Vormaterial wird in der Simulation durch eine Stahlplatte beschrieben. Da der H6-Teststrahl nicht ausschließlich von der H1-Kollaboration genutzt wird, ist die Anzahl der Strahlungslängen des Vormaterials nicht genau bekannt. Aus diesem Grund wurde die Dicke der Stahlplatte, die das Vormaterial in der Simulation beschreibt, durch den Vergleich von experimentell gemessenen und simulierten Schauerprofilen in Kapitel 4 dieser Arbeit angepaßt. Für die Simulationsrechnungen wurde ein Abstand von einem Meter zwischen der Stahlplatte und den Kalorimetern gewählt. Eine Variation Δl dieses Abstandes um $\Delta l = \pm 50 \text{ cm}$ ergab bei einem simulierten Einschuß von Elektronen mit einer Energie von $E_0 = 30 \text{ GeV}$ auf die Nominalposition des BBE-Moduls eine systematische Variation des Signals um weniger als zwei Promille.

3.4.1 Physikalische Daten der in der Simulation benutzten Medien

Neben der Geometrie müssen auch die Materialien der Kalorimeter in der Simulation genau beschrieben werden. Aus [PDG90] und dem verwendeten Simulationsprogrammpaket erhält man die in Tabelle 3.9 zusammengestellten physikalischen Daten der benutzten Medien. Sie berechnen sich durch folgende Formeln [PDG90]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i w_i \frac{1}{X_{0,i}} \quad (3.1)$$

mit w_i = Dicke des Materials i / Gesamtdicke der Schicht,

$$\langle \epsilon \rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \Big|_{\min} \right\rangle X_0 \quad (3.2)$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \Big|_{\min} \right\rangle = \sum_i f_i \frac{dE}{dx} \Big|_{\min,i} \quad (3.3)$$

mit f_i = Gewichtsanteil des Materials i ,

$$\frac{1}{R_M} = \frac{1}{E_s} \sum_i \frac{f_i \epsilon_i}{X_{0,i}} \quad (3.4)$$

mit $E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \simeq 21,2 \text{ MeV}$

Kapitel 4

Untersuchung der Linearität der BBE- und CB1E-Kalorimeter

Medium	$X_0(cm)$	$\epsilon(MeV)$	$dE/dx _{min}(MeV/cm)$	$R_M(cm)$
Flüssig-Argon	13,96	29,51	2,114	9,93
Pb-Sb Mix	0,57	7,23	12,68	1,66
Mixtur A	8,86	34,12	3,85	5,45
Mixtur B	11,52	39,17	3,44	6,18
Mixtur C	10,72	38,21	3,57	5,89
Mixtur D	15,33	48,17	3,14	6,68
Stahl	1,79	20,64	11,54	1,82
Aluminium	8,89	38,87	4,37	4,80
Teflon	12,91	61,71	4,78	4,39
G10 (Distanzscheiben)	22,40	62,47	2,79	7,53
Auslesezone BBE (gemittelt)	1,53	9,49	6,20	3,39
Auslesezone CB1E (gemittelt)	1,56	9,48	6,08	3,46

Tabelle 3.9: Physikalische Eigenschaften der zur Simulation benutzten Medien. Angegeben sind die Strahlungslänge X_0 , die kritische Energie ϵ , der minimale differentielle Energieverlust $dE/dx|_{min}$ und der Molière Radius R_M , siehe Formeln 3.1 bis 3.4.

Zwischen der im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors gemessenen Ladung Q und der daraus rekonstruierten Energie E_{rek} eines primären Teilchens soll ein linearer Zusammenhang bestehen:

$$E_{rek} = KQ. \quad (4.1)$$

Eine wesentliche Aufgabe der Testmessungen an den BBE- und CB1E-Modulen bestand darin, die jeweilige Kalibrationskonstante K für die beiden Module zu bestimmen. Außerdem sollte überprüft werden, wie genau die beiden Module die Linearitätsbedingung 4.1 erfüllen, da vorhandenes Vormaterial, energieabhängige Leckverluste und der Einfluß des Rauschens der Meßelektronik zu Abweichungen von der Linearität führen können.

Durch einen Vergleich der experimentell gemessenen Werte mit Ergebnissen aus Simulationsrechnungen kann das Signalverhalten der Kalorimeter verstanden werden. Um diesen Vergleich für die Testmessungen an den BBE- und CB1E-Modulen durchführen zu können, muß zunächst geklärt werden, wieviel Vormaterial bei den Testmessungen vor den Modulen vorhanden war.

4.1 Anpassung des Vormaterials in der Simulation der Messungen am H6-Teststrahl

Da die Teilchen des H6-Teststrahls vom Zeitpunkt ihrer Erzeugung bis zu ihrem Eintritt in die Kalorimeter eine längere Strecke zurücklegen, durchqueren sie eine nicht vernachlässigbare Anzahl von Strahlungslängen X_0 in nicht auslesbarem Vormaterial, bevor sie einer Messung durch die Kalorimeter zugänglich werden. Der Einfluß dieses Vormaterials muß in der Simulation berücksichtigt werden. Da die genaue Anzahl der Strahlungslängen des Vormaterials unbekannt war, wurde sie in der Simulation mit Hilfe der experimentell beobachteten Schauerprofile angepaßt:

Das BBE-Modul wurde bei den Testmessungen mit Elektronen aus dem Primärenergiebereich $10 \leq E_0 \leq 80 GeV$ untersucht. Die Teilchen trafen das BBE-Modul an dessen Nominalposition, die die Koordinaten $x_{CERN} = -15cm$ und $y_{CERN} = 0cm$ besitzt. Abbildung 4.1 zeigt die gemessenen Anteile $\epsilon_{r,E_{rp}}$ der in den einzelnen r Lagen des BBE-Moduls deponierten Energie an der

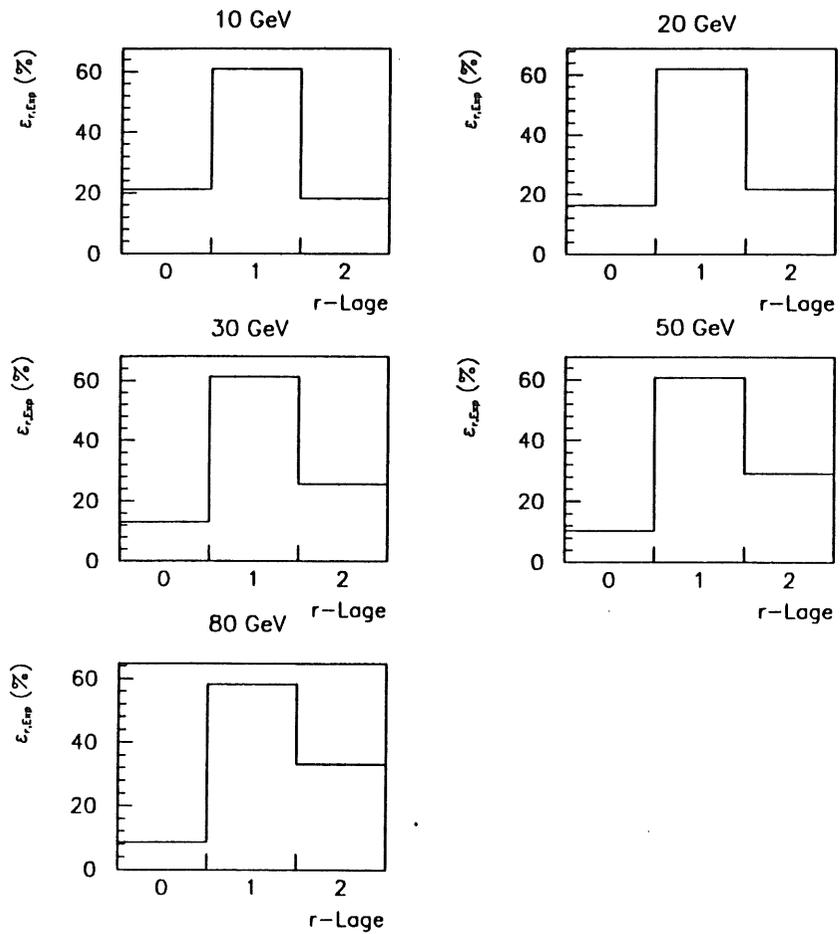


Abbildung 4.1: Gemessene Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ der in den einzelnen r-Lagen des BBE-Moduls deponierten Energie an der insgesamt im BBE-Modul deponierten Energie für verschiedene Primärenergien E_0 der Elektronen des I16-Teststrahls [Bor92].

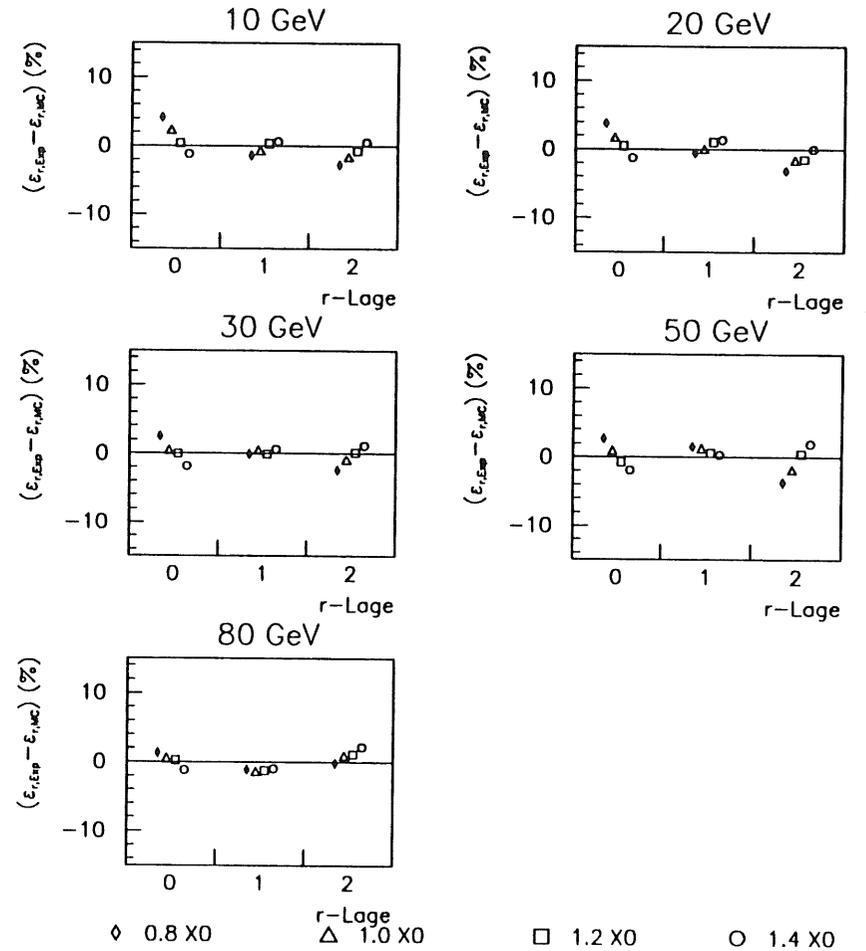


Abbildung 4.2: Vergleich der gemessenen Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ mit entsprechenden Resultaten aus Simulationsrechnungen. Die Dicke des Vormaterials in der Simulation wurde variiert.

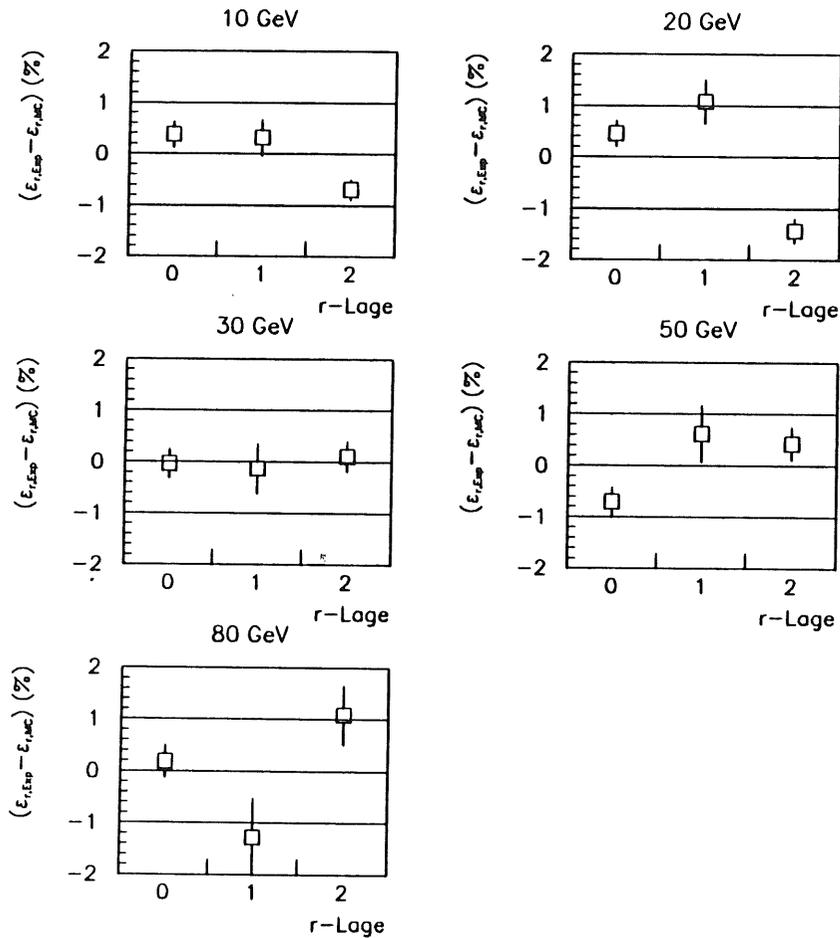


Abbildung 4.3: Vergleich der gemessenen Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ mit entsprechenden Resultaten aus Simulationsrechnungen mit 1,2 Strahlungslängen Vormaterial.

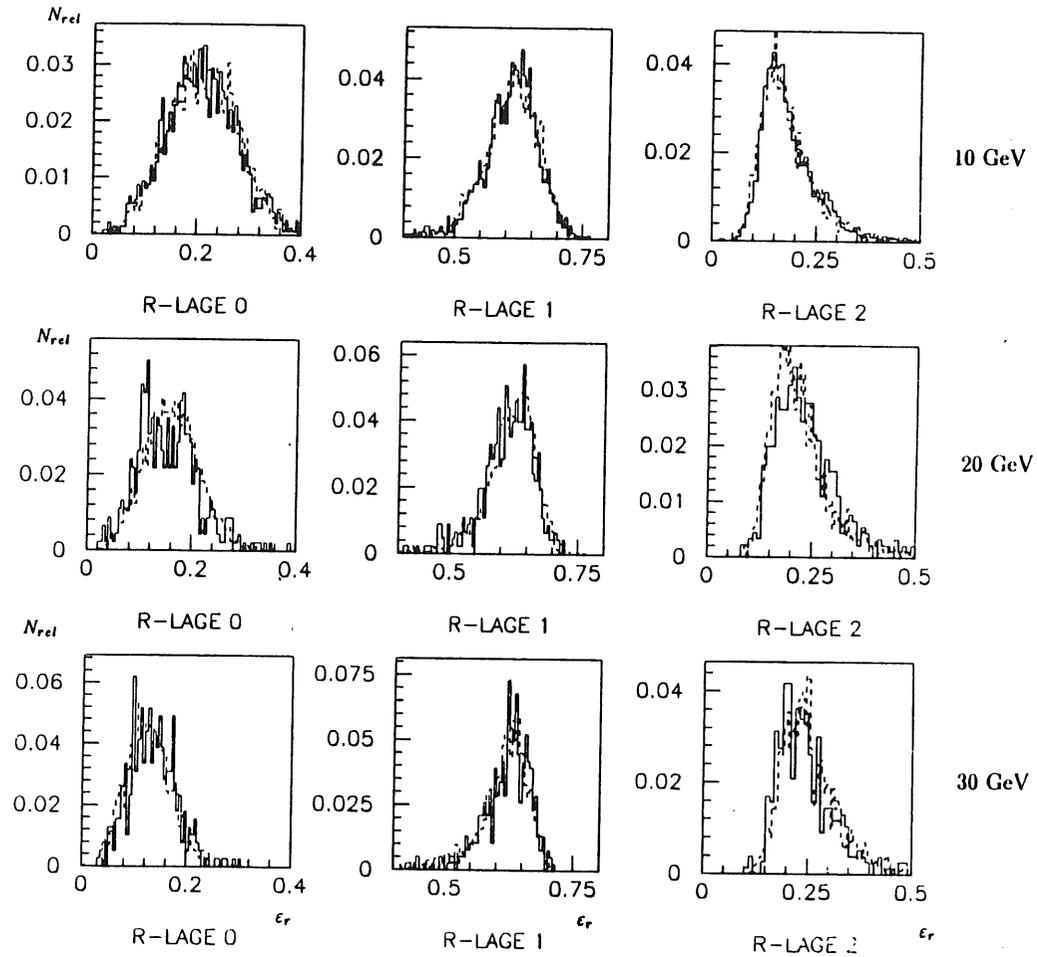


Abbildung 4.4: Vergleich der Verteilungen der gemessenen Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ mit den aus der Simulation mit 1,2 Strahlungslängen Vormaterial bestimmten Anteilen $\epsilon_{r,MC}$ für die Primärenergien 10, 20 und 30 GeV. Die durchgezogene Linie zeigt experimentelle Daten, die gestrichelte Linie zeigt Resultate der Simulationsrechnungen.

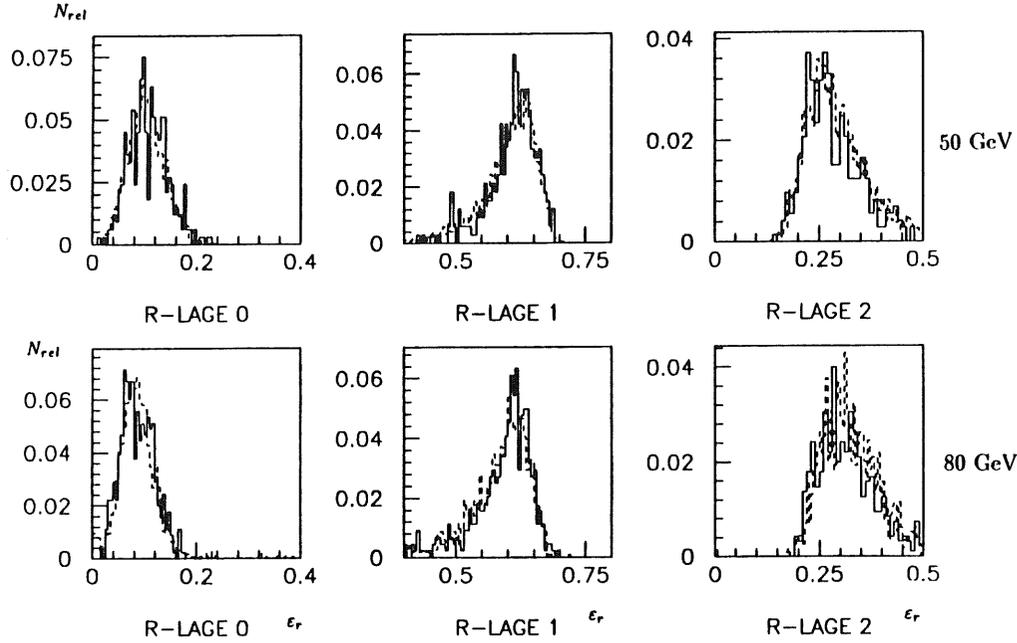


Abbildung 4.5: Vergleich der Verteilungen der gemessenen Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ mit den aus der Simulation mit 1,2 Strahlungslängen Vormaterial bestimmten Anteilen $\epsilon_{r,MC}$ für die Primärenergien 50 und 80 GeV. Die durchgezogene Linie zeigt experimentelle Daten, die gestrichelte Linie zeigt Resultate der Simulationsrechnungen.

im gesamten BBE-Modul deponierten Energie für die verschiedene Primärenergien E_0 [Bor92]. Diese können mit den entsprechenden aus der Simulation erhaltenen Anteilen $\epsilon_{r,Sim}$ verglichen werden. Variiert man in der Simulation die Anzahl der Strahlungslängen des Vormaterials, so sind die erhaltenen Werte für die Anteile $\epsilon_{r,Sim}$ nur dann mit den experimentellen Werten verträglich, wenn die Anzahl von Strahlungslängen des Vormaterials in der Simulation der des Experiments entspricht. Der in Abbildung 4.2 dargestellte Vergleich zwischen den gemessenen Werten und den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit verschieden dickem Vormaterial zeigt, daß die beste Übereinstimmung bei einem Vormaterial von 1,2 Strahlungslängen vorhanden ist. Eine in Strahlrichtung 2, 15cm dicke Stahlplatte, die genau diesen 1,2 Strahlungslängen entspricht, simuliert daher bei allen weiteren Untersuchungen dieser Arbeit den Einfluß des Vormaterials. Mit dieser Vormaterialdicke lassen sich, wie Abbildung 4.3 zeigt, die Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ in der Simulation hinreichend genau reproduzieren. Ein Vergleich der Verteilungen der Anteile $\epsilon_{r,Exp}$ und $\epsilon_{r,MC}$ ist in den Abbildungen 4.4 und 4.5 gezeigt.

4.2 Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen an einem BBE-Modul mit denen der Simulationsrechnungen

In diesem Abschnitt sollen die im BBE-Modul in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 gemessenen Ladungen Q mit Resultaten der Simulation verglichen werden. Bei den Messungen ist das Signal des BBE-Kalorimeters stets von einem Rauschen überlagert. In Abschnitt 4.2.2 wird gezeigt, daß sich die Störungen durch das Rauschen gut unterdrücken lassen. Daher wird das Rauschen in der Simulation zunächst nicht berücksichtigt.

Aus den Messungen erhält man die auf den Ausleseplatten gesammelte Ladung Q . Über Gleichung 4.1 kann aus dieser Ladung die Energie $E_{rek,Exp}$ des primären Teilchens rekonstruiert werden, wobei sich der Wert der Kalibrationskonstanten K aus den Messungen zu $K = (3,734 \pm 0,002) GeV/pC$ [Bor92] ergibt.

Die Simulationsrechnungen ergeben die Energie $E_{dep,Ar}$, die sichtbar im flüssigen Argon deponiert wurde. Hieraus läßt sich die Energie $E_{rek,MC}$ eines primären Teilchens zu

$$E_{rek,MC} = \frac{E_{dep,Ar}(E_0)}{\langle E_{dep,Ar}(E_0)/E_0 \rangle} \quad (4.2)$$

rekonstruieren.

Da sich beim Vergleich der Resultate des Experiments mit denen der Simulation signifikante Unterschiede für die Primärenergie $E_0 = 80 GeV$ ergeben, bleiben die Resultate für diese Primärenergie bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten K und des Mittelwertes $\langle E_{dep,Ar}(E_0)/E_0 \rangle$ unberücksichtigt.

Abbildung 4.4a.) zeigt, daß sich die Primärenergie E_0 mit dem BBE-Modul im Experiment und in der Simulation, wie gefordert, auf weniger als ein Prozent genau rekonstruieren läßt. Bis auf die Resultate für die Primärenergie $E_0 = 80 GeV$ stimmen Experiment und Simulation gut miteinander überein. Die bei der Primärenergie von $E_0 = 80 GeV$ sichtbaren Abweichungen können durch eine ungenaue absolute Energiekalibrierung des H6-Teststrahles bei dieser Primärenergie bedingt sein. Die gemessene Ladung Q entspricht einer Primärenergie von $80,7 GeV$. Sowohl in den experimentellen Daten als auch in der Simulation zeigt sich ein leichter Abfall des relativen Signals $E_{rek}(E_0)/E_0$ bei der Primärenergie $E_0 = 10 GeV$. Dies ist

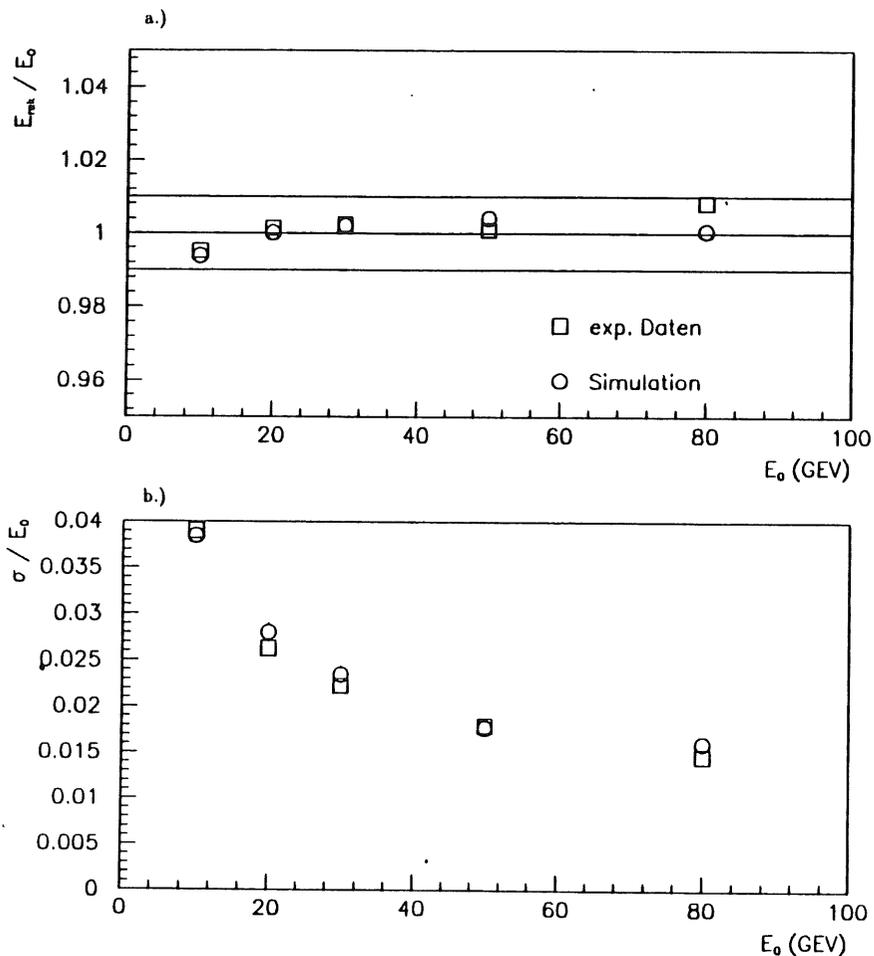


Abbildung 4.6: Vergleich der experimentellen Resultate der Kalibrationsmessungen an einem BBE-Modul mit Ergebnissen der Simulationsrechnungen. a.) relative Signale E_{rek}/E_0 in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 . b.) $\sigma(E_0)/E_0$

durch die bei dieser Primärenergie entsprechend höheren Signalverluste bedingt, die in Abschnitt 4.2.1 untersucht werden.

Zur Bestimmung der Auflösung des BBE-Moduls wurde an die in Abbildung 4.7 gezeigten Verteilungen der Signale bei den einzelnen Primärenergien jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. Für die Standardabweichungen σ dieser Gaußfunktionen ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Simulation. Die Energieabhängigkeit der Standardabweichungen $\sigma(E_0)$ kann durch eine Funktion der Form 2.18 beschrieben werden. Eine Anpassung der Funktion 2.18 an die in Abbildung 4.6b.) gezeigten Daten ergibt die in Tabelle 4.1 dargestellten Werte für die Anpassungsparameter $p_{1,2}$.

	Experiment	Simulation
$p_1(\text{GeV})^{-1/2}$	$0,1184 \pm 0,0019$	$0,1188 \pm 0,0027$
p_2	$0,00607 \pm 0,00098$	$0,0083 \pm 0,0013$

Tabelle 4.1: Parameter $p_{1,2}$ einer Anpassung der Funktion 2.18 an $\sigma(E_0)/E_0$.

Die absolute Energieskala der Testmessungen an einem BBE-Modul kann wie folgt überprüft werden: Die experimentellen Messungen ergeben die auf den Ausleseplatten gesammelte Ladung Q . Unter der Annahme, daß die Ladungspaare, die von den geladenen Teilchen eines elektromagnetischen Schauers innerhalb einer Flüssig-Argon-Schicht erzeugt werden, homogen über diese Flüssig-Argon-Schicht verteilt sind, werden die Ladungspaare durch die anliegende Hochspannung im Mittel um die Hälfte der Breite der Flüssig-Argon-Schicht getrennt, da die langsame Bewegung der Ionenrümpfe vernachlässigt werden kann. Somit kann auf den Ausleseplatten maximal die Hälfte der Ladungsmenge \bar{Q} , die von den Teilchen eines elektromagnetischen Schauers in den Flüssig-Argon-Schichten erzeugt wurde, influenziert werden.

Die Abhängigkeit der in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Ladung Q von der angelegten Hochspannung U läßt sich durch die Gleichungen 2.10 und 2.11 beschreiben. Für das BBE-Modul wurden am H6-Teststrahl bei einer konstanten Primärenergie von $E_0 = 30 \text{ GeV}$ Daten bei einer Variation der Hochspannung aufgenommen. Die Resultate dieser Messung sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Paßt man die Funktion 2.10 an diese Daten an, so ergeben sich für die Anpassungsparameter Q_0 und p die Werte [Bor92]

$$Q_0 = (8,0262 \pm 0,0035) \text{ pC}$$

und

$$p = (1,5237 \pm 0,0022) \text{ ppm.}$$

Die Untersuchungen der Linearität des Signals des BBE-Moduls wurden bei einer Hochspannung von $U = 2500 \text{ V}$ durchgeführt. Für die Effizienz η der Ladungsauslese des BBE-Moduls bei diesen Untersuchungen ergibt sich ein Wert von $\eta = Q(2500 \text{ V})/Q_0 = 0.92$ [Bor92]. Somit kann aus den experimentellen Daten die in den Flüssig-Argon-Schichten erzeugte Ladungsmenge \bar{Q} bestimmt werden. Diese ergibt sich zu

$$\bar{Q} = 2 Q(2500 \text{ V}) \frac{1}{\eta}. \quad (4.3)$$

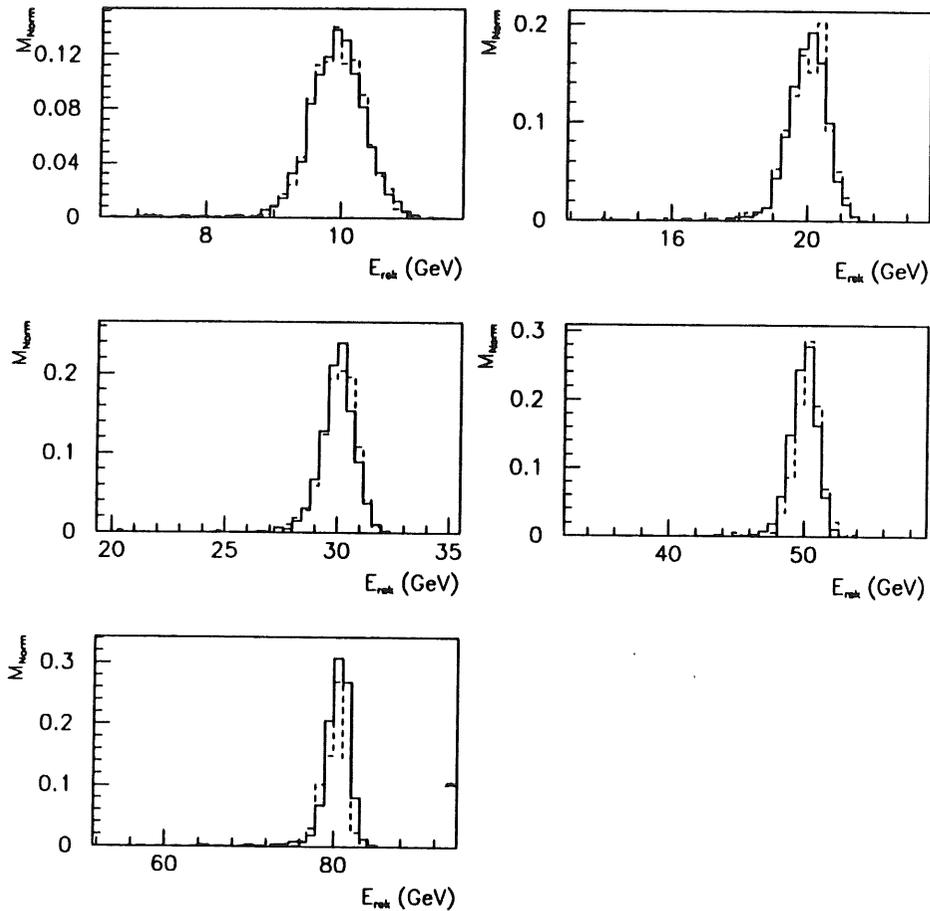


Abbildung 4.7: Verteilungen der rekonstruierten Energien E_{rek} bei den einzelnen Primärenergien E_0 . Die durchgezogene Linie zeigt experimentelle Ergebnisse. Die gestrichelte Linie zeigt Resultate der Simulationsrechnungen.

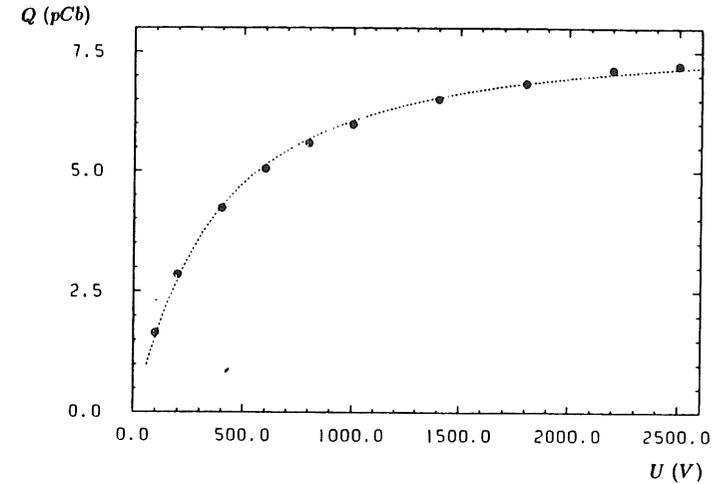


Abbildung 4.8: Mit dem BBE-Modul gemessene Ladung Q bei Variation der angelegten Hochspannung U [Bor92]. Die Primärenergie der Teilchen des H6-Teststrahls betrug bei diesen Messungen 30GeV .

Mit Hilfe der aus der Simulation bekannten sichtbar im flüssigen Argon deponierten Energie $E_{dep,Ar}$ läßt sich diejenige Energie bestimmen, die für die Erzeugung eines Ionenpaares aufgewendet werden muß:

$$\frac{E}{\text{Ladungspaar}} = \frac{E_{dep,Ar}}{Q} e = \frac{E_{dep,Ar} e \eta}{2 Q (2500V)}, \quad (4.4)$$

mit $e = \text{Elementarladung}$.

Für die Testmessungen an dem BBE-Modul ergibt sich

$$\frac{E}{\text{Ladungspaar}} = (22,8 \pm 0,2) eV. \quad (4.5)$$

Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit dem von Miyajima et al. [Miy74] gemessenen Wert von $(23,6 \pm 0,6) eV$ ergibt eine gute Übereinstimmung.

4.2.1 Ursachen für Abweichungen vom linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Ladung Q und der Primärenergie E_0

Die Abhängigkeit der in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessenen Ladung Q von der Primärenergie E_0 kann nur dann linear sein, wenn das Kalorimeter die in ihm erzeugten elektromagnetischen Schauer vollständig absorbiert.

Eine Ursache für eine unvollständige Absorption von elektromagnetischen Schauern durch ein Kalorimeter ist, daß ein Teil der in einem Schauer erzeugten Teilchen aus dem Kalorimeter herausleckt. Die Energie E_V der herausleckenden Teilchen wird einer Messung entzogen. Die Simulation der Testmessungen an einem BBE-Modul gestattet, zu untersuchen, wie

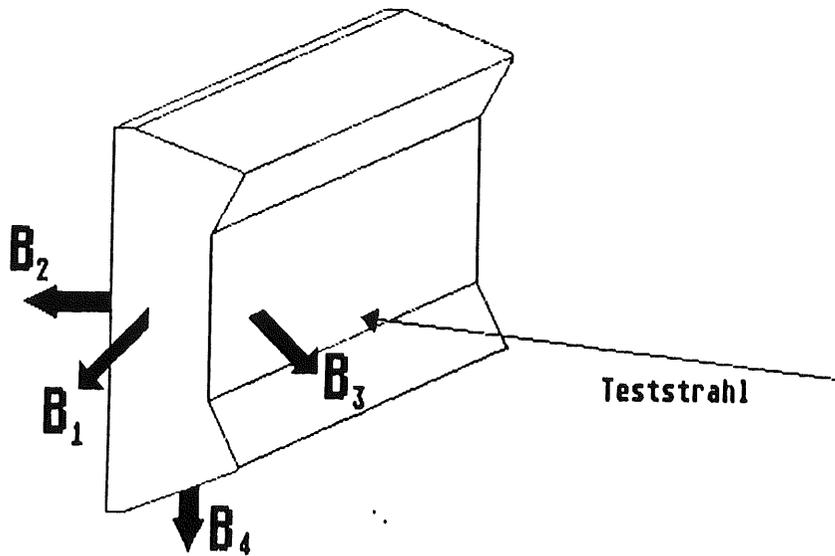


Abbildung 4.9: Bezeichnung der Leckverluste über die verschiedenen Grenzflächen des BBE-Moduls. Leckverluste über Grenzflächen, die nicht näher bezeichnet sind, waren vernachlässigbar gering.

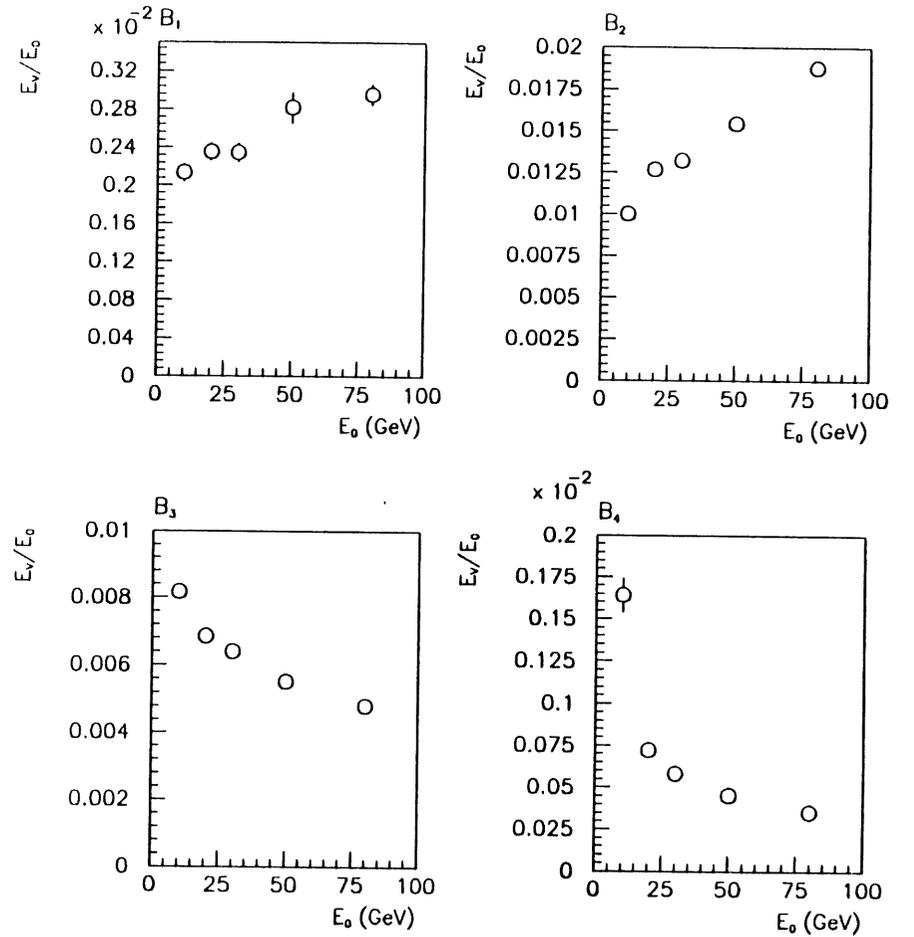


Abbildung 4.10: Energieabhängigkeit der Einzelbeiträge B_1 bis B_4 zum gesamten Leckverlust. Aufgetragen ist das Verhältnis zwischen der Energie E_ν , die aus dem BBE-Modul herausleckt, und der Primärenergie E_0 .

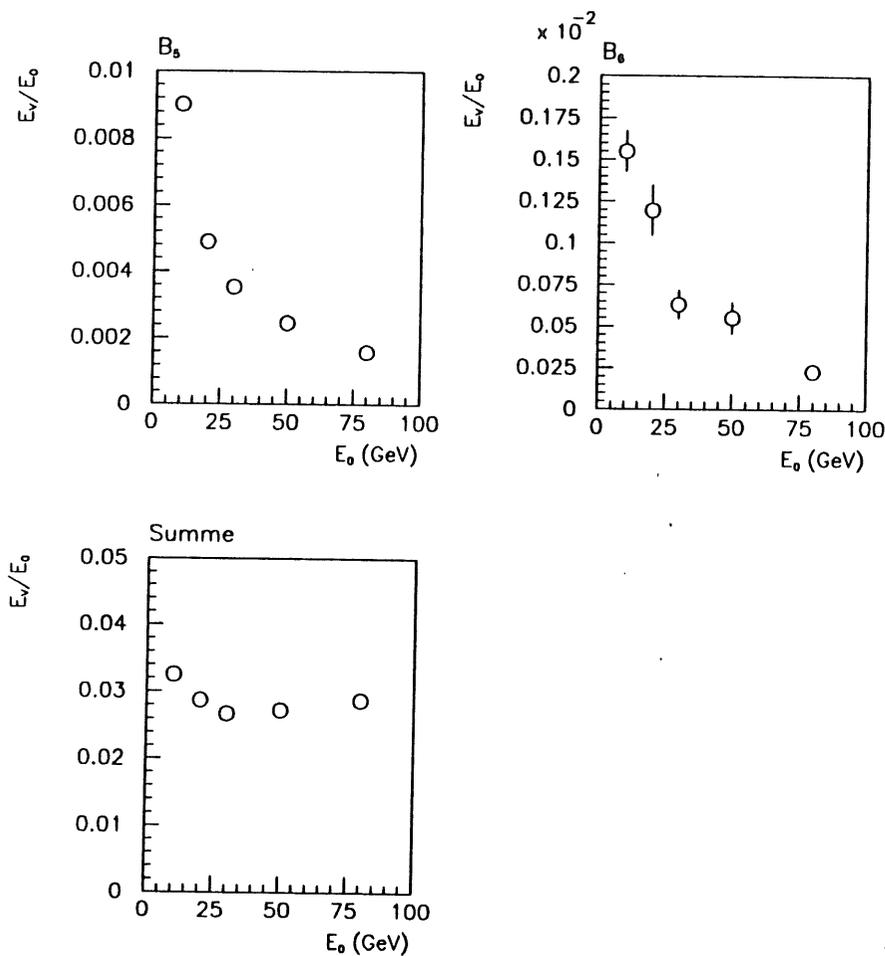


Abbildung 4.11: Energieabhängigkeit der Einzelbeiträge B_5 und B_6 zu Signalverlusten. Das untere Diagramm zeigt die Summe der gezeigten Einzelbeiträge B_{1-6} .

groß die Leckverluste durch die einzelnen Grenzflächen des BBE-Moduls für die verschiedenen Primärenergien E_0 waren. Abbildung 4.9 erläutert die Bezeichnungen der Einzelbeiträge zu den Leckverlusten. Die Verluste durch Grenzflächen, die in Abbildung 4.9 nicht eingetragen sind, waren vernachlässigbar gering. Abbildung 4.10 zeigt die Einzelbeiträge B_1 bis B_4 zum gesamten Leckverlust. Sie weisen eine Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 auf, da sich die Lage des Schauermaximums innerhalb des BBE-Moduls mit der Primärenergie verändert. Je näher das Schauermaximum einer Grenzfläche des BBE-Moduls liegt, desto größer ist der Leckverlust durch die Grenzfläche.

Eine weitere Ursache für eine unvollständige Absorption eines elektromagnetischen Schauers durch das BBE-Modul ist das Vormaterial. Zum einen deponieren Teilchen eines elektromagnetischen Schauers Energie innerhalb des Vormaterials, zum anderen werden einige Teilchen vom Vormaterial an dem BBE-Modul vorbeigestreut. Abbildung 4.11 zeigt die Energie, die einer Messung durch den Einfluß des Vormaterials entzogen wird. In dem mit B_5 überschriebenen Diagramm ist die Energie aufgetragen, die die Teilchen eines elektromagnetischen Schauers innerhalb des Vormaterials deponieren. Der absolute Wert dieser Energie zeigt nur eine geringe Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 . Der in Abbildung 4.11 als B_6 bezeichnete Beitrag der Teilchen, die vom Vormaterial an dem BBE-Modul vorbeigestreut werden, zu den Verlusten, nimmt mit ansteigender Energie ab. Ursache hierfür ist, daß der mittlere Winkel, um den die Teilchen eines elektromagnetischen Schauers durch Vielfachstreuung abgelenkt werden, mit ansteigender Energie abnimmt, wie Gleichung 2.7 zeigt.

Die in Abbildung 4.11 gezeigte Summe der Beiträge B_1 bis B_6 besitzt für die Primärenergie $E_0 = 10 \text{ GeV}$ den höchsten Wert. Dies entspricht dem in Abbildung 4.6 bei $E_0 = 10 \text{ GeV}$ sichtbaren Abfall der aus der Simulation rekonstruierten Energie.

4.2.2 Der Einfluß des elektronischen Rauschens auf das Signal eines BBE-Moduls

Das Signal eines Flüssig-Argon-Kalorimeters ist stets von einem in der Meßelektronik erzeugten Rauschen überlagert. In sogenannten Zufallsereignissen, bei denen kein primäres Teilchen in das BBE-Modul gelangt ist, werden die in jedem Auslesekanal des BBE-Moduls vorhandenen Rauschladungen gemessen. Die Verteilungen dieser Rauschladungen über viele Zufallsereignisse ergeben für jeden Auslesekanal j eines BBE-Moduls angenähert eine Gaußkurve mit der Standardabweichung $\sigma_{R,j}$.

Um durch das Rauschen entstehende Störungen der Signale, die in das BBE-Modul eindringende Teilchen erzeugen, zu unterdrücken, wird das folgende, als $n_\sigma\sigma$ -Schnitt bezeichnete Verfahren angewendet [Gay91]. Für einen festen Wert des Parameters n_σ wird für jeden Auslesekanal j des BBE-Moduls entschieden, ob die in diesem Auslesekanal gemessene Ladung Q_j die Bedingung

$$Q_j > n_\sigma \sigma_{R,j} \quad (4.6)$$

erfüllt. Trifft diese Aussage für den Auslesekanal j zu, so wird angenommen, daß die in diesem Auslesekanal gemessene Ladung Q_j von den Teilchen eines elektromagnetischen Schauers erzeugt wurde. Ansonsten wird angenommen, daß Q_j ausschließlich durch das Rauschen entstanden ist, und Q_j wird bei der Bestimmung der im gesamten Kalorimeter gemessenen Ladung Q nicht berücksichtigt. Der optimale Wert des Parameters n_σ ist dadurch gegeben, daß bei dem entsprechenden $n_\sigma\sigma$ Schnitt das BBE-Modul eine möglichst gute Linearität besitzen soll.

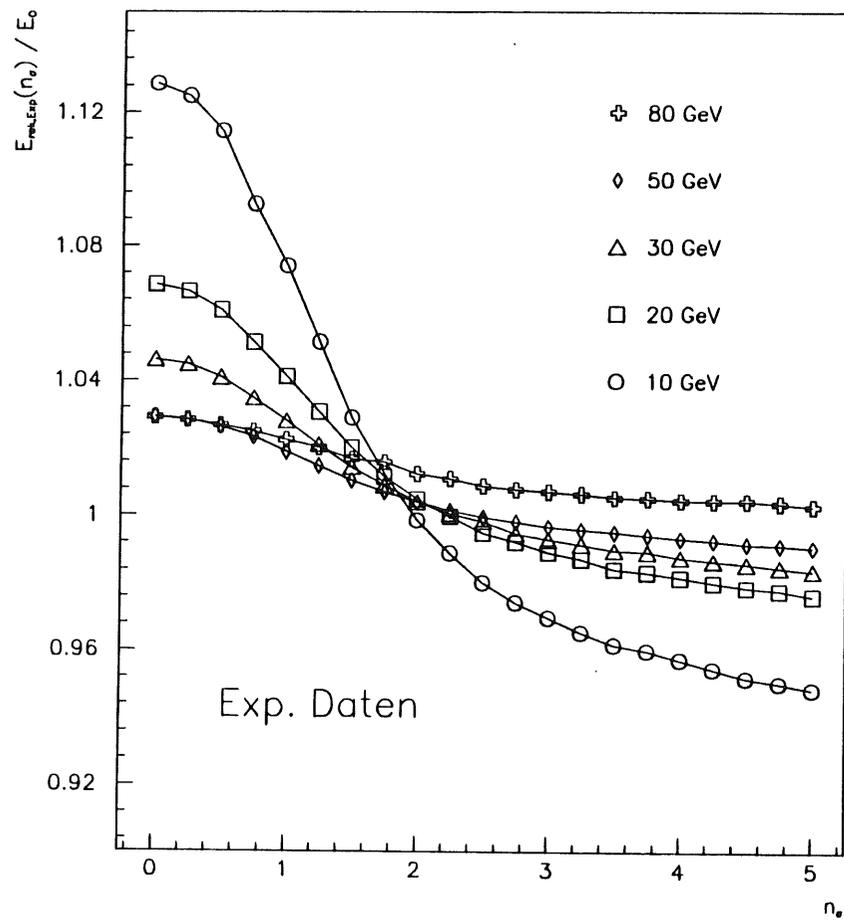


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der aus der gemessenen Ladung Q rekonstruierten Energie $E_{rek,Exp}$ der Primärteilchen von der Wahl des Parameters n_s .

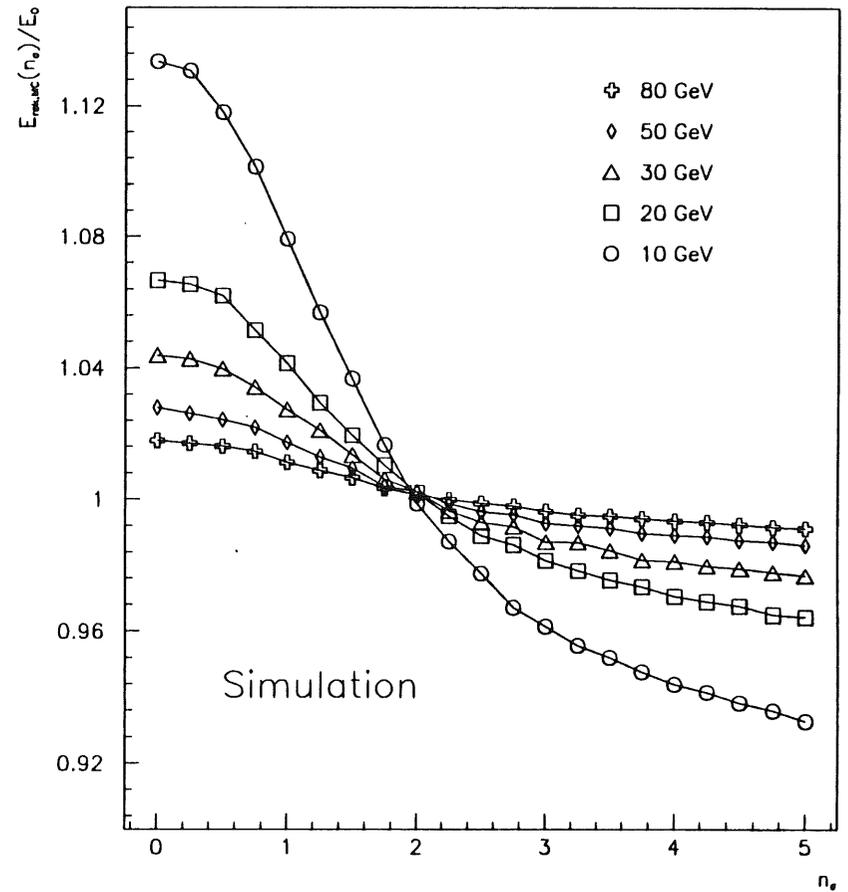


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der aus der aus Resultaten der Simulation rekonstruierten Energien $E_{rek,MC}$ der Primärteilchen von der Wahl des Parameters n_s .

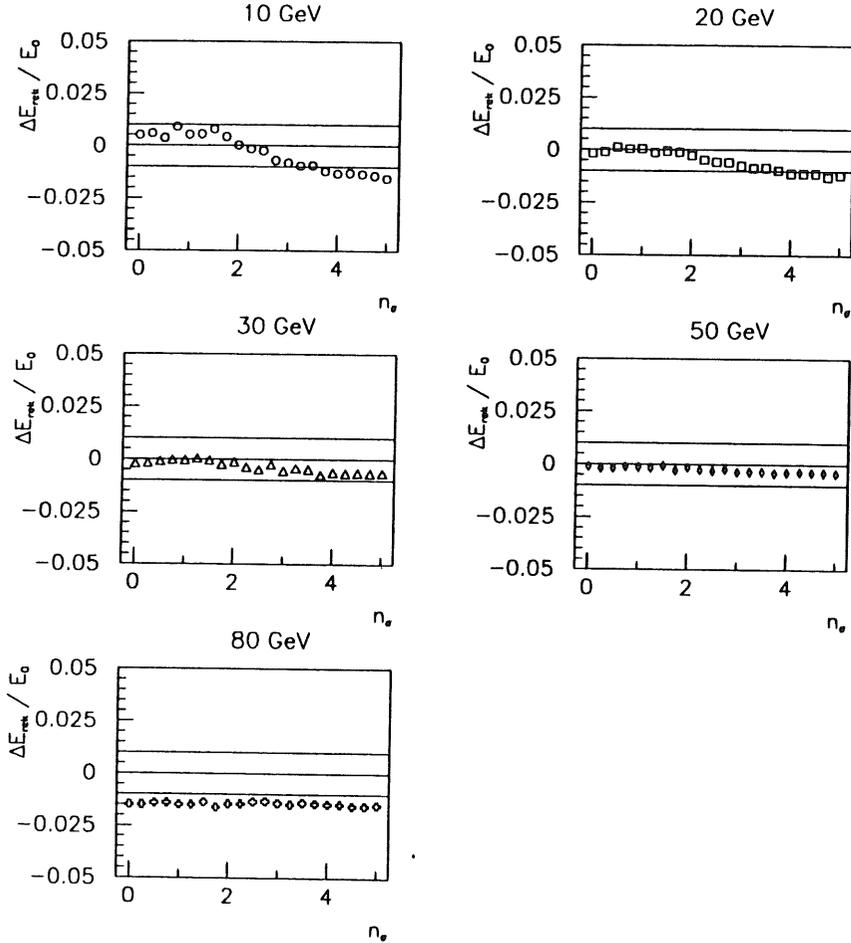


Abbildung 4.14: Vergleich des Einflusses des n_σ -Schnittes auf die experimentellen Daten und auf die Resultate der Simulation. Aufgetragen ist das Verhältnis der Differenz $\Delta E_{rek} = (E_{rek,MC}(n_\sigma) - E_{rek,Exp}(n_\sigma))$ zur Primärenergie E_0 in Abhängigkeit vom Parameter n_σ .

Abbildung 4.12 zeigt die Abhängigkeit der aus den experimentellen Daten rekonstruierten Energie $E_{rek,Exp}$ von der Wahl des Parameters n_σ [Bor92]. Der dargestellte Quotient aus der rekonstruierten Energie und der Primärenergie E_0 der auf das BBE-Modul gelenkten Elektronen sollte bei Anwendung des optimalen n_σ -Schnittes für alle Primärenergien gleich groß sein. Diese Forderung ist für einen Wert von $n_\sigma = 2,0$ erfüllt. Lediglich die Daten für die Primärenergie $E_0 = 80\text{GeV}$ weichen von dem Verhalten der Daten ab, die für die anderen Primärenergien bestimmt wurden. Diese Abweichungen könnten wie schon die vorher bei dieser Primärenergie aufgetretenen Diskrepanzen durch eine ungenaue absolute Energiekalibrierung des H6-Teststrahles bedingt sein. Korrigiert man die Primärenergie von 80GeV auf $80,7\text{GeV}$, dies entspricht der in Abbildung 4.6 aufgetretenen Abweichung, so treten die erwähnten Diskrepanzen nicht auf.

Bei einem $2,0\sigma$ -Schnitt ergibt sich für die Kalibrationskonstante $K = (3,734 \pm 0,002)\text{GeV}/pC$ [Bor92]. Dieser Wert legt für die weiteren Untersuchungen dieses Abschnitts die Skala für die Umrechnung von experimentell gemessenen Ladungen in Energien fest, wobei die bei der Primärenergie von $E_0 = 80\text{GeV}$ gemessenen Daten wegen der festgestellten Abweichungen bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten K nicht berücksichtigt wurden.

Um das Verhalten des BBE-Moduls bei der Anwendung eines n_σ -Schnittes simulieren zu können, muß den völlig rauschfreien Signalen der Simulation ein Rauschen überlagert werden. Hierzu eignen sich die während der experimentellen Messungen aufgenommenen Zufallsereignisse. Um diese zu den Signalen der Simulation addieren zu können, muß neben der schon bekannten Kalibrationskonstanten K auch die Konstante \tilde{K} zur Bestimmung von rekonstruierten Energien $E_{rek,MC}$ aus den Energiedepositionen $E_{dep,Ar}$ der Simulation bekannt sein.

Für die Energien E_{Zj}^j , die aus der in einem Zufallsereignis im Auslesekanal j des BBE-Moduls gemessenen Ladung Q_{Zj}^j rekonstruiert wird, gilt

$$E_{Zj}^j = K Q_{Zj}^j. \quad (4.7)$$

Aus der Energie $E_{dep,Ar}^j$, die in der Simulation in den Flüssig-Argon-Schichten des Auslesekanals j des BBE-Moduls deponiert wurde, ergibt sich die aus der Simulation für diesen Auslesekanal j rekonstruierte Energie $E_{rek,MC}^j$ zu

$$E_{rek,MC}^j = \tilde{K} E_{dep,Ar}^j. \quad (4.8)$$

Durch Hinzufügen des Rauschens folgt für den Auslesekanal j

$$E_{rek,MC}^j = \tilde{K} E_{dep,Ar}^j + K Q_{Zj}^j. \quad (4.9)$$

Wird anschließend auf jeden Auslesekanal j ein n_σ -Schnitt angewendet, so ergibt sich bei der Wahl des Parameters n_σ , bei der das BBE-Modul die beste Linearität besitzt, ein etwas veränderter Wert für die Konstante \tilde{K} . Somit kann die Konstante \tilde{K} nur iterativ bestimmt werden. Es ergibt sich $\tilde{K} = (0,0763 \pm 0,0001)^{-1}$. Abbildung 4.13 zeigt Resultate, die sich für $E_{rek,MC} = \sum_j E_{rek,MC}^j$ ergeben. Der optimale Wert für den Parameter n_σ ist wie bei den experimentellen Resultaten durch $n_\sigma = 2,0$ gegeben. Ein Vergleich zwischen dem Experiment und der Simulation ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Bis auf die Resultate für die Primärenergie $E_0 = 80\text{GeV}$ zeigt sich keine Abweichung zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Resultaten der Simulation, die signifikant größer als 1,3% ist. Wird, wie vorher, die Primärenergie von 80GeV auf $80,7\text{GeV}$ korrigiert, so ist auch bei diesen Daten die Abweichung zwischen

dem Experiment und der Simulation geringer als ein Prozent. Wie diese Betrachtungen zeigen, ist das Rauschen eines Auslesekanals des BBE-Moduls unabhängig von dem tatsächlich von einem elektromagnetischen Schauer in diesem Auslesekanal erzeugten Signal.

Der Grund, aus dem bei einer bestimmten Wahl des Parameters n_σ die Linearität des BBE-Moduls optimiert wird, ist aus den Abbildungen 4.15 und 4.16 ersichtlich. Abbildung 4.15 zeigt die Differenz zwischen der Energie $E_{rek,MC}$, die aus der mit Rauschen überlagerten Simulation rekonstruiert wurde, und der Primärenergie E_0 . Diese Differenz ist für einen festen Wert des Parameters n_σ für alle Primärenergien nahezu gleich. Somit wird durch das Rauschen für einen festen Wert des Parameters n_σ zu der durch einen elektromagnetischen Schauer im BBE-Modul erzeugten Ladung Q bei allen Primärenergien E_0 eine konstante Ladungsmenge Q_{Rausch} hinzugefügt und die Linearität des BBE-Moduls gestört. Erhöht man von kleinen Werten ausgehend den Wert des Parameters n_σ , so schneidet man einen immer größeren Anteil der durch das Rauschen erzeugten Ladungsmenge Q_{Rausch} weg, wobei gleichzeitig, wie Abbildung 4.16 zeigt, ein geringer Anteil der durch elektromagnetische Schauer erzeugten Ladungsmenge Q weggeschnitten wird. Bei der optimalen Wahl des Parameters n_σ wird der größere Teil der durch das Rauschen erzeugten Ladungsmenge Q_{Rausch} weggeschnitten, wobei der verbleibende Rest genau den Anteil, der bei dem entsprechenden $n_\sigma\sigma$ -Schnitt von der durch einen elektromagnetischen Schauer erzeugten Ladung Q weggeschnitten wird, kompensiert. Bei einer weiteren Erhöhung des Parameters n_σ schneidet man einen immer größeren Anteil der von den elektromagnetischen Schauern erzeugten Ladungsmenge Q weg, so daß sich dann die Linearität des BBE-Moduls verschlechtert.

In Abbildung 4.17 ist die für verschiedene Werte des Parameters n_σ bestimmte Differenz $\Delta E_{rek,MC}$ zwischen den Energien, die aus der Simulation mit und ohne Überlagerung eines Rauschens rekonstruiert werden, aufgetragen. Diese Differenz entspricht der Energie, die nach Anwendung des entsprechenden $n_\sigma\sigma$ -Schnittes aus der Ladung rekonstruiert würde, die allein durch das Rauschen erzeugt wird. Die Abhängigkeit der in Abbildung 4.17 gezeigten Daten von dem Parameter n_σ kann durch folgendes Modell verstanden werden: Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit P , daß in dem Auslesekanal j des BBE-Moduls durch das Rauschen eine Ladung Q_{Rausch}^j erzeugt wird, durch eine Gaußverteilung mit Mittelwert $\mu = 0$ gegeben ist, also

$$P(Q_{Rausch}^j = x) = A_j \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{R,j}^2}\right), \quad (4.10)$$

gilt für den Erwartungswert $\langle Q_{Rausch}^j(n_\sigma) \rangle$ der durch das Rauschen bedingten Ladung, die im Auslesekanal j des BBE-Moduls nach Anwendung eines $n_\sigma\sigma$ -Schnittes vorhanden ist

$$\langle Q_{Rausch}^j(n_\sigma) \rangle = \tilde{A}_j \int_{n_\sigma\sigma_{R,j}}^{\infty} x \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{R,j}^2}\right) dx \quad (4.11)$$

und nach Integration von Gleichung 4.11

$$\langle Q_{Rausch}^j(n_\sigma) \rangle = \hat{A}_j \exp\left(-\frac{n_\sigma^2}{2}\right). \quad (4.12)$$

Summiert über alle Kanäle j des BBE-Moduls ergibt sich

$$\langle Q_{Rausch}(n_\sigma) \rangle = \sum_{j=1}^{120} \langle Q_{Rausch}^j(n_\sigma) \rangle \sim \exp\left(-\frac{n_\sigma^2}{2}\right). \quad (4.13)$$

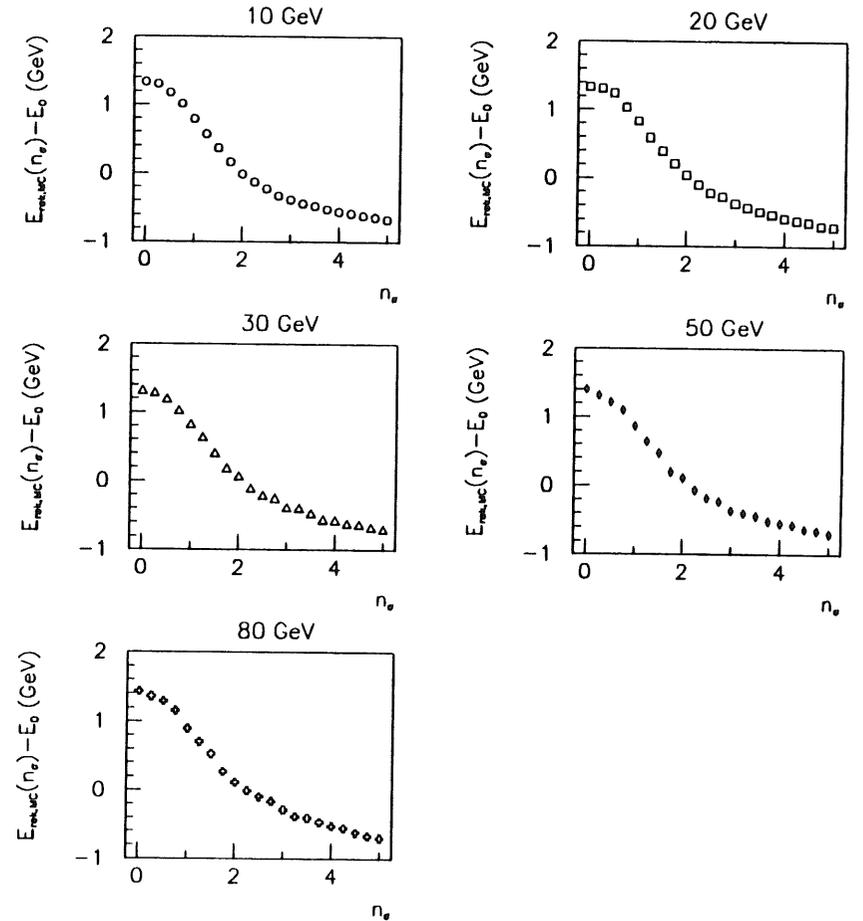


Abbildung 4.15: Einfluß des $n_\sigma\sigma$ -Schnittes auf Resultate der Simulationsrechnungen, die mit einem Rauschen aus gemessenen Zufallsexperimenten überlagert sind. Aufgetragen ist die Differenz zwischen der rekonstruierten Energie $E_{rek,MC}$ und der Primärenergie E_0 in Abhängigkeit von der Wahl des Parameters n_σ .

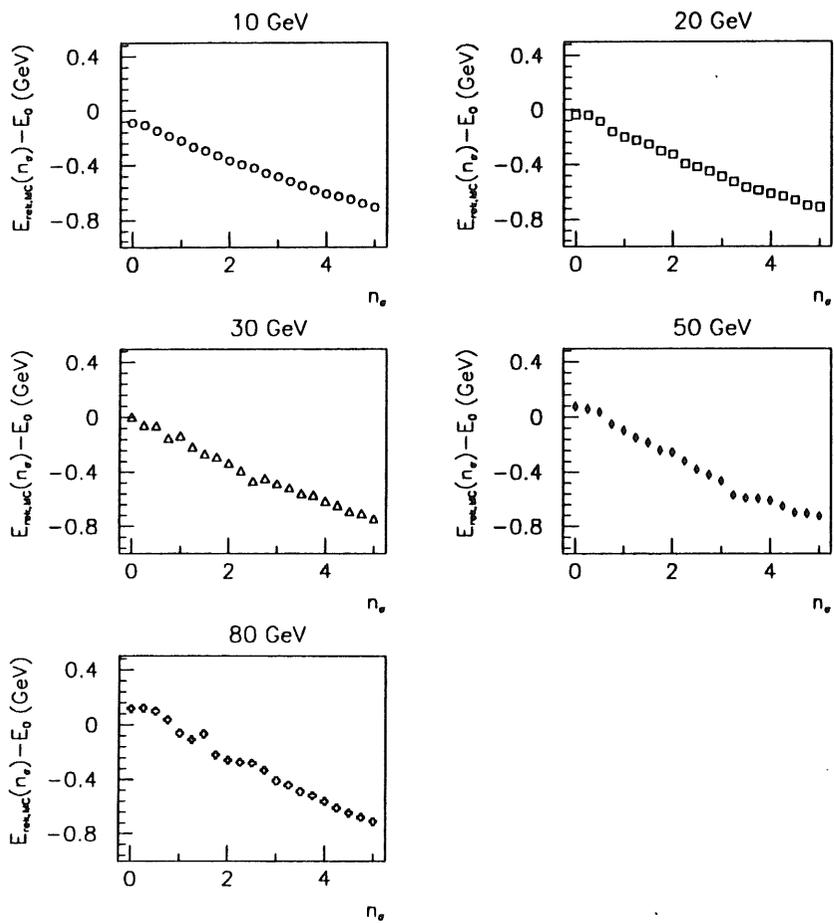


Abbildung 4.16: Einfluß des n_σ -Schnittes auf Resultate der Simulationsrechnungen ohne überlagertes Rauschen. Aufgetragen ist die Differenz zwischen der rekonstruierten Energie $E_{rek,MC}$ und der Primärenergie E_0 in Abhängigkeit von der Wahl des Parameters n_σ .

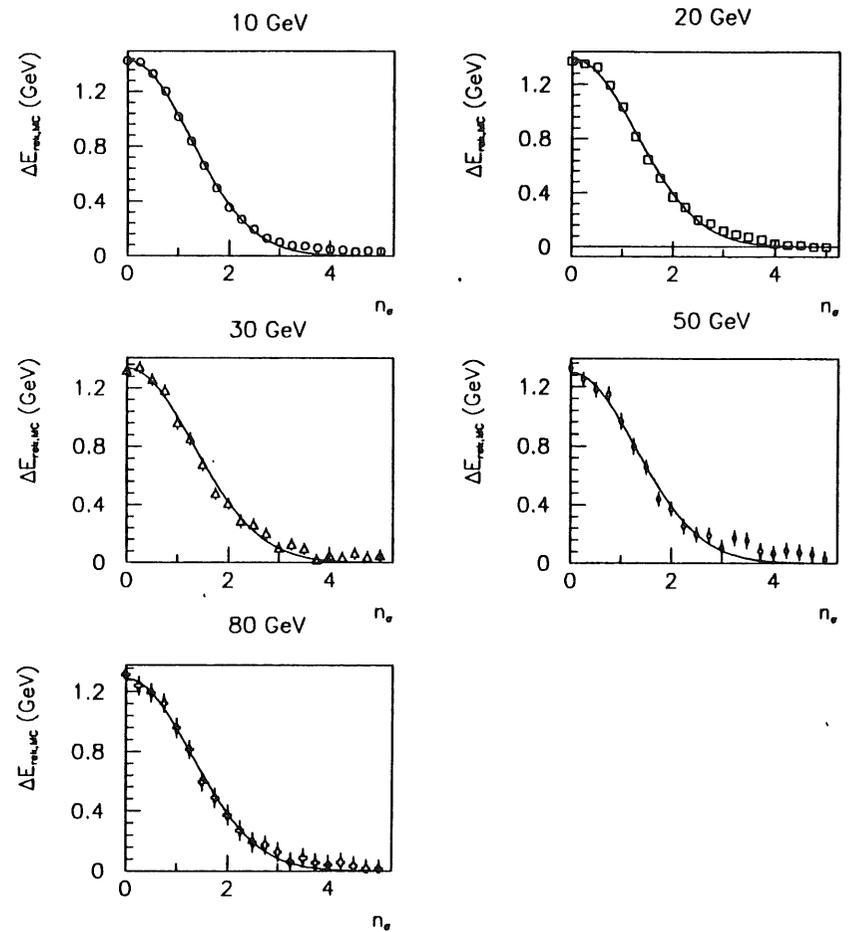


Abbildung 4.17: Abhängigkeit der Differenz $\Delta E_{rek,MC}$ der Energien, die aus der Simulation mit und ohne Überlagerung eines Rauschens rekonstruiert werden, vom Parameter n_σ . Die durchgezogenen Linien zeigen an die Daten angepaßte Gaußfunktionen. Die Breiten σ dieser Gaußfunktionen sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Somit sollten sich die in Abbildung 4.17 gezeigten Daten durch eine Gaußfunktion mit der Standardabweichung $\sigma = 1$ beschreiben lassen. Tabelle 4.2 zeigt die Resultate einer entsprechenden Anpassung an die Daten. Der Mittelwert $\mu = 0$ der angepaßten Gaußfunktionen wurde vorgegeben. Die aus den Anpassungen erhaltenen Werte für die Standardabweichungen σ weichen etwas

Primärenergie $E_0(\text{GeV})$	σ
10	$1,22 \pm 0,01$
20	$1,26 \pm 0,02$
30	$1,31 \pm 0,03$
50	$1,29 \pm 0,03$
80	$1,29 \pm 0,04$

Tabelle 4.2: Ergebnis einer Anpassung von Gaußfunktionen an die in Abbildung 4.17 gezeigten Daten. Aufgeführt ist die Standardabweichung σ der angepaßten Gaußfunktionen. Der Mittelwert $\mu = 0$ der Gaußfunktionen wurde vorgegeben.

von der Erwartung ab, da die gemachte Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit, eine bestimmte Rauschladung in einem Auslesekanal des BBE-Moduls zu messen, einer Gaußverteilung folgt, nur näherungsweise erfüllt ist.

Abbildung 4.18 zeigt die mittlere Anzahl der Auslesekanäle des BBE-Moduls, die nach der Anwendung eines n_σ -Schnittes einen Beitrag zum Gesamtsignal liefern. In Auslesekanälen, die nicht von den Teilchen eines elektromagnetischen Schauers getroffen werden, wird mit hoher Wahrscheinlichkeit nur eine geringe Rauschladung gemessen. Daher nimmt bei kleinen n_σ -Werten die Anzahl der zum Signal beitragenden Kanäle mit steigendem n_σ stark ab. Für $n_\sigma \geq 3$ tragen praktisch keine Kanäle, in denen Ladungen gemessen werden, die ausschließlich auf das Rauschen zurückzuführen sind, mehr zum Signal bei. Daher nimmt die Anzahl der Kanäle für $n_\sigma \geq 3$ nur noch wenig mit wachsendem n_σ ab.

4.3 Vergleich der Resultate der Kalibrationsmessungen an einem CB1E-Modul mit Simulationsergebnissen

Neben dem BBE Modul wurde auch ein CB1E-Modul am H6-Teststrahl mit Elektronen aus dem Energiebereich $10\text{GeV} \leq E_0 \leq 80\text{GeV}$ untersucht. Die Position, an der die Teilchen das CB1E-Modul bei diesen Untersuchungen trafen, besitzt die Koordinaten $x_{CERN} = +25\text{cm}$ und $y_{CERN} = 0\text{cm}$. Der Einfluß des Rauschens wurde in der Simulation nicht berücksichtigt. Abbildung 4.19 zeigt einen Vergleich zwischen experimentellen Daten [Lap91] und Ergebnissen der Simulation. Bei den in Abbildung 4.19a.) gezeigten experimentellen Werten wurde ein 3σ -Schnitt, bei den Abbildung 4.19b.) gezeigten ein 2σ Schnitt auf die gemessenen Daten angewendet.

Während der Messungen am H6-Teststrahl traten Probleme mit der Hochspannungsvorsorgung zweier Flüssig Argon Schichten des CB1E-Moduls auf. Um die in diesen Flüssig Argon Schichten gestörte Ladungssammlung in der Simulation zu berücksichtigen, wurde ein Parameter ρ_{CB1E} eingeführt, mit dem die in diesen Flüssig Argon Schichten in der Simulation deponierte

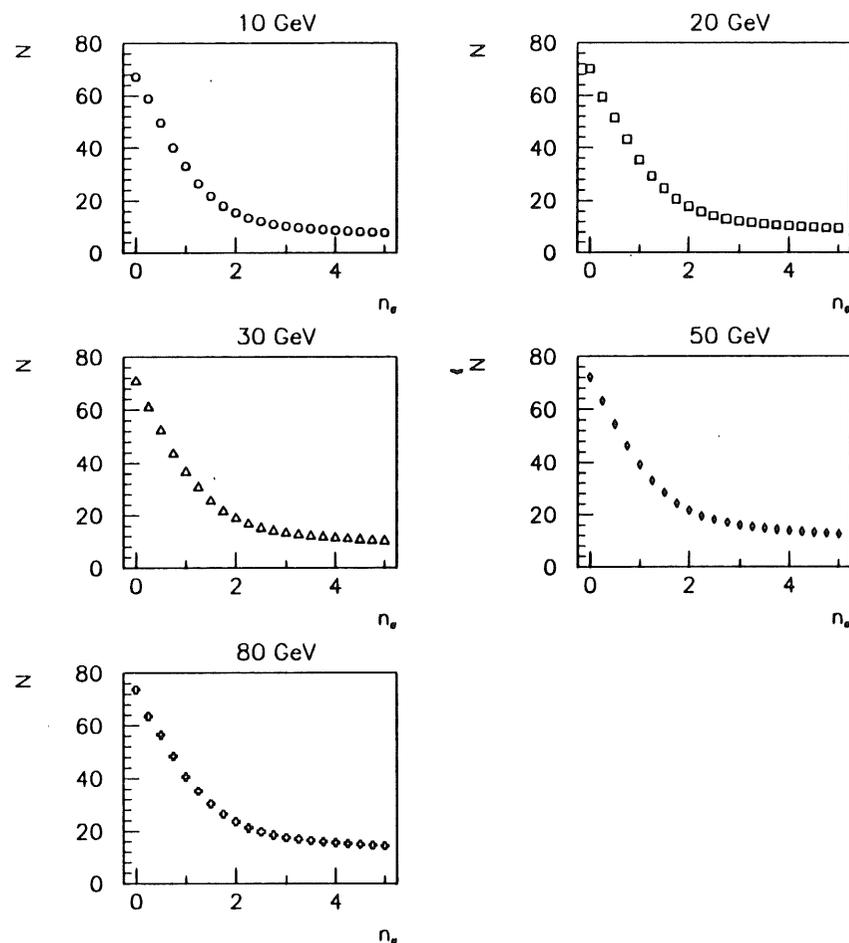
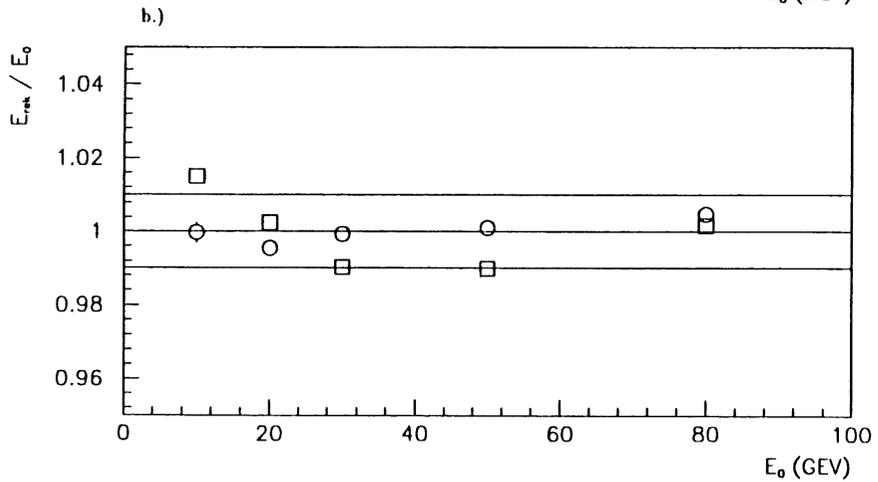
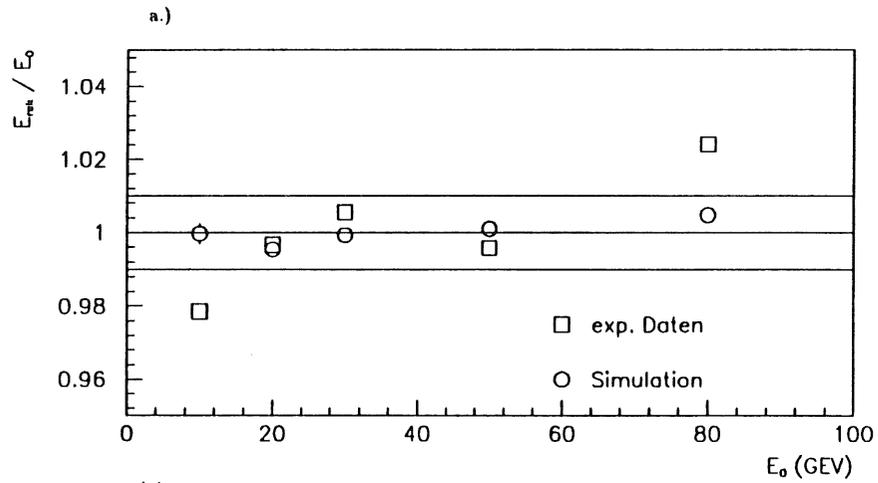


Abbildung 4.18: Abhängigkeit der Anzahl N der Auslesekanäle die in der Simulation, die mit Rauschen überlagert ist, zum Gesamtsignal beitragen vom Parameter n_σ .



Energie bei allen weiteren Untersuchungen gewichtet wird. Aus einer im Abschnitt 5.1.1 dieser Arbeit erläuterten Anpassung erhält man einen Wert von $\rho_{CHIE} = 0.8$ für diesen Parameter.

Während sich das Signal des CB1E-Moduls in der Simulation, in der das elektronische Rauschen nicht berücksichtigt wurde, innerhalb des geforderten Bereiches von einem Prozent linear verhält, weicht es im Experiment um bis zu 3% von der Linearität ab. Dies könnte dadurch bedingt sein, daß sowohl bei einem 2σ -Schnitt, als auch bei einem 3σ -Schnitt die Störungen durch das Rauschen nicht genügend unterdrückt werden.

Abbildung 4.19: Vergleich der experimentellen Resultate der Kalibrationsmessungen an einem CB1E-Modul mit Ergebnissen der Simulationsrechnungen. Die in a.) gezeigten experimentellen Resultate entstehen bei Anwendung eines 3σ -Schnittes, die in b.) gezeigten bei Anwendung eines 2σ -Schnittes auf die gemessenen Daten.

Kapitel 5

Untersuchungen zur Homogenität der BBE- und CB1E- Kalorimeter

Die Homogenität eines Flüssig-Argon-Kalorimeters zeigt sich darin, daß die Energie eines primären Teilchens, die aus einem Signal des Kalorimeters rekonstruiert wird, unabhängig von dem Ort ist, an dem das primäre Teilchen in das Kalorimeter eintritt. Um zu überprüfen, ob dies für die BBE- und CB1E-Moduln der Fall ist, wurden Meßreihen durchgeführt, bei denen die Einschusspunkte von 30GeV-Elektronen in jeweils einer der beiden Richtungen x_{CERN} und y_{CERN} variiert und in der anderen festgehalten wurden. In beiden Richtungen wurden jeweils drei Meßreihen durchgeführt. Die zu den mit A, B und C bezeichneten horizontalen Meßreihen und den mit D, E und F bezeichneten vertikalen Meßreihen gehörenden Einschusspunkte sind aus Abbildung 5.1 und Tabelle 5.1 ersichtlich.

Bezeichnung der Meßreihe	Koordinaten der Einschusspunkte in	
	x_{CERN} (cm)	y_{CERN} (cm)
A	-20, ..., 20 in Schritten von 5	15
B	-20, ..., 20 in Schritten von 5	0
C	-20, ..., 20 in Schritten von 5	-15
D	-15	-18, -15, ..., 20 in Schritten von 5
E	7	-18, -15, ..., 20 in Schritten von 5
F	15	-18, -15, ..., 20 in Schritten von 5

Tabelle 5.1: Sollwerte der Koordinaten der Einschusspunkte, mit denen die Meßreihen zur Untersuchung der Homogenität der BBE- und CB1E-Kalorimeter durchgeführt wurden. Siehe hierzu auch Abbildung 5.1.

5.1 Vergleich der Ergebnisse der horizontalen Meßreihen mit Resultaten der Simulation

Die Teilchen des H6-Teststrahls trafen die BBE- und CB1E-Moduln nicht genau an der Sollposition, sondern wichen von ihr ab. Um die am H6-Teststrahl gemessenen Ladungen Q in der

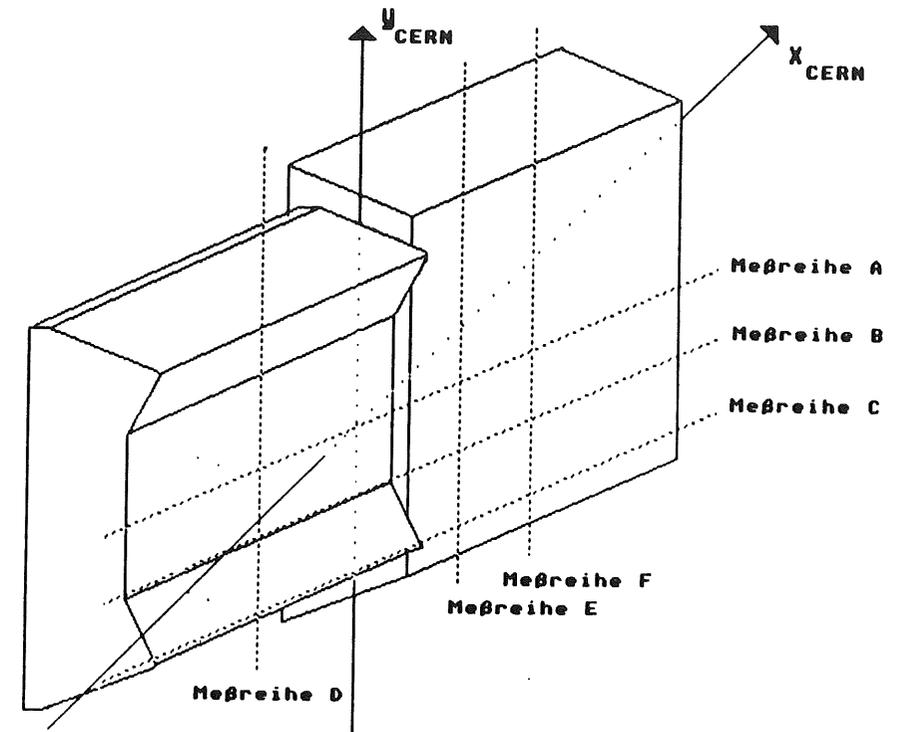


Abbildung 5.1: Skizze der Linien entlang derer die Meßreihen zur Untersuchung der Homogenität der BBE- und CB1E-Moduln stattgefunden haben.

Simulation nachvollziehen zu können, muß die Koordinate des Einschubpunktes in der Richtung, in der der Einschubpunkt bei der jeweiligen Meßreihe variiert wurde, genau bekannt sein. Die Bestimmung dieser Einschubkoordinate geschieht über den Vergleich von gemessenen und simulierten Schauerprofilen.

5.1.1 Bestimmung der Einschubpunkte der primären Teilchen in die BBE- und CB1E-Modul für die horizontalen Meßreihen

Für die horizontalen Meßreihen ist es notwendig, den Istwert der x_{CERN} -Koordinate des Eintrittspunktes der primären Teilchen in die BBE- und CB1E-Moduln zu kennen. Diese Koordinate wird mit folgendem Verfahren bestimmt: In der Simulation wurden 315 Ereignisse für jeden Einschubpunkt der Meßreihen A bis C generiert. Ist Δx die Verschiebung der Teilchen von der Sollposition, so wurden Teilchen mit einer Verschiebung Δx aus dem Intervall $-2,5cm \leq \Delta x \leq 2,5cm$ auf die BBE- und CB1E-Moduln eingeschossen. Das genannte Intervall wurde dabei in $0,25cm$ -Schritten abgedeckt. Die beiden Vieldrahtproportionalkammern MWPC1 und MWPC2, siehe Abbildung 3.8, gestatten die während der Messungen aufgetretenen Abweichungen der Teilchen des H6-Teststrahles von der Sollposition zu messen. Ein Beispiel für so gemessene Abweichungen ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Aus den Abweichungen der Teilchen von der Sollposition, die in der näher am Kryostaten stehenden Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 in x_{CERN} -Richtung gemessenen werden, werden zunächst für jeden Einschubpunkt folgende Größen $g(\Delta x_{MWPC2})$ berechnet:

$$g(\Delta x_{MWPC2}) = \frac{M(\Delta x_{MWPC2})}{M_0} \quad (5.1)$$

mit

$M(\Delta x_{MWPC2}) =$ Anzahl der Teilchen mit einer Abweichung zwischen $\Delta x_{MWPC2} - \frac{\delta x}{2}$ und $\Delta x_{MWPC2} + \frac{\delta x}{2}$ von der Sollposition des H6-Teststrahls in der Vieldrahtproportionalkammer MWPC2

$M_0 =$ Gesamtzahl der Teilchen, die die Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 durchquert haben

$\delta x =$ Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammer MWPC2.

Ist $\epsilon_{z,MC}^i$ der Anteil der Energiedeposition in den einzelnen z -Segmenten an der im gesamten BBE Modul deponierten Energie im simulierten Ereignis i , so ergibt sich gemittelt über alle für einen Einschubpunkt simulierten Ereignisse

$$\langle \epsilon_{z,MC} \rangle = \frac{\sum_i \epsilon_{z,MC}^i g(\Delta x_{MWPC2}^i + \mathcal{D})}{\sum_i g(\Delta x_{MWPC2}^i + \mathcal{D})}. \quad (5.2)$$

Jedem simulierten Ereignis i wird hierbei der Wert $g(\Delta x_{MWPC2}^i + \mathcal{D})$ zugeordnet, der dem Abstand des primären Teilchens von der Sollposition bei dem Ereignis i entspricht. Durch eine Variation des Parameters \mathcal{D} in $0,1cm$ -Schritten wird die Übereinstimmung zwischen den gemessenen Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und den nach Gleichung 5.2 aus der Simulation bestimmten Anteilen $\epsilon_{z,MC}$ optimiert. Hierbei wird gefordert, daß für jeweils eine Meßreihe der gleiche Wert für den Parameter \mathcal{D} benutzt werden soll.

Bei der Anwendung des beschriebenen Verfahrens konnten nur die Einschubpunkte, für die $x_{CERN} \leq 0$ gilt, berücksichtigt werden, da bei den anderen Einschubpunkten aufgrund der

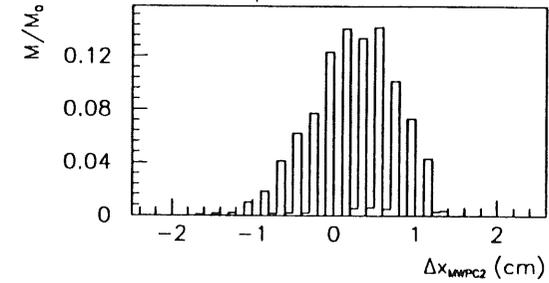


Abbildung 5.2: Von der Vieldrahtproportionalkammer MWPC2 in x_{CERN} -Richtung für den Einschubpunkt ($x_{CERN} = -15cm$, $y_{CERN} = +15cm$) gemessene Abweichungen der Teilchen des H6-Teststrahles von der Sollposition.

geometrischen Anordnung der Moduln eine zu geringe Energie im BBE-Modul deponiert wurde und entsprechende Analysen der gemessenen Daten für das CB1E-Modul nicht durchgeführt wurden.

In den Abbildungen 5.3 bis 5.8 sind die Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] und Vergleiche zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für die verschiedenen horizontalen Meßreihen gezeigt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Werten und den Resultaten der Simulation, wenn für die Meßreihen A und B $\mathcal{D} = 0,5cm$ und für die Meßreihe C $\mathcal{D} = 0,9cm$ gewählt wird. Die unterschiedlichen Werte für den Parameter \mathcal{D} bei den verschiedenen Meßreihen könnten dadurch bedingt sein, daß sich in der Zeit zwischen den einzelnen Meßreihen die Parameter des H6-Teststrahls geringfügig verändert haben könnten.

5.1.2 Vergleich der bei den horizontalen Meßreihen gemessenen Ladungen mit Resultaten der Simulation

Für die aus der Simulation rekonstruierte Ladung \bar{Q} gilt in Analogie zu Gleichung 5.2

$$\langle \bar{Q} \rangle = \frac{\sum_i \bar{Q}_i g(\Delta x_{MWPC2}^i + \mathcal{D})}{\sum_i g(\Delta x_{MWPC2}^i + \mathcal{D})}. \quad (5.3)$$

Hierbei ist \bar{Q}_i die aus dem simulierten Ereignis i rekonstruierte Ladung. Für den Parameter \mathcal{D} werden die im vorherigen Abschnitt für die einzelnen Meßreihen bestimmten Werte benutzt. Vor einem Vergleich der so aus der Simulation bestimmten Ladungen Q mit experimentellen Werten, müssen folgende Störungen der Messungen berücksichtigt werden: Während der Messungen trat eine mit der Zeit τ anwachsende Verunreinigung des flüssigen Argons auf, die zu einem zeitabhängigen Signalabfall führte. Für das BBE-Modul kann dieser Signalabfall durch

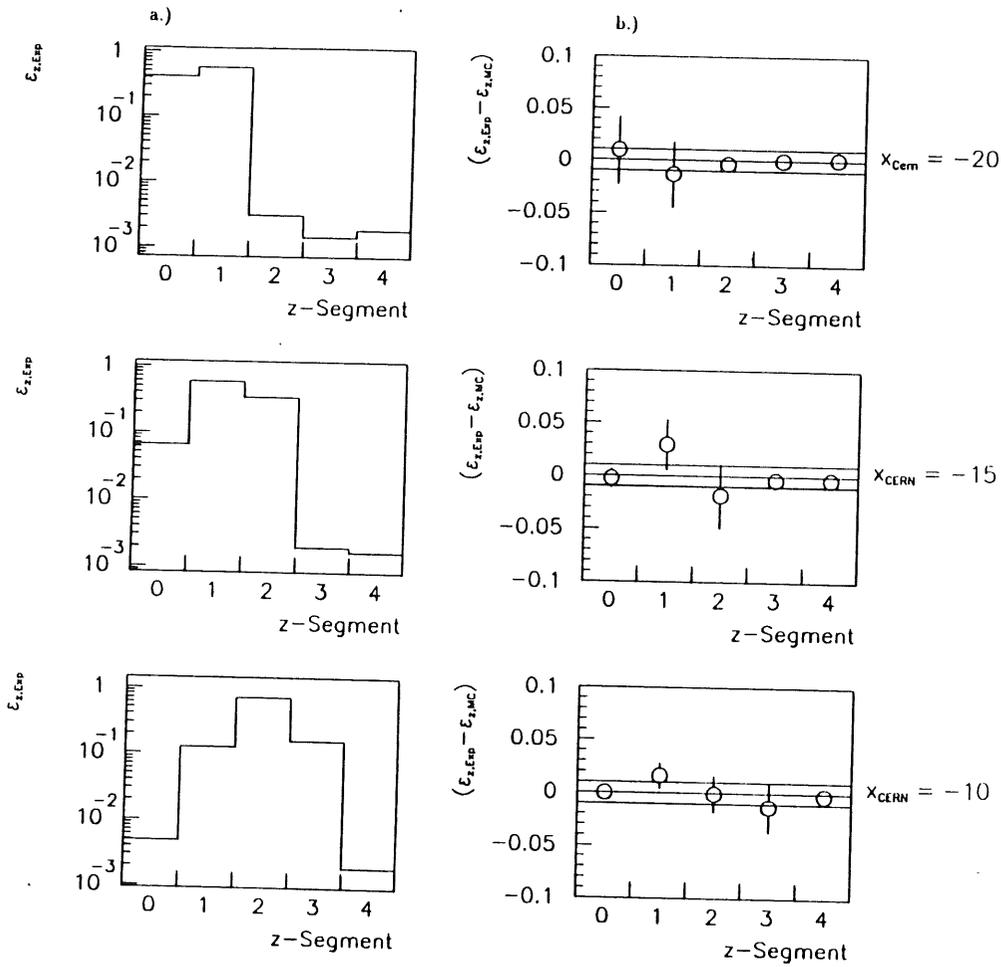


Abbildung 5.3: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschubpunkte $x_{CERN} = -20$ cm, -15 cm, -10 cm der Meßreihe A und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschubpunkte.

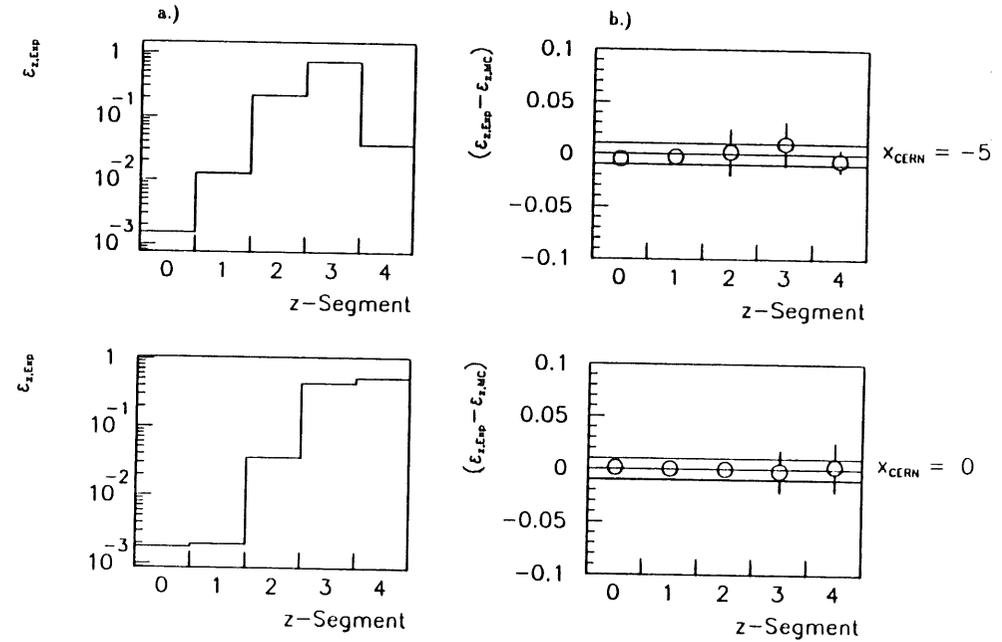


Abbildung 5.4: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschubpunkte $x_{CERN} = -5$ cm, 0 cm der Meßreihe A und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschubpunkte.

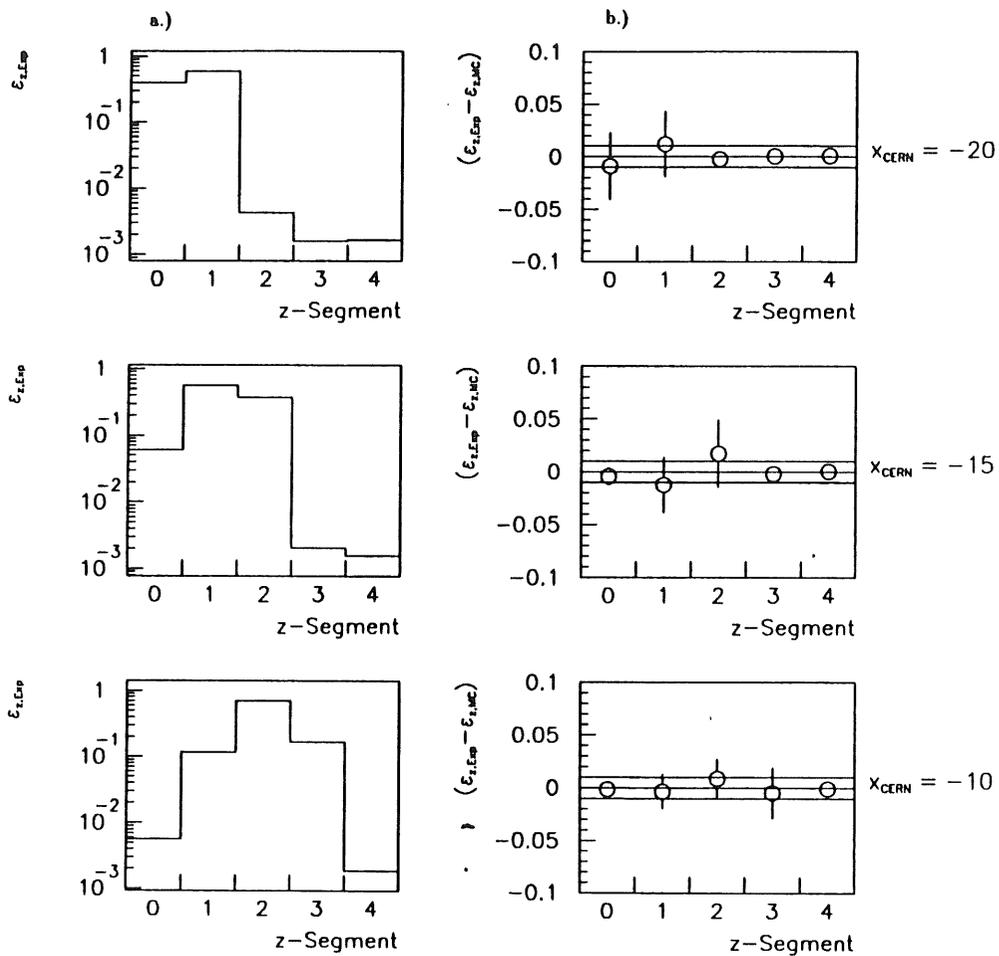


Abbildung 5.5: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $x_{CERN} = -20$ cm, -15 cm, -10 cm der Meßreihe B und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

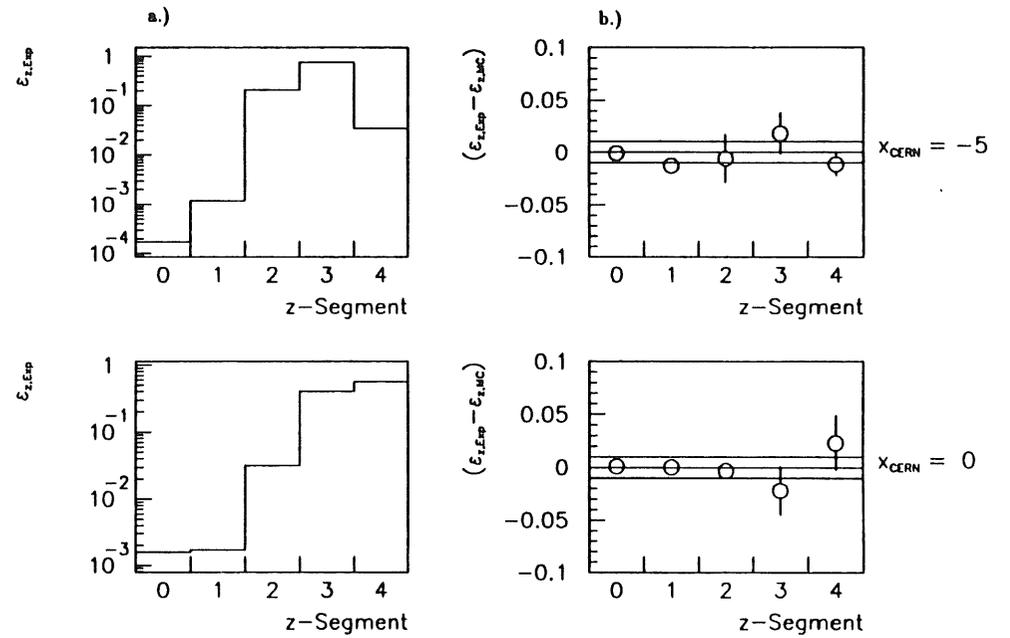


Abbildung 5.6: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $x_{CERN} = -5$ cm, 0 cm der Meßreihe B und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

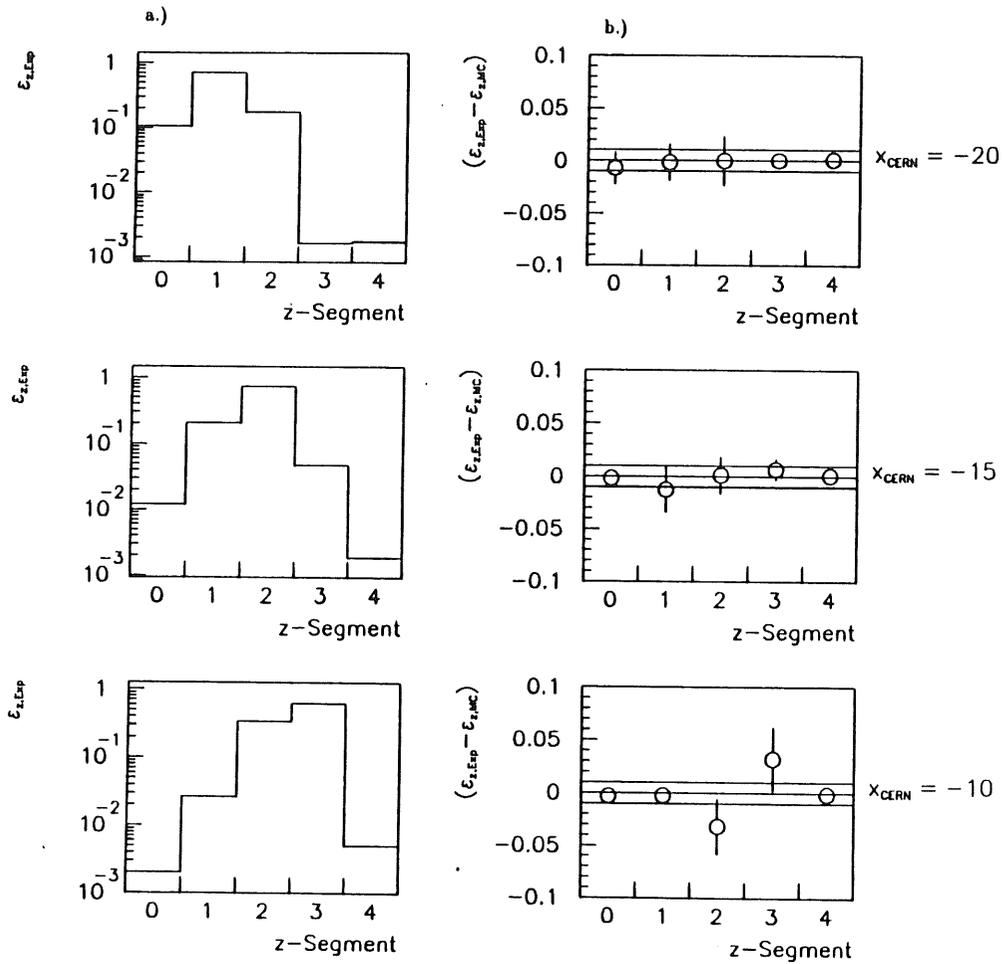


Abbildung 5.7: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $x_{CERN} = -20$ cm, -15 cm, -10 cm der Meßreihe C und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

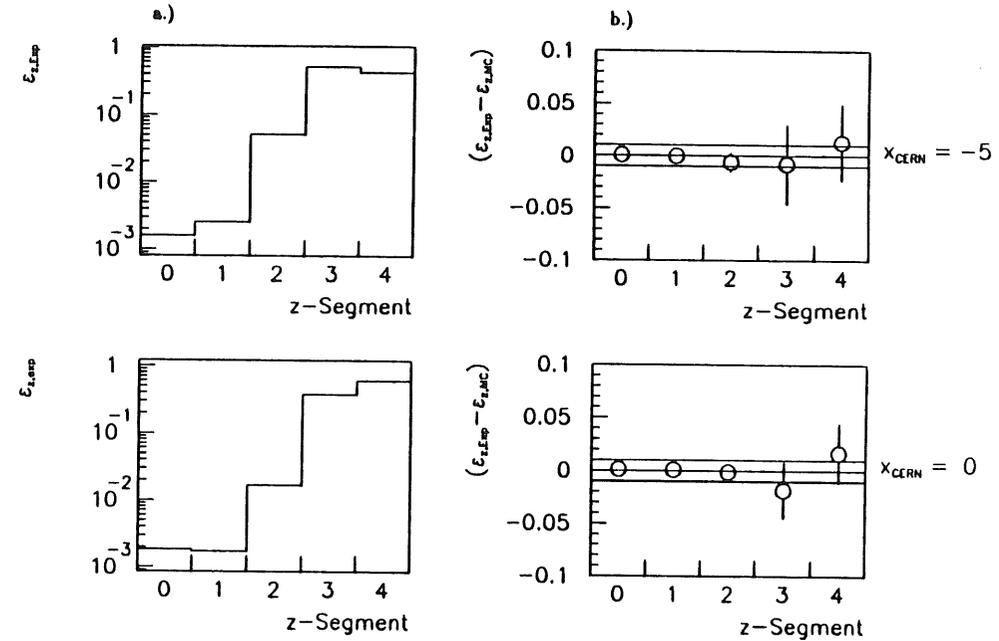


Abbildung 5.8: a.) Anteile $\epsilon_{z,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $x_{CERN} = -5$ cm, 0 cm der Meßreihe C und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{z,Exp}$ und $\epsilon_{z,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

$$Q(\tau) = Q(\tau_0)(1 - s(\tau - \tau_0)) \quad (5.4)$$

beschrieben werden [Bor92]. Hierbei ist

$Q(\tau)$ = zur Zeit τ gemessene Ladung,

$Q(\tau_0)$ = Ladung, die zu Beginn der Messungen zur Zeit τ_0 gemessen worden wäre,

$s = 0,0025 \frac{1}{\text{Woche}}$.

Gleichung 5.4 stellt eine lineare Approximation des gemessenen Signalverlustes dar.

Die Resultate der Simulation wurden unter der Annahme, daß die zeitabhängige Verschmutzung des flüssigen Argons im gesamten Kryostaten gleich groß ist, auf diese Verunreinigung korrigiert, um die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der Simulation zu verbessern.

Bei den Messungen war die Hochspannungsversorgung von zwei Auslesezellen des CB1E-Moduls und einer Auslesezelle des BBE-Moduls durch Kurzschlüsse gestört. Aus diesem Grund werden zwei Parameter ρ_{BBE} und ρ_{CB1E} eingeführt, mit denen die Ladungen \bar{Q}_{HV}^{BBE} und \bar{Q}_{HV}^{CB1E} gewichtet werden, die aus der Simulation für die von den Hochspannungsproblemen betroffenen Auslesezellen rekonstruiert werden. Ist \bar{Q}^{BBE} die für das gesamte BBE-Modul aus der Simulation rekonstruierte Ladung, so gilt für die Ladung \hat{Q}^{BBE} , in der die Hochspannungsprobleme berücksichtigt sind

$$\hat{Q}^{BBE} = \bar{Q}^{BBE} - \rho_{BBE} \bar{Q}_{HV}^{BBE}. \quad (5.5)$$

Entsprechend gilt für das CB1E-Modul

$$\hat{Q}^{CB1E} = \bar{Q}^{CB1E} - \rho_{CB1E} \bar{Q}_{HV}^{CB1E}. \quad (5.6)$$

In den Abbildung 5.9 bis 5.11 sind die gemessenen Ladungen Q mit den aus der Simulation rekonstruierten Ladungen $\hat{Q} = \hat{Q}^{BBE} + \hat{Q}^{CB1E}$ verglichen. Gezeigt sind Resultate für $\rho_{BBE} = 0,9$ und $\rho_{CB1E} = 0,8$. Bei dieser Wahl der Parameter ρ_{BBE} und ρ_{CB1E} ergab sich die beste Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem Experiment. Im Anhang dieser Arbeit wird eine Messung gezeigt, mit der die Störung der gemessenen Ladung durch einen Kurzschluss in einer Flüssig-Argon-Schicht des BBE-Moduls abgeschätzt werden kann. Der bei den Messungen am H6-Teststrahl im BBE-Modul aufgrund des Kurzschlusses aufgetretene Signalverlust ist von seiner Größenordnung mit diesen Messungen verträglich.

Bei den Einschußpunkten mit $x_{CERN} \geq 0$ ist gegenüber den anderen Einschußpunkten ein deutlicher Abfall der gemessenen Ladung Q sichtbar, der auf die Hochspannungsprobleme zurückzuführen ist. Für $x_{CERN} = 10\text{cm}$ liegen die aus der Simulation rekonstruierten Ladungen für alle drei horizontalen Meßreihen niedriger als die entsprechenden experimentellen Werte. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, daß bei diesen Einschußpositionen das Maximum der elektromagnetischen Schauer in der Nähe des Übergangs zwischen den BBE- und CB1E-Moduln liegt. In dieser Region hängt die gemessene Ladung Q , wie in Kapitel 7 gezeigt wird, von den genauen geometrischen Parametern der BBE- und CB1E-Moduln ab. Unbekannte Variationen dieser Parameter bei den Messungen könnten zu systematischen Abweichungen der gemessenen Ladungen von den Werten führen, die aus der Simulation erhalten wurden.

Bei den Meßreihen A und B ist ein Abfall der gemessenen Ladung Q für die Punkte bei $x_{CERN} = -20\text{cm}$ vorhanden, der durch die in Abbildung 5.12 gezeigten ansteigenden Leckverluste bedingt ist. Diese Leckverluste entsprechen dem in Abbildung 4.9 gezeigten Beitrag B_1 .

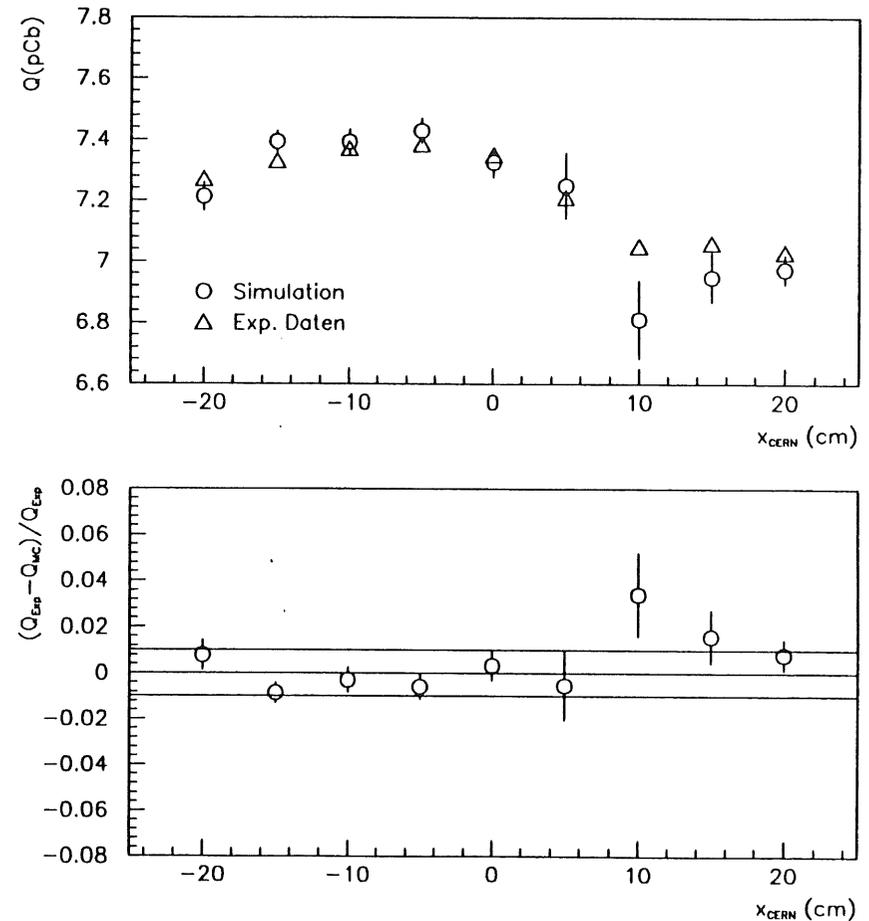


Abbildung 5.9: Vergleich der bei der Meßreihe A gemessenen Ladung mit Resultaten der Simulation.

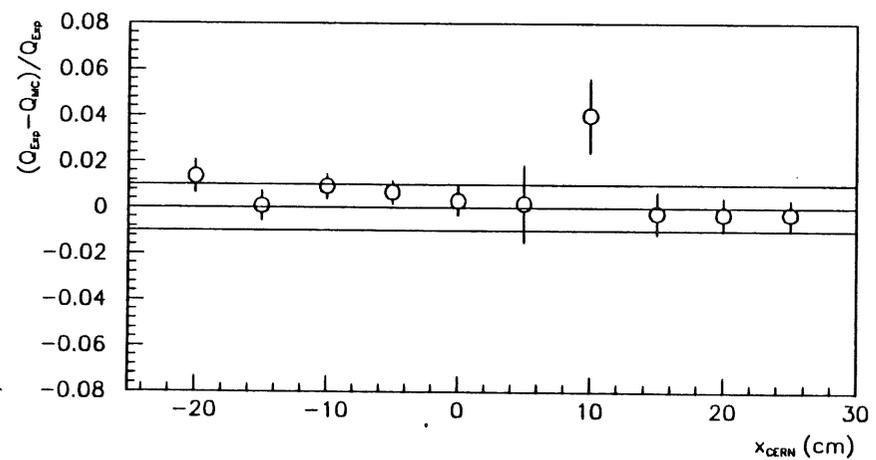
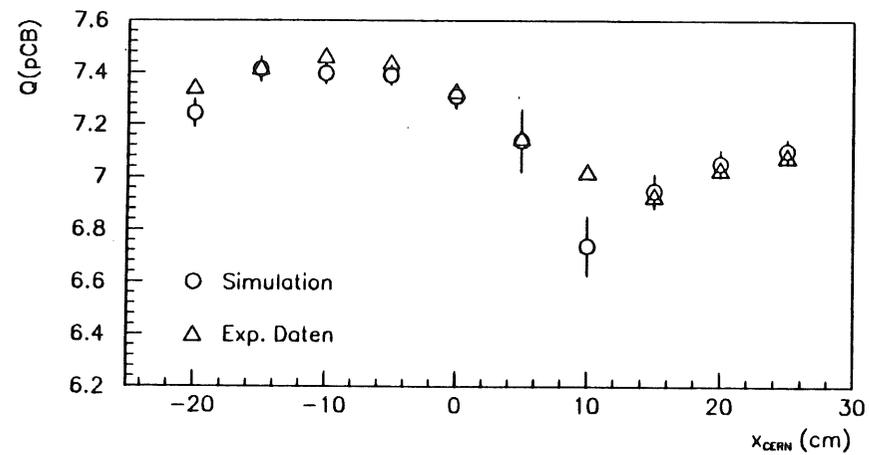


Abbildung 5.10: Vergleich der bei der Meßreihe B gemessenen Ladung mit Resultaten der Simulation.

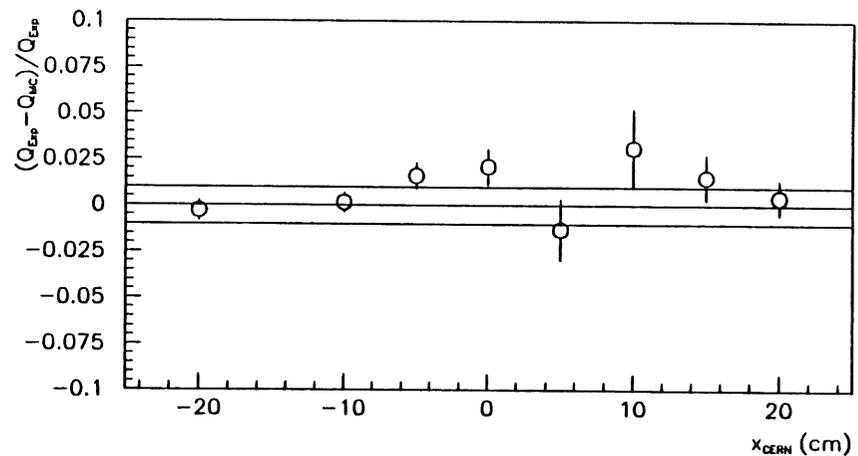
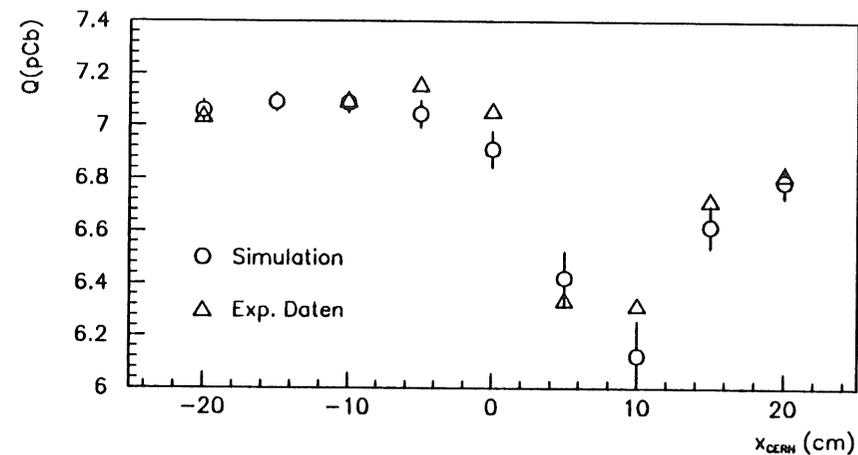


Abbildung 5.11: Vergleich der bei der Meßreihe C gemessenen Ladung mit Resultaten der Simulation.

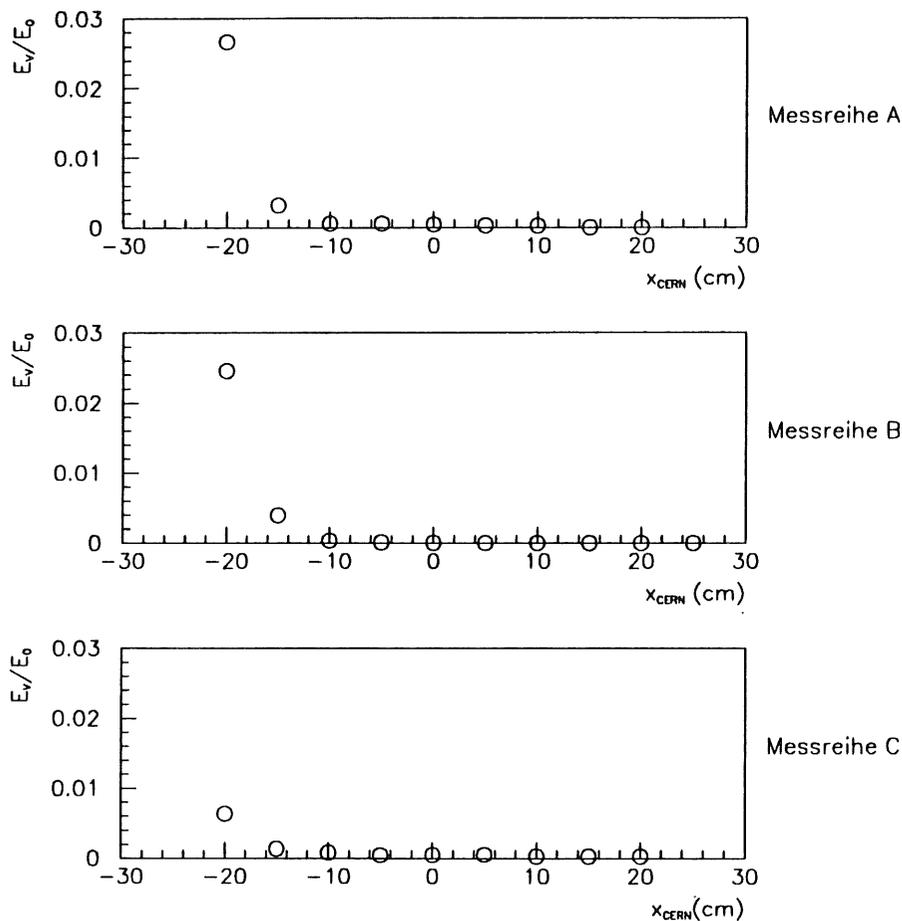


Abbildung 5.12: Bei den horizontalen Meßreihen aufgetretene Leckverluste B_1 , siehe Abbildung 4.7. Aufgetragen ist das Verhältnis der aus dem BBE-Modul herausleckenden Energie E_V und der Primärenergie E_0 gegen die x_{CERN} -Koordinate des Einschußpunktes.

5.2 Vergleich der Ergebnisse der vertikalen Meßreihen mit Resultaten der Simulation

5.2.1 Bestimmung der Einschußpunkte der primären Teilchen in das BBE-Modul für die Meßreihe D

Um die bei der Meßreihe D im BBE-Modul gemessenen Ladungen Q mit Resultaten der Simulation vergleichen zu können, muß der Istwert der y_{CERN} -Koordinate des Einschußpunktes der primären Teilchen in das BBE-Modul bekannt sein. Zur Bestimmung des Einschußpunktes wird das in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Verfahren analog für die y_{CERN} -Koordinate, deren Definition Abbildung 3.10 erläutert, angewendet. Die notwendige Verschiebung \mathcal{D} wird hierbei dadurch festgelegt, daß die Anteile $\varepsilon_{\phi,MC}$ der in der Simulation in den einzelnen ϕ -Lagen des BBE-Moduls deponierten Energien an der im gesamten BBE-Modul deponierten Energie mit den entsprechenden experimentellen Anteilen $\varepsilon_{\phi,Exp}$ übereinstimmen sollen.

Die Abbildungen 5.13 bis 5.15 zeigen die gemessenen Werte der Anteile $\varepsilon_{\phi,Exp}$ [Bor92] und einen Vergleich mit den aus der Simulation bestimmten Anteilen $\varepsilon_{\phi,MC}$. Für die Einschußpunkte, für die $y_{CERN} \geq 0$ war, ergibt sich $\mathcal{D} = -1,5\text{cm}$, für die anderen Einschußpunkte $\mathcal{D} = -0,9\text{cm}$. Die Vieldrahtproportionalzählkammer MWPC1 ist etwa einen Meter hinter dem Ablenkmagneten, mit dem die y_{CERN} -Koordinate des Einschußpunktes variiert werden konnte, installiert, siehe Abbildung 3.8. Die von der Vieldrahtproportionalzählkammer MWPC1 in y_{CERN} -Richtung gemessenen Positionen Δy_{MWPC1} der Teilchen zeigen, ist dieser lineare Zusammenhang nur jeweils für die Bereiche $-18\text{cm} \leq y_{CERN} \leq -5\text{cm}$ und $0\text{cm} \leq y_{CERN} \leq 20\text{cm}$ erfüllt. Bei der Durchführung der Meßreihe D nahm die Intensität des H6-Teststrahls stark ab, als die y_{CERN} -Koordinate des Einschußpunktes von 0cm auf -5cm verändert wurde. Es war zunächst unbekannt, daß dies durch einen im H6-Teststrahl stehenden Eisenblock verursacht wurde. Daher wurde versucht, die Intensität des H6-Teststrahls durch Nachjustieren seiner Optik zu verbessern. Die in Abbildung 5.16 sichtbaren Abweichungen von einem linearen Zusammenhang und damit die unterschiedlichen Werte für den Parameter \mathcal{D} könnten darauf zurückzuführen sein, daß nach Entfernen des Eisenblocks die ursprüngliche Optik des H6 Teststrahls nicht genau reproduziert werden konnte.

Das beschriebene Verfahren zur Bestimmung des Istwertes der y_{CERN} -Koordinate des Einschußpunktes war nur für die Meßreihe D anwendbar, da für die anderen vertikalen Meßreihen keine entsprechenden Analysen der experimentellen Daten durchgeführt wurden. Bei der Simulation der Meßreihen E und F wurden die Verteilungen der Abstände der Teilchen von der Sollposition durch eine Gaußfunktion mit Mittelwert $\mu = 0\text{cm}$ und der Standardabweichung $\sigma = 5\text{mm}$ angenähert.

5.2.2 Vergleich der bei den vertikalen Meßreihen gemessenen Ladungen mit Resultaten der Simulation

Die Meßreihe D dient der Untersuchung des BBE-Moduls. In Abbildung 5.17 sind die hierbei im gesamten BBE-Modul gemessenen Ladungen Q [Bor92] mit Resultaten der Simulation verglichen. Da die experimentellen Werte für die Meßreihe D bereits auf die zeitabhängige Verunreini-

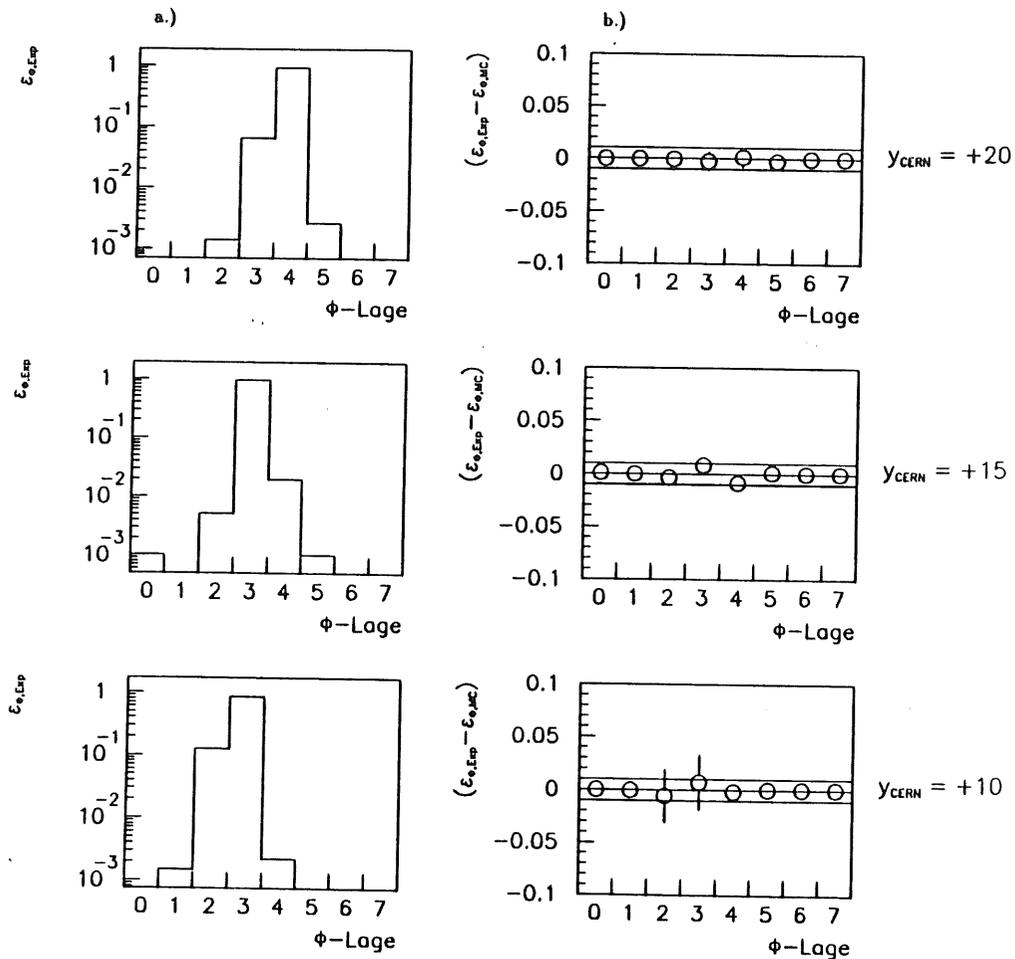


Abbildung 5.13: a.) Anteile $\epsilon_{\phi,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $y_{CERN} = +20$ cm, $+15$ cm, $+10$ cm der Meßreihe D und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{\phi,Exp}$ und $\epsilon_{\phi,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

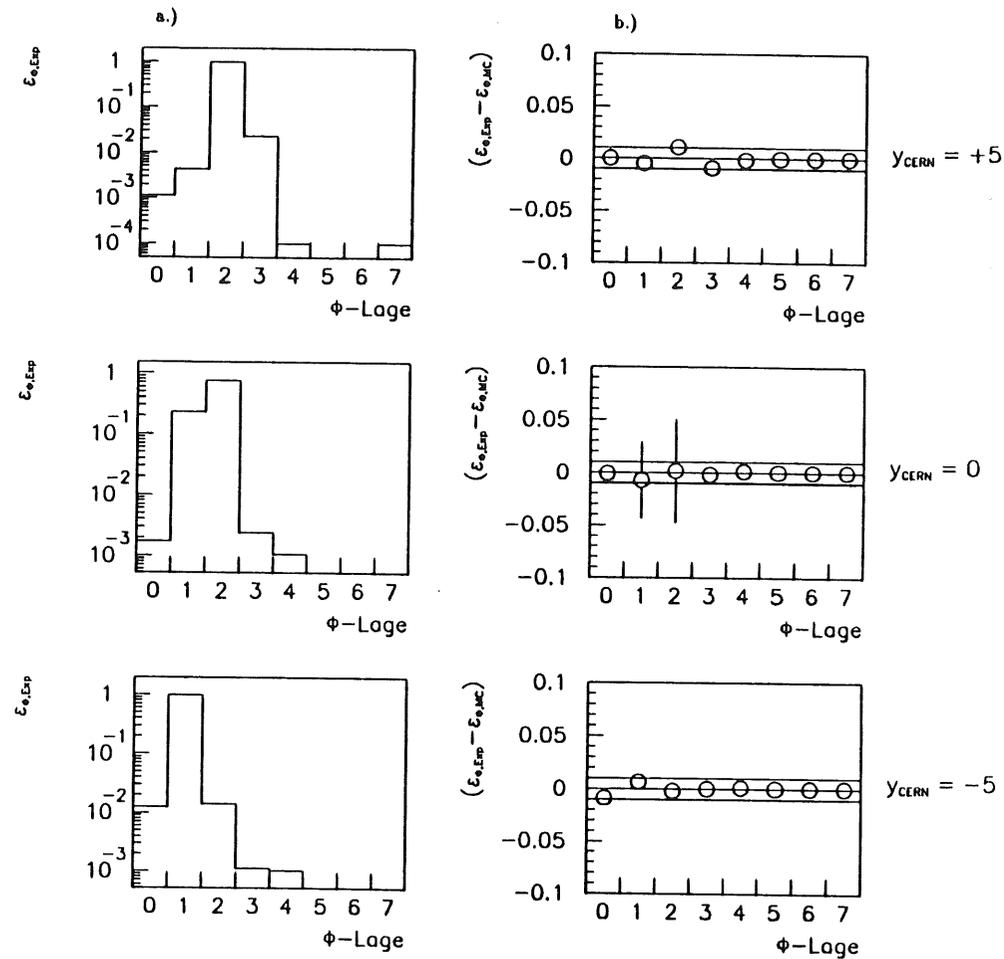


Abbildung 5.14: a.) Anteile $\epsilon_{\phi,Exp}$ [Bor92] für die Einschüßpunkte $y_{CERN} = +5$ cm, 0 cm, -5 cm der Meßreihe D und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{\phi,Exp}$ und $\epsilon_{\phi,MC}$ für diese Einschüßpunkte.

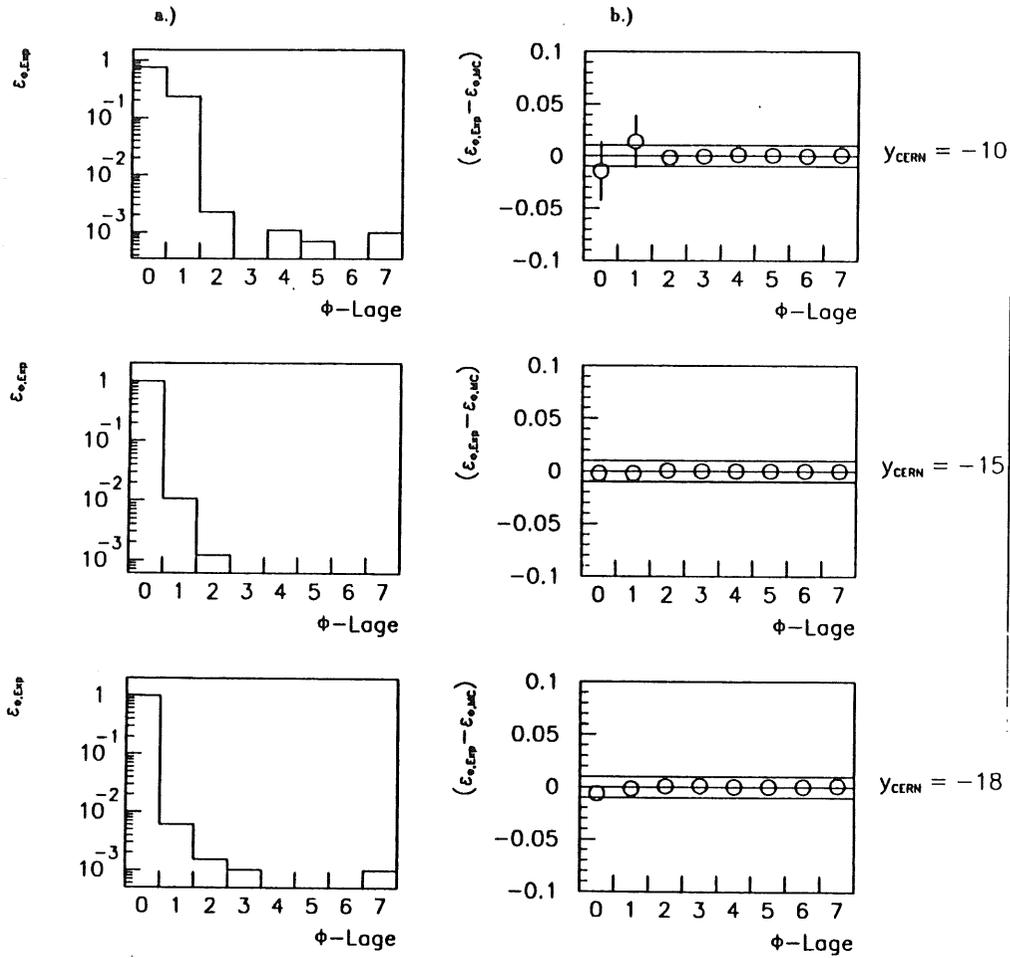


Abbildung 5.15: a.) Anteile $\epsilon_{\phi,Exp}$ [Bor92] für die Einschubpunkte $y_{CERN} = -10$ cm, -15 cm, -18 cm der Meßreihe D und b.) Vergleich zwischen den Anteilen $\epsilon_{\phi,Exp}$ und $\epsilon_{\phi,MC}$ für diese Einschubpunkte.

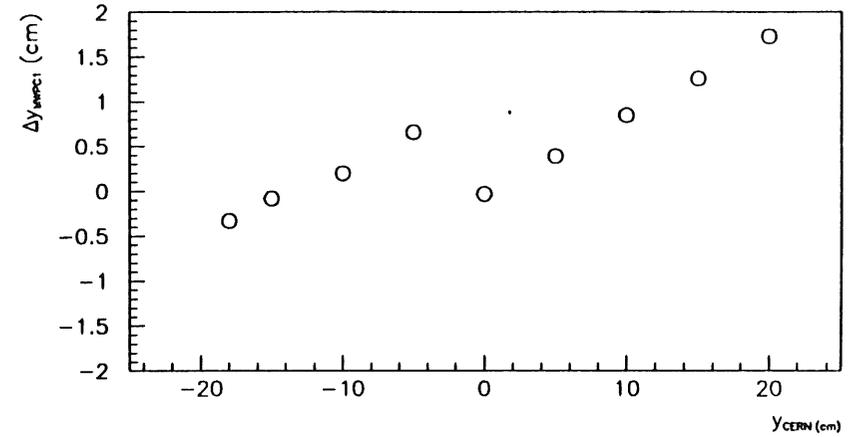


Abbildung 5.16: Mittelwerte der mit der Vieldrahtproportionalkammer MWPC1 bei der Meßreihe D gemessenen Positionen Δy_{MWPC1} der Teilchen des H6-Teststrahles [Bor92].

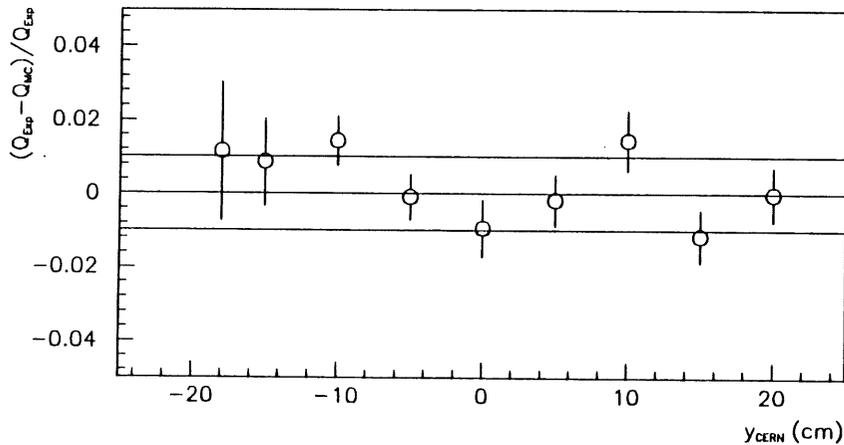
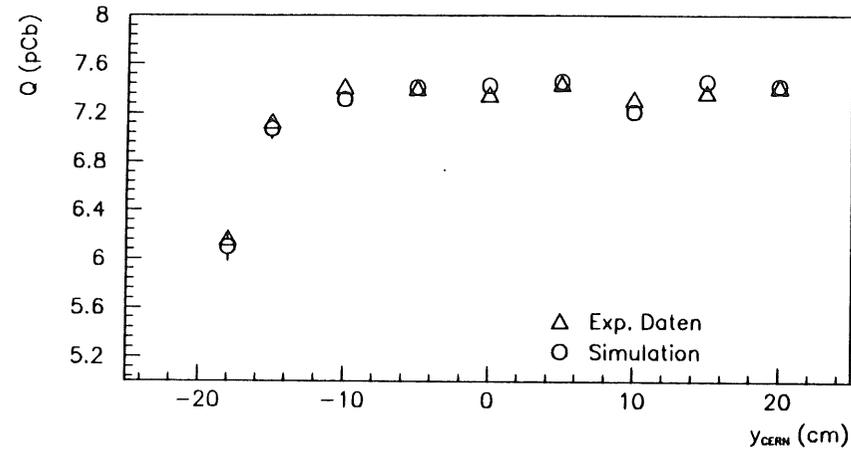


Abbildung 5.17: Vergleich der bei der Meßreihe D im gesamten BBE-Modul gemessenen Ladungen Q [Bor92] mit Resultaten der Simulation.

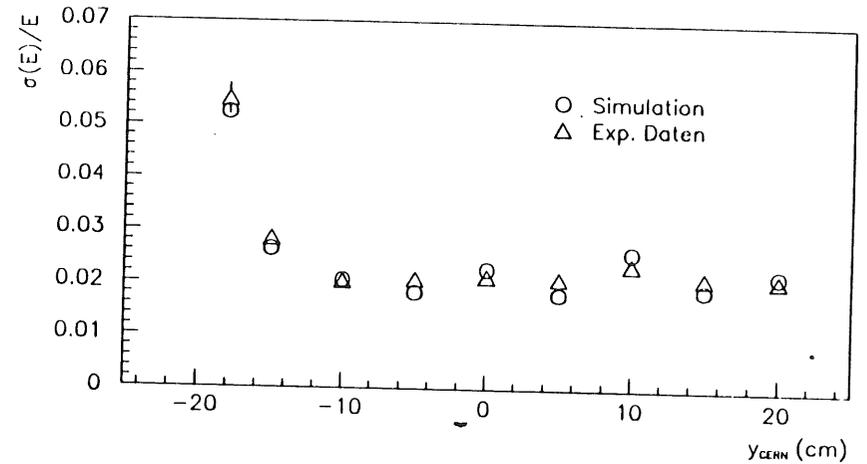


Abbildung 5.18: Vergleich der Standardabweichungen σ der Gaußfunktionen, die an die Verteilungen der bei der Meßreihe D gemessenen Ladungen Q [Bor92] angepaßt wurden, mit Resultaten der Simulation.

gung des flüssigen Argons korrigiert waren, war keine entsprechende Korrektur der Resultate der Simulation notwendig. Die gezeigten Daten sind mit einer maximalen Abweichung von einem Prozent zwischen den experimentellen Werten und den Resultaten der Simulation verträglich. Bei sehr kleinen y_{CERN} -Werten steigt der in Abbildung 4.7 mit B_4 bezeichnete Beitrag zu den Leckverlusten an. Hieraus resultiert ein entsprechender Abfall der gemessenen Ladung Q . An die Verteilungen der bei den einzelnen Einschubpunkten gemessenen Ladungen wurde je eine Gaußfunktion angepaßt. Deren Standardabweichungen σ [Bor92] sind in Abbildung 5.18 mit den entsprechenden aus der Simulation rekonstruierten Standardabweichungen verglichen. Neben der durch die Leckverluste bedingten Vergrößerung der Standardabweichungen σ bei kleinen y_{CERN} -Werten ist ein geringer Anstieg von σ an der Stelle $y_{CERN} = +10\text{cm}$ sichtbar. Dieser Anstieg ist durch die an dieser Stelle vorhandene Stahlstange des BBE-Moduls bedingt, die zusätzliche Fluktuationen der im BBE-Modul gemessenen Ladung Q verursacht. Eine genaue Untersuchung der Region in der Nähe einer Stahlstange wird in Kapitel 6 durchgeführt.

Bei der Meßreihe E lagen die Maxima der elektromagnetischen Schauer in der Nähe des Übergangsbereiches zwischen den beiden untersuchten Modulen. Abbildung 5.19 zeigt den Vergleich der bei dieser Meßreihe gemessenen Ladungen Q mit entsprechenden aus der Simulation rekonstruierten Werten. Analog zur Meßreihe D ist ein Abfall der gemessenen Ladungen Q bei kleinen y_{CERN} -Werten sichtbar, der auf Leckverluste zurückzuführen ist. Bei $y_{CERN} = -15\text{cm}$ und $y_{CERN} = +5\text{cm}$ wird, wie Abbildung 5.20 zeigt, Energie in einer der Seitenplatten des CBE-Moduls deponiert. Da diese Energie keiner Messung zugänglich ist, sinkt die gemessene Ladung an diesen Stellen entsprechend ab.

Abbildung 5.21 zeigt den Vergleich der bei der Meßreihe F, bei der die Schauer im wesentlichen im CBE-Modul enthalten sind, gemessenen Ladung Q mit den aus der Simulation erhaltenen Resultaten. Wiederum ist ein durch Leckverluste bedingter Abfall der gemessenen Ladung bei

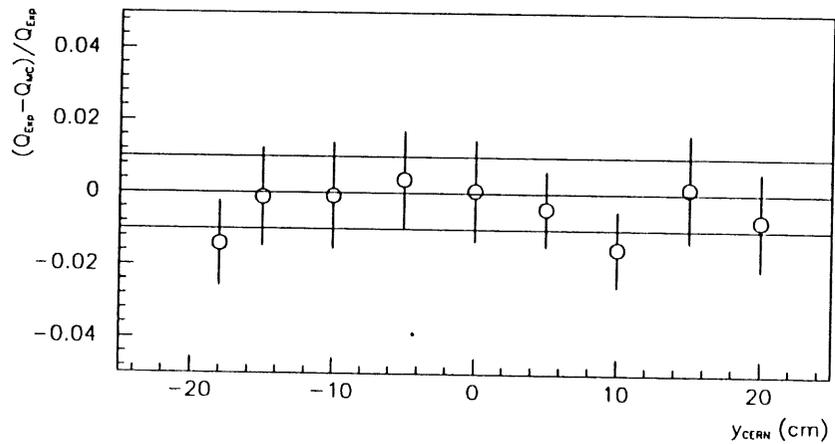
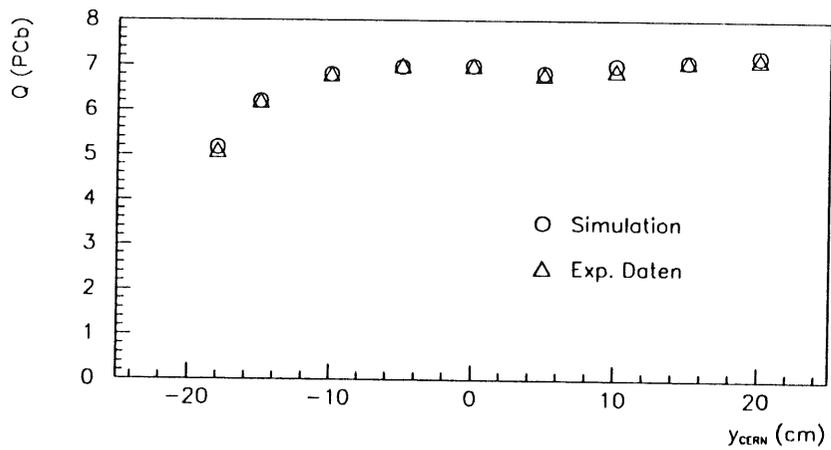


Abbildung 5.19: Vergleich der bei der Meßreihe E in den beiden untersuchten Moduln gemessenen Ladungen Q [Lap91] mit Resultaten der Simulation.

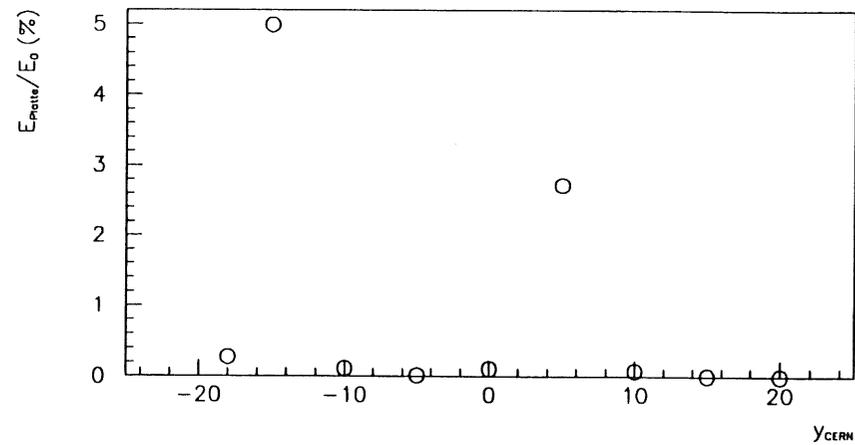


Abbildung 5.20: In der Seitenplatte des CB1E-Moduls deponierte Energie E_{Platte} in Abhängigkeit von y_{CERN} . Gezeigt sind Ergebnisse einer Simulation der Meßreihe E.

kleinen y_{CERN} -Werten sichtbar. Die Ursache für die Abweichungen zwischen dem Experiment und der Simulation bei $y_{CERN} = +5\text{cm}$ und $y_{CERN} = +15\text{cm}$ ist ungeklärt.

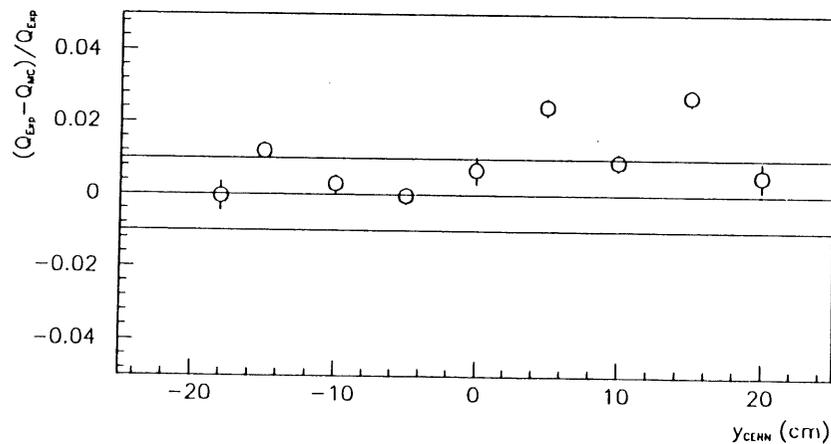
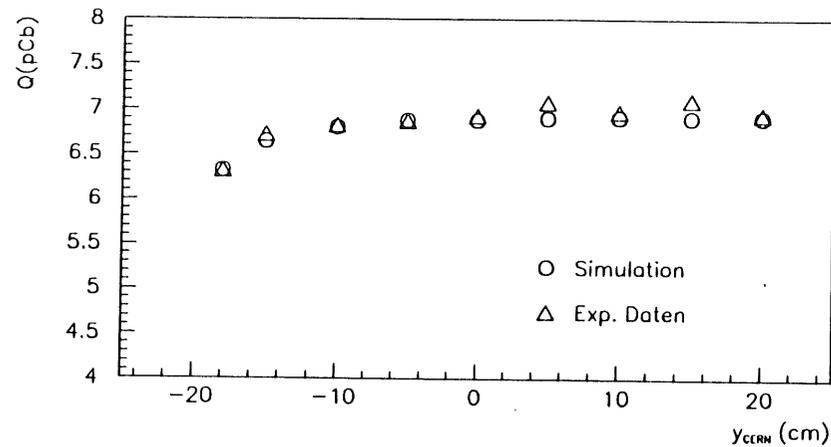


Abbildung 5.21: Vergleich der bei der Meßreihe F in den beiden untersuchten Modulen gemessenen Ladungen Q [Lap91] mit Resultaten der Simulation

Kapitel 6

Einfluß der Stahlstangen auf das Signal des BBE-Kalorimeters

Jedes BBE-Modul besitzt neun Stahlstangen, auf denen die Distanzscheiben aufgereiht sind, die die Breite der Flüssig-Argon-Schichten definieren, siehe Abschnitt 3.1.1. Die Positionen der Stahlstangen sind aus Abbildung 6.1 ersichtlich. Abbildung 6.2 zeigt einen Schnitt durch die Region in der Nähe einer Stahlstange. Die Radien der einzelnen in Abbildung 6.2 gezeigten Materialien sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Die Stahlstangen und die Distanzscheiben verdrängen das flüssige Argon. Erzeugt ein Teilchen mit der Primärenergie E_0 einen elektromagnetischen Schauer in der Nähe einer Stahlstange, so wird, verglichen mit einem Schauer, der durch ein Teilchen mit der gleichen Primärenergie E_0 in großer Entfernung von einer Stahlstange erzeugt wird, eine zu geringe Ladung Q auf den Ausleseplatten gesammelt. Verstärkt wird dieser Effekt dadurch, daß zur Vermeidung von Kurzschlüssen das Kupfer der Ausleseplatten und das HRC der Hochspannungsplatten in einem Radius von 8mm um die Mittelachse einer Stahlstange ausgespart ist. Hierdurch entsteht eine zusätzliche Region, die nicht ausgelesen werden kann.

Um die Störungen in der Ladungssammlung, die durch die Stahlstangen erzeugt werden, zu kompensieren, ersetzen Aluminiumringe in der Nähe einer Stahlstange das Blei der Absorberplatten. Die Teilchen eines elektromagnetischen Schauers deponieren innerhalb des Aluminiums eine geringere Energie als in Blei. Somit verschieben die Aluminiumringe die Entwicklung der elektromagnetischen Schauer aus der Region in der Nähe der Stahlstange in solche Bereiche, in denen eine ungestörte Ladungssammlung stattfinden kann.

	innerer Radius R_I (cm)	äußerer Radius R_A (cm)
Stahlstange	—	0,2
Teflonschlauch	0,2	0,3
Distanzscheiben	0,325	0,6
Aluminiumringe	0,4	1,0

Tabelle 6.1: Innere und äußere Radien der in Abbildung 6.2 gezeigten Materialien in der Nähe einer Stahlstange eines BBE-Moduls.

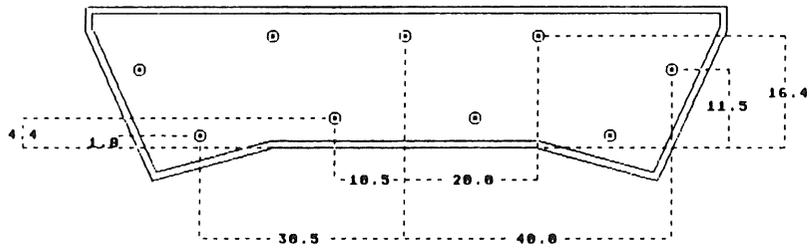


Abbildung 6.1: Positionen der Stahlstangen innerhalb eines BBE-Moduls. Bemaßung in cm.

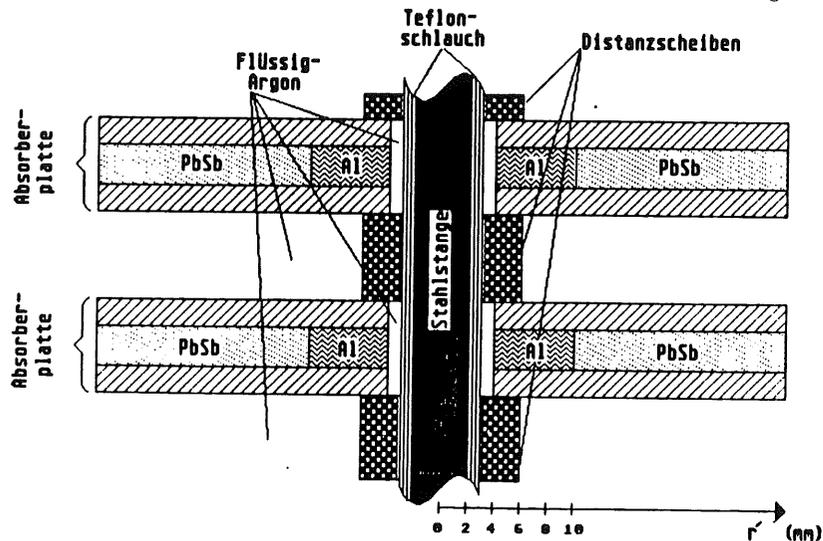


Abbildung 6.2: Schnitt durch die Region in der Nähe einer Stahlstange eines BBE-Moduls. Die Schichtstruktur der Absorberplatten ist vereinfacht dargestellt. Die Radien der einzelnen Materialien sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

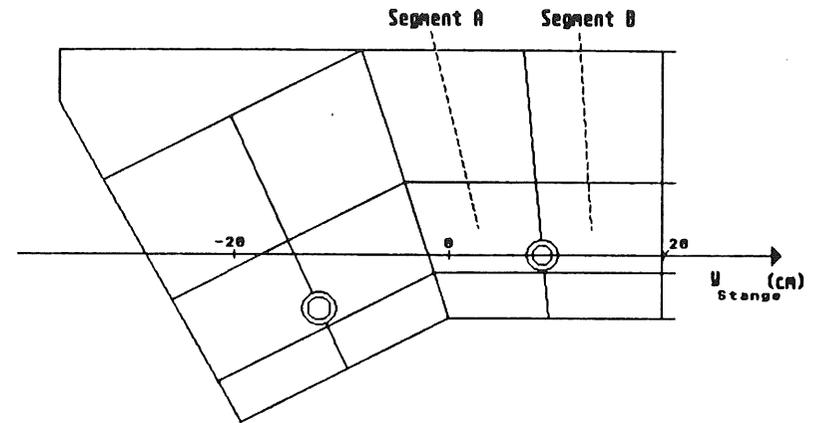


Abbildung 6.3: Skizze einer Ausleseplatte eines BBE-Moduls. Untersucht wurde die Stahlstange, die zwischen den ϕ -Lagen 2 und 3 des BBE-Moduls liegt.

Die Größe der Aluminiumringe wurde in einer Analyse von U. Lenhardt [Len89] für das FB2E-Kalorimeter des H1-Detektors optimiert. Für den äußeren Radius der Aluminiumringe ergab sich $R_A = 1\text{cm}$. Der innere Radius von $R_I = 0,4\text{cm}$ war vorgegeben. Da eine entsprechende Analyse für das BBE-Kalorimeter aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden konnte, wurden diese Radien für die Aluminiumringe des BBE-Kalorimeters übernommen.

In diesem Kapitel soll der Einfluß der Detektorgeometrie in der Nähe einer Stahlstange auf das Signal eines BBE-Moduls anhand von Simulationen untersucht werden. Testmessungen am CERN wurden hierzu nicht durchgeführt.

6.1 Wirkung der Detektorgeometrie in der Nähe einer Stahlstange auf die Entwicklung von elektromagnetischen Schauern

In den folgenden Untersuchungen dieses Kapitels wird die Stahlstange des BBE-Moduls untersucht, die zwischen den ϕ -Lagen 2 und 3 des BBE-Moduls liegt, siehe Abbildung 6.3. Die im folgenden benutzte Koordinate y_{Stange} gibt an, an welcher Stelle die Achse eines elektromagnetischen Schauers die in Abbildung 6.3 gezeigte y_{Stange} -Achse schneidet.

Um den Einfluß der Detektorgeometrie in der Nähe einer Stahlstange auf das Signal eines BBE-Moduls zu untersuchen, wurden in der Simulation Elektronen mit einer Primärenergie von $E_0 = 30\text{GeV}$ in das BBE-Modul eingeschossen. Der Einschuwinkel $\hat{\theta}$ gegen die Normale auf die Absorberplatten des BBE-Moduls betrug $\hat{\theta} = 32^\circ$. Dies entspricht im H1-Detektor einem Polarwinkel θ von 148° , unter dem vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen in ein BBE-Modul gelangen können. Relativ zur y_{Stange} -Richtung wurden die primären Teilchen bei dieser Untersuchung senkrecht eingeschossen, so daß die in Abbildung 6.4 und Abbildung 6.5

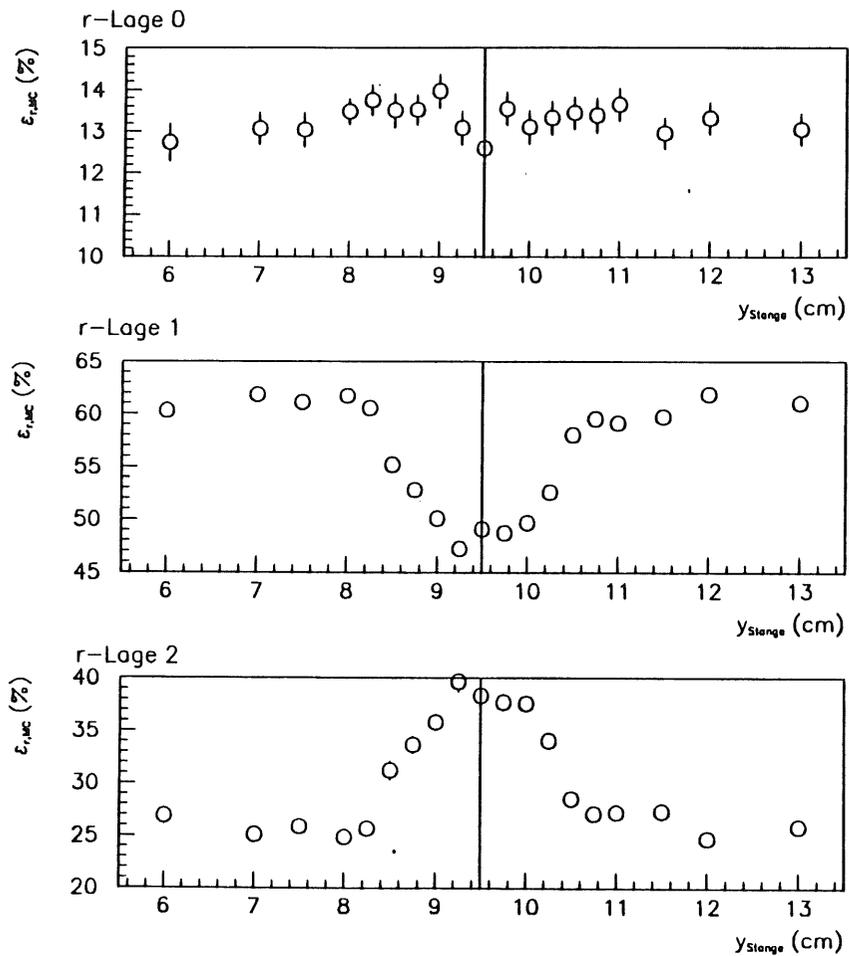


Abbildung 6.4: Aus der Simulation erhaltene Anteile $\epsilon_{r,MC}$ der Energiedeposition in den einzelnen r -Lagen des BBE-Moduls an der im gesamten BBE-Modul deponierten Energie.

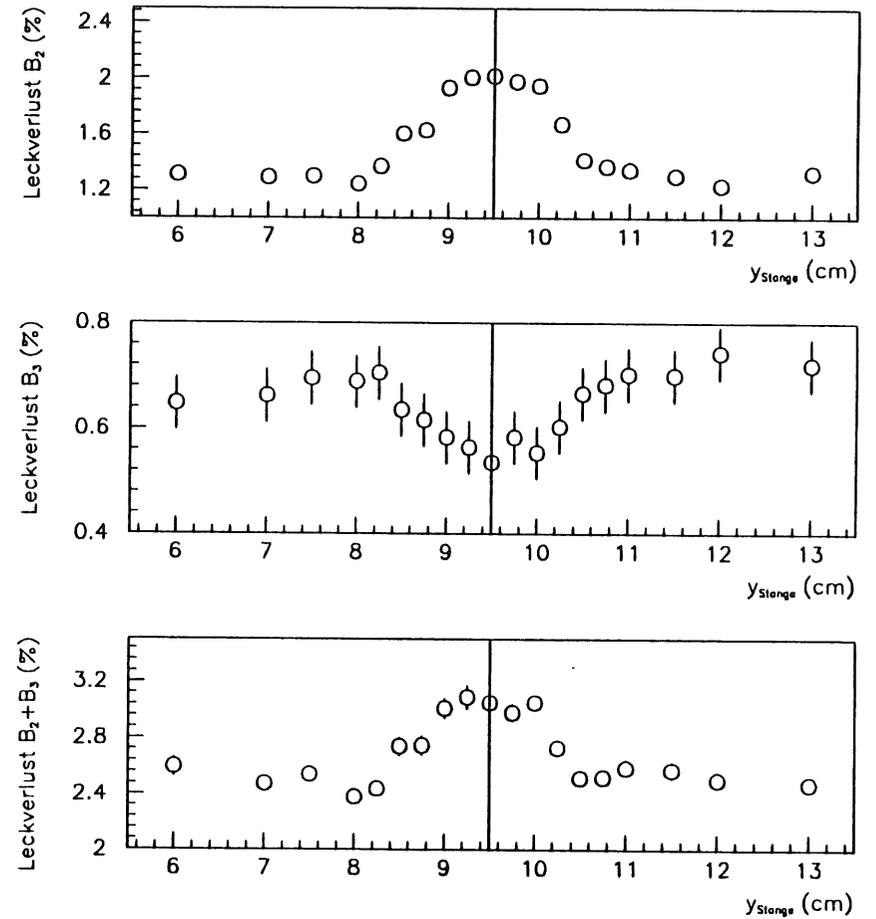


Abbildung 6.5: Aus der Simulation erhaltene Leckverluste B_2 , B_3 sowie deren Summe in Abhängigkeit von der Koordinate y_{Stange} . Die Definition dieser Leckverluste zeigt Abbildung 4.9.

gezeigten Ergebnisse symmetrisch zu der Stelle $y_{Stange}=9,5\text{cm}$ sind, an der sich die Mittelachse der untersuchten Stahlstange befindet.

Nach V. Brisson [Bri87] befinden sich im H1-Detektor aufgrund anderer Detektorkomponenten vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen 1,3 bis 1,7 Strahlungslängen nicht auslesbaren Vormaterials vor den BBE-Moduln. Die schon in den vorherigen Kapiteln zur Simulation des Vormaterials benutzte Stahlplatte, siehe Abbildung 3.13, entspricht für die Polarwinkel θ , unter denen vom Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors kommende Teilchen in die BBE-Moduln gelangen, 1,2 bis 1,7 Strahlungslängen. Die Stahlplatte wurde daher für die weiteren Untersuchungen zur Simulation des Vormaterials beibehalten.

Abbildung 6.4 zeigt die erhaltenen Anteile $\varepsilon_{r,MC}$ der Energiedeposition in den einzelnen r -Lagen des BBE-Moduls an der im gesamten BBE-Modul deponierten Energie. Während der Anteil $\varepsilon_{r,MC}$ für die r -Lage 0 auch bei einem Einschub auf die Stahlstange unverändert bleibt, sinkt $\varepsilon_{r,MC}$ für die r -Lage 1 in der Nähe der Stahlstange ab. Gleichzeitig steigt $\varepsilon_{r,MC}$ für die r -Lage 2. Dies zeigt, daß die Entwicklung elektromagnetischer Schauer durch die Aluminiumringe verzögert wird und sich dadurch das Schauermaximum in Richtung der r -Lage 2 bewegt. Da sich die untersuchten Aluminiumringe in der r -Lage 1 des BBE-Moduls befinden und meist nur Teilchen mit niedriger Energie aus der r -Lage 1 in die r -Lage 0 zurückgestreut werden, entspricht der geringe Einfluß der Aluminiumringe auf $\varepsilon_{r,MC}$ für die r -Lage 0 der Erwartung.

Durch die Verschiebung des Schauermaximums durch die Aluminiumringe verändern sich die Leckverlustbeiträge B_2 und B_3 , siehe Abbildung 4.9. Wie Abbildung 6.5 zeigt, steigt B_2 für solche Einschubpunkte, bei denen die Schauerachse die Aluminiumringe durchquert, an, da sich das Schauermaximum näher zur entsprechenden Grenzfläche des BBE-Moduls verschiebt. Der Leckverlustbeitrag B_3 sinkt gleichzeitig ab, da sich das Schauermaximum von der zugehörigen Grenzfläche entfernt.

6.2 Untersuchung des im H1-Detektor erhaltenen Signales bei einem Einschub in die Nähe einer Stahlstange.

Um zu untersuchen, welchen Einfluß die Stahlstangen des BBE-Moduls auf die im H1-Detektor gemessenen Signale haben, wurde der Einschub von 30GeV -Elektronen auf das BBE-Modul simuliert. Der Startpunkt der primären Teilchen entsprach dem Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors, ihre Flugrichtung einem Polarwinkel von $\theta = 148^\circ$, siehe Abbildung 1.4.

Abbildung 6.6 zeigt die aus der Simulation rekonstruierte Energie $E_{rek,MC}$ in Abhängigkeit von der Koordinate y_{Stange} . Durch die vorhandenen Aluminiumringe fällt $E_{rek,MC}$, verglichen mit Einschüssen, bei denen keine Störung durch eine Stahlstange stattfindet, nur um bis zu 5,5% ab. Für ein FB2E-Modul beträgt der entsprechende Signalverlust nach U. Lenhardt [Len89] nur 3%. Dieses kann durch die unterschiedliche Bauart der BBE- und FB2E-Module erklärt werden. Die Abmessungen eines FB2E-Moduls¹ sind größer als die eines BBE-Moduls. Daher sollte der Anstieg der Leckverluste B_2 , die für das BBE-Modul in Abbildung 6.5 gezeigt sind, bei einem FB2E-Modul geringer und somit eine bessere Kompensation der Signalverluste möglich sein.

Die Einteilung einer Ausleseplatte eines BBE Moduls in r - ϕ -Segmente gestattet, zu überprüfen, ob ein elektromagnetischer Schauer in der Nähe einer Stahlstange stattgefunden hat. Daher konnte ein Algorithmus entwickelt werden, mit dem die Störung durch die Stahlstangen vermindert werden kann. Dieser Algorithmus wird im folgenden beschrieben.

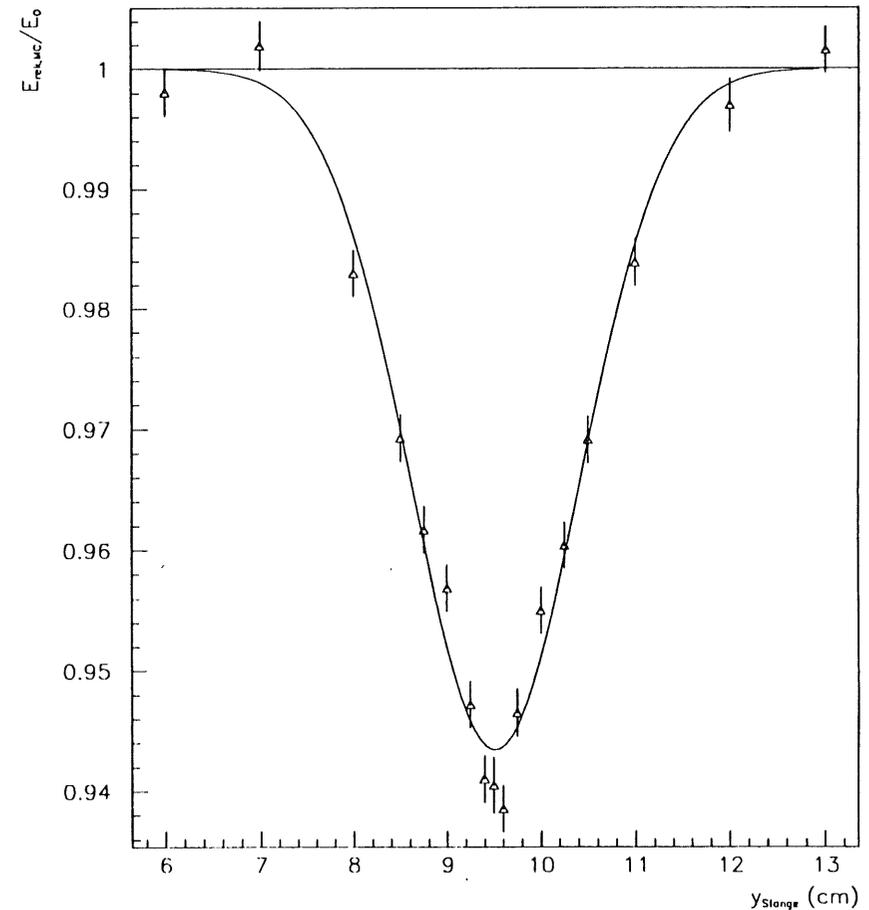


Abbildung 6.6: Aus der Simulation rekonstruierte Energie $E_{rek,MC}$ in Abhängigkeit von der Koordinate y_{Stange}

¹Für Details siehe [Bor87,Len89]

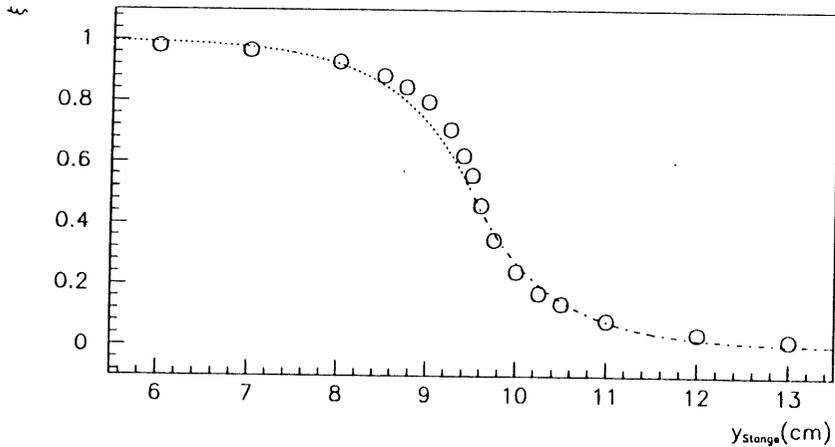


Abbildung 6.7: ξ in Abhängigkeit von y_{Stange} . Die Linien zeigen eine Anpassung der Funktion 6.11 an die gezeigten Daten.

6.2.1 Algorithmus zur Korrektur auf die Störung durch die Stahlstangen

An die in Abbildung 6.6 in Abhängigkeit von y_{Stange} gezeigten Werte für $E_{rek,MC}/E_0$ wurde eine Funktion der Form

$$\frac{E_{rek,MC}}{E_0} = 1 - q_1 \exp\left(-\frac{(y_{Stange} - q_2)^2}{2q_3^2}\right) \quad (6.1)$$

angepaßt. Für die Anpassungsparameter q_1, q_2 und q_3 ergeben sich die in Tabelle 6.2 gezeigten Werte.

q_1	$(0,0565 \pm 0,0009)$
q_2	$(9,51 \pm 0,02)\text{cm}$
q_3	$(0,90 \pm 0,02)\text{cm}$

Tabelle 6.2: Werte der Parameter q_1, q_2 und q_3 , die sich bei einer Anpassung der Funktion 6.1 an die in Abbildung 6.6 gezeigten Daten ergaben.

Um zu erkennen, ob ein elektromagnetischer Schauer in der Nähe einer Stahlstange stattgefunden hat, wird die Meßgröße

$$\xi(y_{Stange}) = \frac{E_{dep,Ar}^A}{E_{dep,Ar}^A + E_{dep,Ar}^B} \quad (6.2)$$

definiert. Hierbei ist $E_{dep,Ar}^A$ ($E_{dep,Ar}^B$) die Energie, die in dem in Abbildung 6.3 mit Segment A (B) bezeichneten r - ϕ -Segment deponiert wird. Abbildung 6.7 zeigt die aus der Simulation für

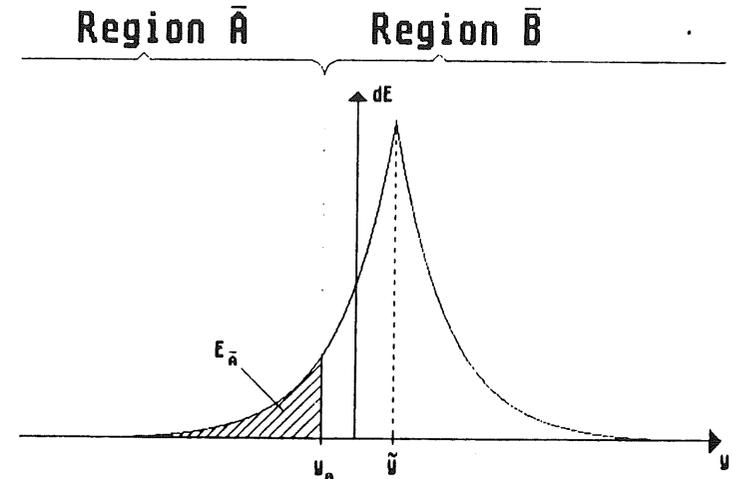


Abbildung 6.8: Skizze zur im Text beschriebenen Berechnung von ξ .

ξ bestimmten Werte in Abhängigkeit von y_{Stange} . Diese Abhängigkeit kann durch das folgende eindimensionale Modell näherungsweise beschrieben werden, siehe hierzu Abbildung 6.8: Es sei \bar{y} der Ort an dem sich die Achse eines elektromagnetischen Schauers befindet. Abbildung 2.4 legt nahe, die Abhängigkeit der Energiedeposition vom Abstand zur Achse eines elektromagnetischen Schauers durch eine Exponentialfunktion anzunähern. Daher gelte für die Energie dE , die zwischen y und $y + dy$ deponiert wird:

$$dE = \frac{E_0}{2v} \begin{cases} \exp((y - \bar{y})/v) dy & , \text{ falls } y \leq \bar{y} \\ \exp(-(y - \bar{y})/v) dy & , \text{ falls } y \geq \bar{y} \end{cases} \quad (6.3)$$

Bezeichnet A (B) abkürzend das Intervall $-\infty < y \leq y_0$ ($y_0 \leq y < \infty$), so sei $\bar{\xi}$ gegeben durch

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = \frac{E_{dep}^A}{E_{dep}^A + E_{dep}^B} \quad (6.4)$$

E_{dep}^A (E_{dep}^B) ist dabei die in A (B) deponierte Energie. Für $y_0 \leq \bar{y}$ ist

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = \frac{\frac{E_0}{2v} \int_{-\infty}^{y_0} e^{(y-\bar{y})/v} dy}{\frac{E_0}{2v} \left(\int_{-\infty}^{y_0} e^{(y-\bar{y})/v} dy + \int_{y_0}^{\infty} e^{-(y-\bar{y})/v} dy \right)} \quad (6.5)$$

Hieraus folgt

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = \frac{\frac{E_0}{2v} \int_{-\infty}^{y_0} e^{(y-\bar{y})/v} dy}{E_0} \quad (6.6)$$

und

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = \frac{1}{2} e^{-(\bar{y}-y_0)/v} \quad (6.7)$$

Falls $y_0 \geq \bar{y}$ ist, folgt

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = \frac{\frac{E_0}{2v} \left(\int_{-\infty}^{\bar{y}} e^{(v-\bar{y})/v} dy + \int_{\bar{y}}^{y_0} e^{-(v-\bar{y})/v} dy \right)}{\frac{E_0}{2v} \left(\int_{-\infty}^{\bar{y}} e^{(v-\bar{y})/v} dy + \int_{\bar{y}}^{\infty} e^{-(v-\bar{y})/v} dy \right)} \quad (6.8)$$

und

$$\xi(\bar{y}) = \frac{\frac{E_0}{2v} \left(\int_{-\infty}^{\bar{y}} e^{(v-\bar{y})/v} dy + \int_{\bar{y}}^{y_0} e^{-(v-\bar{y})/v} dy \right)}{E_0} \quad (6.9)$$

Hieraus ergibt sich

$$\bar{\xi}(\bar{y}) = 1 - \frac{1}{2} e^{-(y_0 - \bar{y})/v} \quad (6.10)$$

Nach den gemachten Überlegungen sollte sich somit $\xi(y_{Stange})$ näherungsweise durch

$$\xi(y_{Stange}) \simeq \begin{cases} \frac{1}{2} e^{-(y_{Stange} - y_0)/v} & , \text{falls } y_{Stange} \geq y_0 \\ 1 - \frac{1}{2} e^{(y_{Stange} - y_0)/v} & , \text{falls } y_{Stange} \leq y_0. \end{cases} \quad (6.11)$$

beschreiben lassen.

An die in Abbildung 6.7 für ξ gezeigten Werte wurde eine Funktion nach Gleichung 6.11 angepaßt. Für den Anpassungsparameter v ergab sich $v = (0,82 \pm 0,20) \text{cm}$. Der Wert von $y_0 = 9,5 \text{cm}$ ist durch die Lage der Stahlstange vorgegeben.

Zur Verminderung des durch die Stahlstange erzeugten Signalverlustes wird für jeden einzelnen Schauer überprüft, ob der größte Anteil $\varepsilon_{\phi,MC}$ der Energiedeposition in einer ϕ -Lage an der im gesamten BBE-Modul deponierten Energie in der ϕ -Lage 2 oder 3 vorhanden ist. Ist dies der Fall, so wird aus der Meßgröße ξ die y_{Stange} -Position des Schauers rekonstruiert. Aus Gleichung 6.11 folgt

$$y_{Stange} = \begin{cases} y_0 - v \ln(2\xi) & \text{für } \xi \leq 0,5 \\ y_0 + v \ln(2(1-\xi)) & \text{für } \xi \geq 0,5 \end{cases} \quad (6.12)$$

Aus Gleichung 6.1 ergibt sich die korrigierte Energie E_{korr} zu

$$E_{korr} = E_{rek,MC} + E_0 q_1 \exp\left(-\frac{(y_{Stange} - q_2)^2}{2q_3^2}\right) \quad (6.13)$$

Die Primärenergie E_0 wäre bei einer Messung unbekannt. Somit kann Gleichung 6.13 nur durch Iteration gelöst werden. Ist $E_{korr}^{(i)}$ der nach der i -ten Iteration für die korrigierte Energie erhaltene Wert, so gilt

$$E_{korr}^{(i+1)} \simeq E_{rek,MC} + E_{korr}^{(i)} q_1 \exp\left(-\frac{(y_{Stange} - q_2)^2}{2q_3^2}\right) \quad (6.14)$$

Als Startwert für die Iteration nach Gleichung 6.14 wurde die ohne Korrektur aus der Simulation rekonstruierte Energie gewählt: $E_{korr}^{(0)} = E_{rek,MC}$. Die Iteration wurde abgebrochen, falls die Bedingung

$$\frac{E_{korr}^{(i+1)} - E_{korr}^{(i)}}{E_{korr}^{(i+1)}} \leq 10^{-5} \quad (6.15)$$

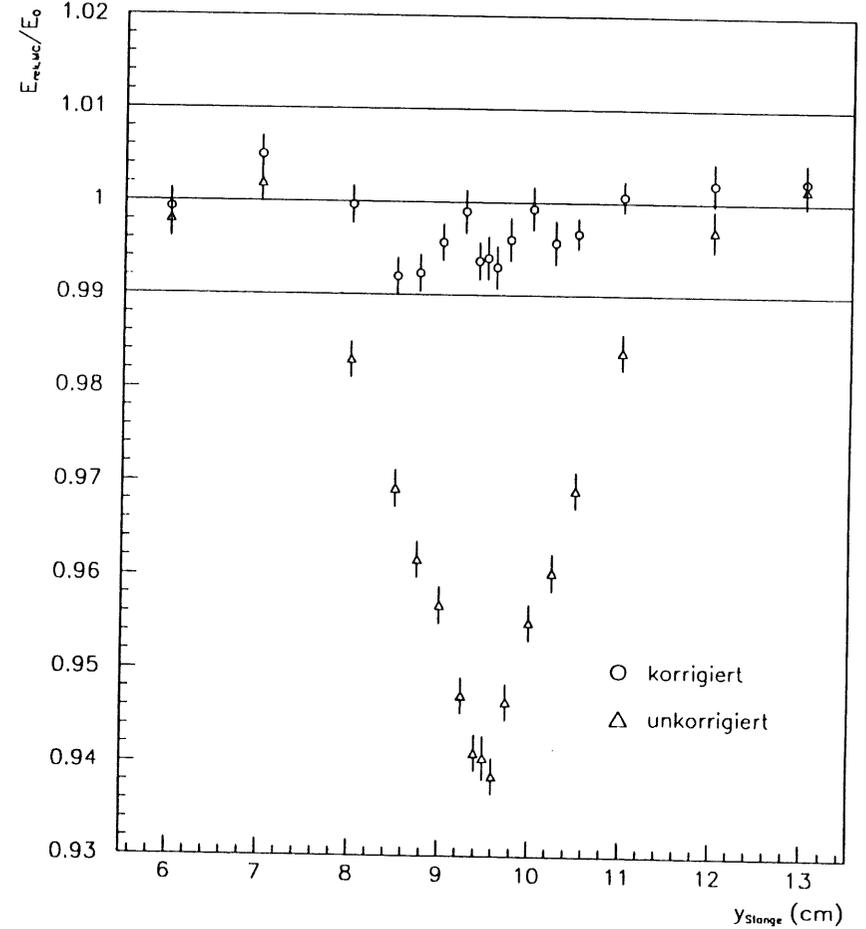


Abbildung 6.9: Vergleich der nach Anwendung des Korrekturalgorithmus aus der Simulation rekonstruierten Energie mit unkorrigierten Resultaten. Aufgetragen sind die rekonstruierten Energien in Abhängigkeit von y_{Stange} .

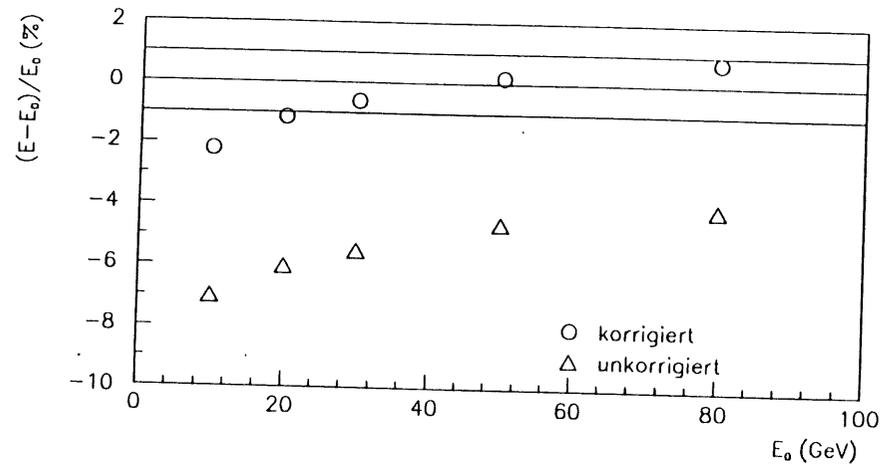


Abbildung 6.10: Abweichung der nach Anwendung des Korrekturalgorithmus aus der Simulation rekonstruierten Energie E_{korrr} von der Primärenergie E_0 . Aufgetragen ist $(E_{\text{korrr}} - E_0) / E_0$ in Abhängigkeit von E_0 . Es wurde genau auf die Stahlstange eingeschossen.

erfüllt war, wozu höchstens vier Iterationsschritte ausreichten.

In Abbildung 6.9 sind die durch den beschriebenen Korrekturalgorithmus für 30GeV -Elektronen bestimmten Daten mit unkorrigierten verglichen. Nach Anwendung des Korrekturalgorithmus wird für 30GeV -Elektronen die Primärenergie auf ein Prozent genau rekonstruiert.

Um zu klären, ob der Korrekturalgorithmus auch bei anderen Primärenergien anwendbar ist, wurden vom Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors kommende Teilchen auf die Position $y_{\text{Stange}} = 9,5\text{cm}$ geschossen. Die Primärenergie der Teilchen lag dabei im Bereich $10\text{GeV} \leq E_0 \leq 80\text{GeV}$. Abbildung 6.10 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung. Während die Energien, die ohne Anwendung des Korrekturalgorithmus aus der Simulation erhalten wurden, um bis zu sieben Prozent von der Primärenergie E_0 abweichen, kann die Primärenergie E_0 bei Anwendung des Korrekturalgorithmus bei allen untersuchten Werten von E_0 auf mindestens zwei Prozent genau bestimmt werden. Sowohl für die korrigierten, als auch für die unkorrigierten Daten ist die größte Störung durch die Stahlstange bei $E_0 = 10\text{GeV}$ vorhanden. Dies liegt daran, daß bei dieser Primärenergie das Maximum der elektromagnetischen Schauer in der Stahlstange liegt. Wächst die Primärenergie an, so wandert das Schauermaximum weiter in Richtung der r-Lage 2 des BBE-Moduls und die Störung durch die Stahlstange wird geringer.

Kapitel 7

Untersuchung des Übergangs zwischen den BBE- und CB1E-Kalorimetern

Im H1-Detektor besteht zwischen den BBE- und CB1E-Moduln eine Lücke, die mit flüssigem Argon ausgefüllt ist. Die Breite δz dieser Lücke wurde von K. Borras zu $\delta z = 0,8\text{cm} - 1,4\text{cm}$ gemessen. Außerdem befindet sich in dieser Übergangsregion eine 6mm dicke Stahlplatte des Rahmens des BBE-Moduls, siehe Abschnitt 3.1.1. Durchqueren die Teilchen eines elektromagnetischen Schauers die Stahlplatte oder die Lücke zwischen den Moduln, so deponieren sie dort Energie, die keiner Messung zugänglich ist.

Eine Skizze der Detektorgeometrie beim Übergang zwischen den BBE- und CB1E-Moduln zeigt Abbildung 7.1. Die Region 2 stellt die Lücke zwischen den beiden Moduln dar. Die zur Region 3 gehörigen Absorberplatten des BBE-Moduls besitzen keinen Bleikern. Dies dient dazu, die Störungen, die durch Energiedepositionen in Region 2 oder in der Stahlplatte entstehen, partiell zu kompensieren. Durch das Fehlen des Bleikerns wird der Anteil der Energiedeposition im flüssigen Argon an der in allen Materialien des BBE-Moduls deponierten Energie lokal erhöht. Je größer die in den Flüssig-Argon-Schichten der Region 3 deponierte Energie ist, desto größer ist die durch diese Region erzeugte Kompensation.

In den folgenden Abschnitten soll untersucht werden, welche systematischen Fehler bei der Rekonstruktion von Energien auftreten können, wenn elektromagnetische Schauer den Übergang zwischen den BBE- und CB1E-Moduln durchqueren. Hierzu wurde der Einschub von Elektronen aus dem Polarwinkelbereich $141^\circ \leq \theta \leq 148^\circ$ in die BBE- und CB1E-Moduln simuliert. Die Einschubpunkte lagen zwischen den ϕ -Lagen 3 und 4 der Moduln. Der Startpunkt der Elektronen entsprach dem Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors.

7.1 Abhängigkeit der rekonstruierten Energie vom Polarwinkel unter dem das primäre Teilchen den Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors verläßt

Die aus einer simulierten Meßreihe mit 30GeV -Elektronen erhaltenen rekonstruierten Energien sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ gezeigt. Die Breite

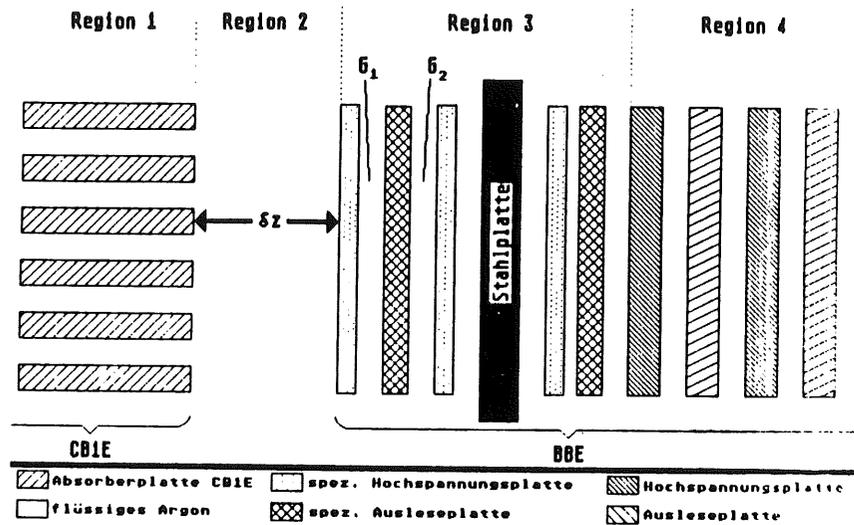


Abbildung 7.1: Nicht maßstabgerechte Skizze der Detektorgeometrie beim Übergang zwischen den BBE- und CB1E-Modul. In Region 1 liegen die Absorberplatten des CB1E-Moduls. Die Lücke zwischen den BBE- und CB1E-Modul wird als Region 2 bezeichnet. Der Region 3 genannte Bereich des BBE-Moduls soll die Störungen, die durch Energiedepositionen in Region 2 und in der Stahlplatte des BBE-Moduls entstehen, kompensieren. Die Region 4 besteht aus dem restlichen Teil des BBE-Moduls. Die speziellen Absorberplatten des BBE-Moduls enthalten keinen Bleiern.

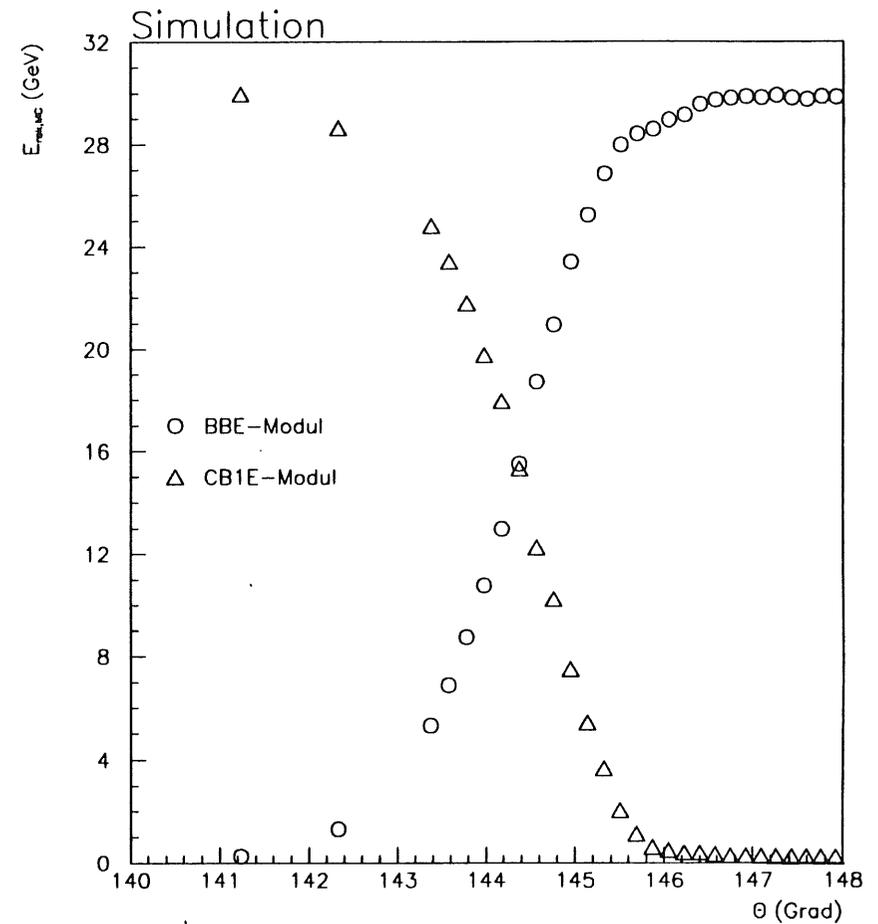


Abbildung 7.2: In den beiden Moduln rekonstruierte Energie in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ . Die Primärenergie E_0 betrug 30GeV , die Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CB1E-Modul war $\delta z = 1\text{cm}$.

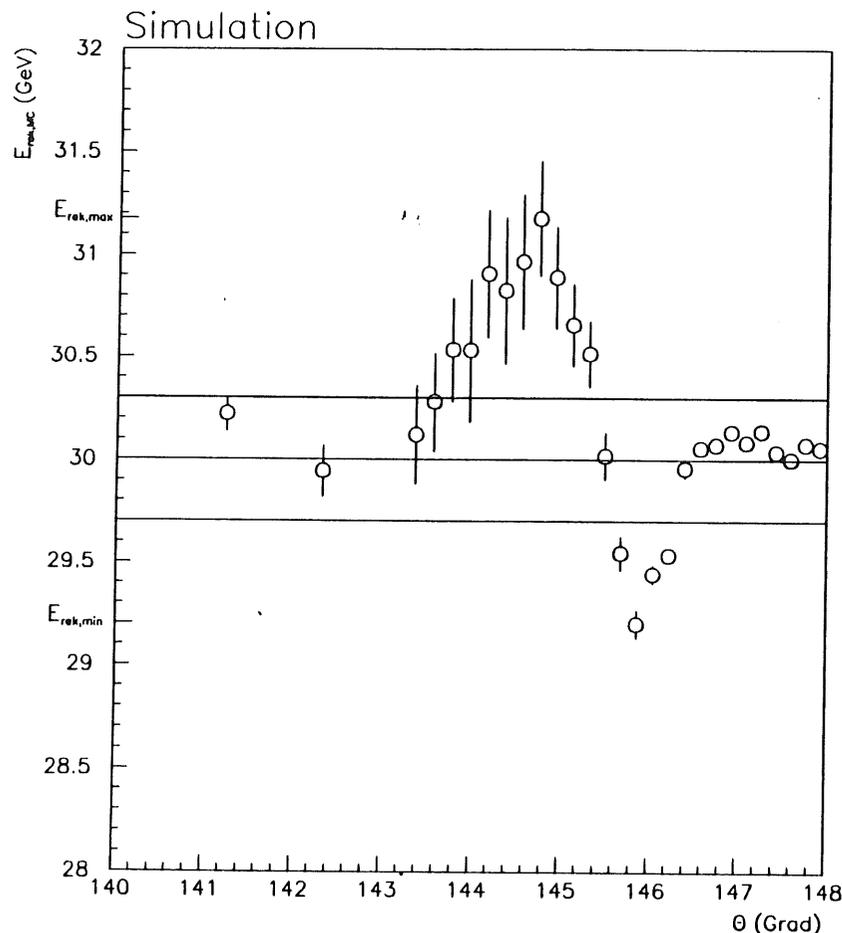


Abbildung 7.3: $E_{rek,MC} = E_{rek,MC}^{BBE} + E_{rek,MC}^{CBIE}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ . Die Primärenergie E_0 betrug 30GeV , die Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CBIE-Moduln war $\delta z = 1\text{cm}$. $E_{rek,max}$ bezeichnet die in der Meßreihe maximal rekonstruierte Energie, $E_{rek,min}$ die in der Meßreihe minimal rekonstruierte Energie.

δz der Lücke zwischen den BBE- und CBIE-Moduln betrug hierbei 1cm . Abbildung 7.2 zeigt die in beiden Moduln rekonstruierte Energie in Abhängigkeit von θ . Da sich der Einschubpunkt der primären Teilchen mit wachsendem Polarwinkel θ in Richtung des BBE-Moduls verschiebt, fällt die im CBIE-Modul rekonstruierte Energie $E_{rek,MC}^{CBIE}$ mit ansteigendem Polarwinkel θ ab. Entsprechend steigt die im BBE-Modul rekonstruierte Energie $E_{rek,MC}^{BBE}$ an.

Abbildung 7.3 zeigt $E_{rek,MC} = E_{rek,MC}^{BBE} + E_{rek,MC}^{CBIE}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ . Für Polarwinkel im Bereich $144^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$ wird eine um mehr als vier Prozent zu hohe Energie aus der Simulation rekonstruiert. Der Grund hierfür ist, daß bei diesen Polarwinkeln die Maxima der elektromagnetischen Schauer in der Region 3 liegen und daher eine Überkompensation der in Region 2 und in der Stahlplatte deponierten Energie stattfindet. Für Polarwinkel θ zwischen $146,7^\circ$ und $147,3^\circ$ wird eine zu niedrige Energie rekonstruiert. Dies ist dadurch bedingt, daß bei diesen Polarwinkeln Energie in Region 2 und in der Stahlplatte deponiert wird und gleichzeitig die Kompensation dieser Verluste nicht ausreicht, da sich die Maxima der elektromagnetischen Schauer bei diesen Polarwinkeln schon vollständig in der Region 4 befinden.

7.2 Untersuchung des Übergangs zwischen den BBE- und CBIE-Moduln für verschiedene Primärenergien.

Die in Abschnitt 7.1 gezeigten systematischen Fehler der rekonstruierten Energien $E_{rek,MC}$ können von der Energie E_0 des primären Teilchens abhängen. Daher wurden bei einer festen Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CBIE-Moduln von $\delta z = 1\text{cm}$ Meßreihen mit Elektronen, deren Polarwinkel im Bereich $141^\circ \leq \theta \leq 148^\circ$ variiert wurde, simuliert. Für die Primärenergie E_0 wurde für jede simulierte Meßreihe ein fester Wert aus dem Bereich $10\text{GeV} \leq E_0 \leq 30\text{GeV}$ gewählt. Abbildung 7.4 zeigt die bei den einzelnen Meßreihen maximal (minimal) rekonstruierten Energien $E_{rek,max}$ ($E_{rek,min}$) in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 . Die maximal rekonstruierte Energie $E_{rek,max}$ ist bei allen untersuchten Primärenergien um ca. fünf Prozent zu groß. Da $E_{rek,max}$ genau dann innerhalb einer Meßreihe rekonstruiert wird, wenn die Maxima der elektromagnetischen Schauer in Region 3 liegen, entspricht das Ergebnis, daß die Größe $(E_{rek,max} - E_0)/E_0$ für alle Primärenergien E_0 angenähert den gleichen Wert besitzt, der Erwartung.

Die für jede simulierte Meßreihe minimal rekonstruierte Energie $E_{rek,min}$ nimmt mit ansteigender Primärenergie E_0 ab. Ein Grund hierfür könnte darin liegen, daß sich die Schauermaxima für die Einschubpunkte, bei denen $E_{rek,min}$ rekonstruiert wird, mit wachsender Primärenergie E_0 von Region 3 entfernen. Hierdurch würde die in Region 2 und in der Stahlplatte deponierte Energie weniger gut kompensiert werden.

7.3 Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von geometrischen Parametern

Durchqueren elektromagnetische Schauer die Übergangsregion zwischen den BBE- und CBIE-Moduln, so hängt die gemessene Ladung Q von den genauen geometrischen Parametern der beiden Moduln ab. Eine Quelle systematischer Fehler können in diesem Zusammenhang Variationen der Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CBIE-Moduln sein. Um abzuschätzen, zu welchen systematischen Fehlern solche Variationen führen, wurden Meßreihen mit 30GeV

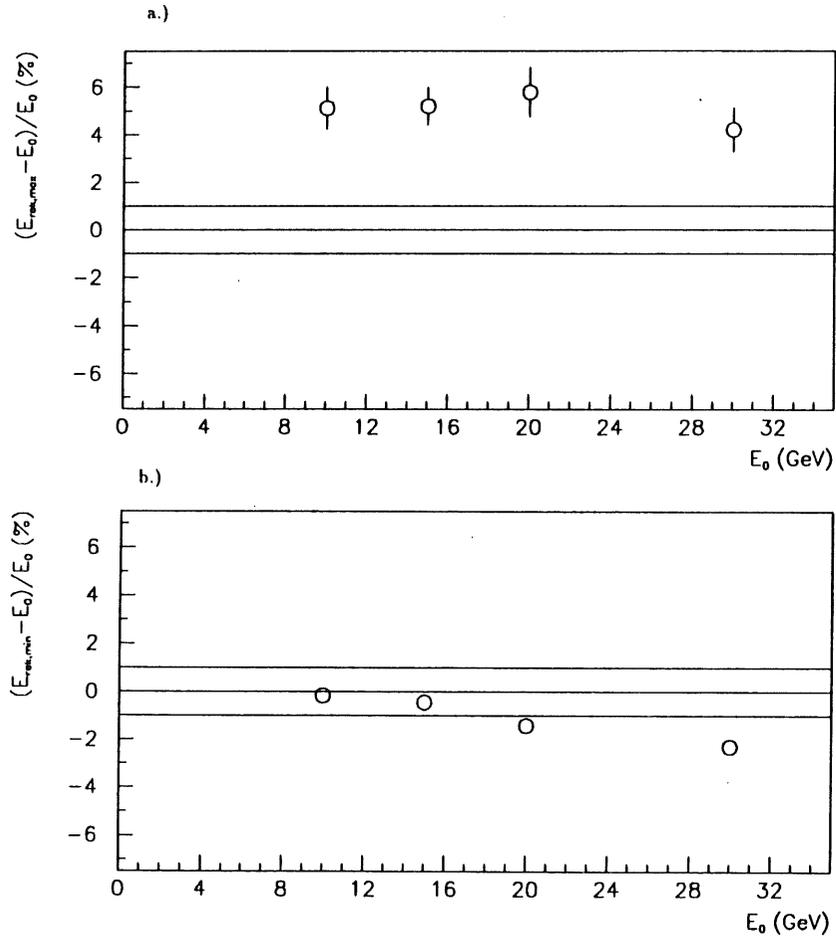


Abbildung 7.4: Abhängigkeit von $E_{rek,max}$ und $E_{rek,min}$ von E_0 . Es wurden Meßreihen mit Elektronen aus dem Polarwinkelbereich $141^\circ \leq \theta \leq 148^\circ$ simuliert. Die Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CBIE-Moduln betrug $\delta z = 1\text{cm}$. Aufgetragen sind a.) $(E_{rek,max} - E_0)/E_0$ und b.) $(E_{rek,min} - E_0)/E_0$ in Abhängigkeit von E_0 .

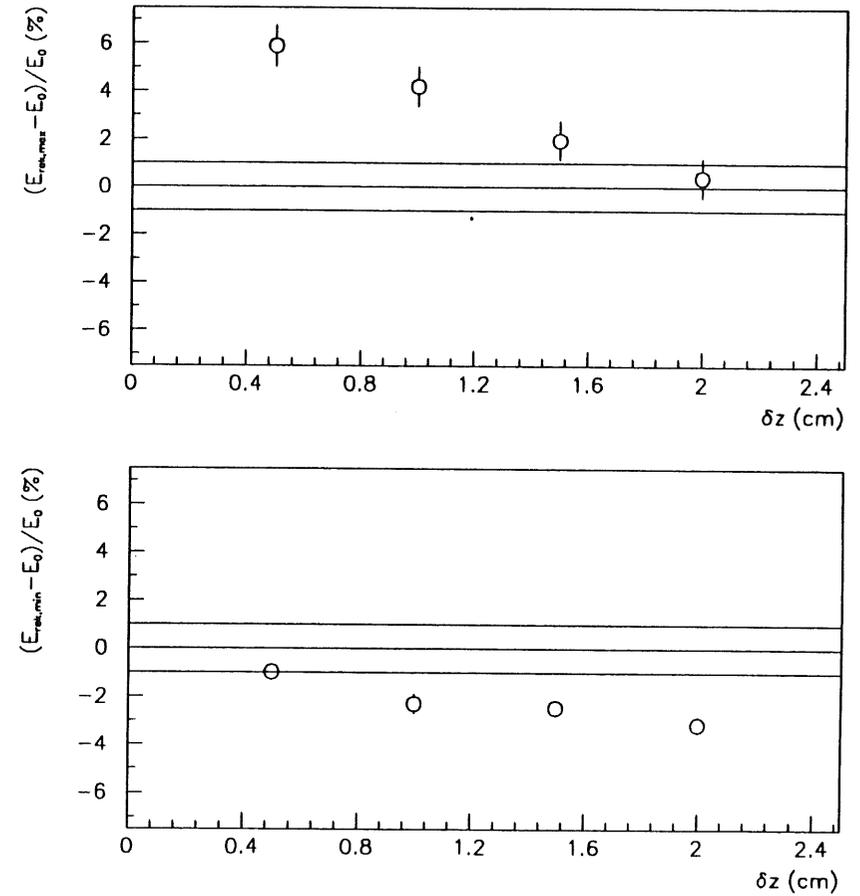


Abbildung 7.5: Abhängigkeit von $E_{rek,max}$ und $E_{rek,min}$ von δz . Für verschiedene Werte des Parameters δz wurden Meßreihen mit 30GeV -Elektronen simuliert, deren Polarwinkel θ im Bereich $141^\circ \leq \theta \leq 148^\circ$ variiert wurde.

Elektronen simuliert, wobei der Polarwinkel unter denen die Elektronen des Wechselwirkungspunkt verließen im Bereich $141^\circ \leq \theta \leq 148^\circ$ variiert wurden. Für die Breite δz der Lücke zwischen den beiden untersuchten Modulen wurde für jede simulierte Meßreihe ein Wert aus dem Intervall $0,5\text{cm} \leq \delta z \leq 2,0\text{cm}$ gewählt. In Abbildung 7.5 sind die bei jeder simulierten Meßreihe maximal und minimal rekonstruierten Energien $E_{rek,max}$ und $E_{rek,min}$ in Abhängigkeit von δz dargestellt. Die Energiedeposition in der Region 2 wächst bei konstanter Primärenergie E_0 mit steigendem δz an. Daher fallen sowohl $E_{rek,max}$ als auch $E_{rek,min}$ mit wachsendem δz ab. Bei den Einschußpunkten, bei denen die maximale Energie $E_{rek,max}$ rekonstruiert wird, liegen die Schauermaxima näher an der Region 2 als bei $E_{rek,min}$ entsprechenden Einschußpunkten. Daher fällt $E_{rek,max}$ mit wachsendem δz steiler ab als $E_{rek,min}$.

Eine weitere Quelle systematischer Fehler können Variationen der Dicken der Flüssig-Argon-Schichten sein. Nach Analysen von J. Kurzhöfer [Kur91] und D. Guzik [Guz91] führen solche Dickenvariationen bei einem FB2E-Modul des H1-Detektors zu keinen systematischen Abweichungen, die größer als ein Prozent sind. Für den in Abbildung 7.1 mit Region 4 bezeichneten Teil eines BBE-Moduls erwartet man aufgrund der dem FB2E-Modul ähnlichen Bauart einen vergleichbar geringen Einfluß solcher Dickenvariationen. In der Region 3 eines BBE-Moduls, siehe Abbildung 7.1, befinden sich spezielle Absorberplatten, die keinen Bleikern enthalten und daher eine geringere mechanische Stabilität als die übrigen Absorberplatten besitzen. Da durch das Fehlen des Bleikernes außerdem der Anteil der Energie, die in den Flüssig-Argon-Schichten deponiert wird, an der in allen Materialien deponierten Energie lokal erhöht wird, könnten Dickenvariationen in Region 3 zu größeren systematischen Fehlern führen. Um deren Größenordnung abzuschätzen, wurde in der Simulation die Breite δb der Flüssig-Argon-Schichten G_1 und G_2 , siehe Abbildung 7.1, variiert.

Die bei einer Primärenergie von $E_0 = 30\text{GeV}$ für $E_{rek,max}$ und $E_{rek,min}$ aus der Simulation in Abhängigkeit von δb erhaltenen Werte zeigt Abbildung 7.6. Nach U. Lenhardt [Len90] sind lokale Abweichungen in der Dicke einer Flüssig-Argon-Schicht von mehr als 0,3mm vom Sollwert $\delta b = 2,35\text{mm}$ für die BBE-Moduln nicht typisch. Daher sollten Variationen der Dicke der Flüssig-Argon-Schichten G_1 und G_2 keine systematischen Fehler verursachen, die wesentlich größer sind als die vorher in diesem Kapitel untersuchten.

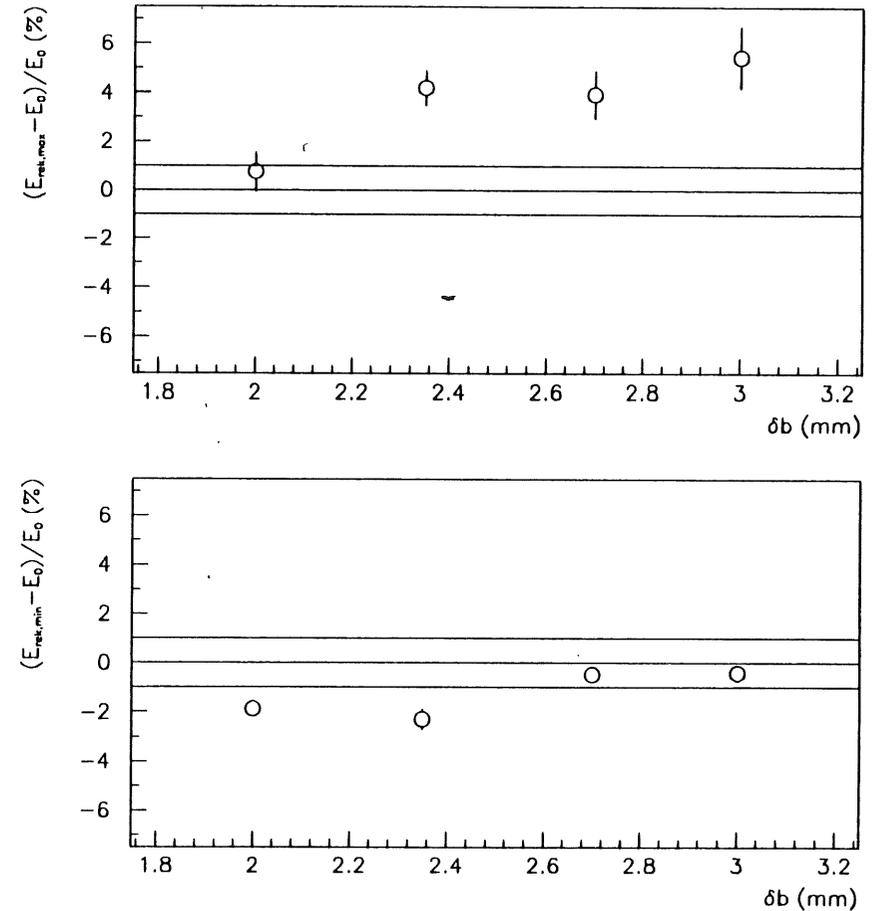


Abbildung 7.6: Aus der Simulation bestimmte Abhängigkeit von $E_{rek,max}$ und $E_{rek,min}$ von der Breite δb der Flüssig-Argon-Schichten G_1 und G_2 , siehe Abbildung 7.1. Die Primärenergie der Elektronen betrug bei dieser Untersuchung 30GeV.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde je ein Modul des BBE- und CB1E-Kalorimeters des H1-Detektors mit Monte-Carlo Simulationen untersucht.

Es wurden Messungen simuliert, die am H6-Teststrahl des europäischen Kernforschungsinstituts CERN an den beiden Modulen durchgeführt wurden. Die Dicke des inaktiven Materials, das sich bei diesen Messungen vor den Modulen befand, wurde durch einen Vergleich von experimentellen und simulierten Schauerprofilen zu 1,2 Strahlungslängen bestimmt. Nach den Resultaten der Simulation sollte die Abhängigkeit der in den Modulen gemessenen Ladungen von der Primärenergie um weniger als ein Prozent von der Linearität abweichen. Für das BBE-Modul wurde dies durch die Messungen bestätigt. Die Energieauflösung des BBE-Moduls wurde aus der Simulation zu $\sigma/E_0 = \sqrt{11,9\%/E_0 + 0,0083}$ bestimmt. Der konstante Term unter der Wurzel kann durch longitudinale Leckverluste bedingt sein. Bei Messungen ist das Signal eines Flüssig-Argon-Kalorimeters stets von einem in der Meßelektronik erzeugten Rauschen unterlegt. Zur Verminderung der durch das Rauschen entstehenden Störungen wird ein als $n_\sigma\sigma$ -Schnitt bezeichnetes Verfahren auf die gemessenen Daten angewendet. Um den Einfluß des $n_\sigma\sigma$ -Schnittes auf die Energien, die aus den Messungen rekonstruiert wurden, in der Simulation nachvollziehen zu können, wurde den Resultaten der Simulationsrechnungen ein Rauschen überlagert. Die Energien, die aus diesen Daten nach Anwendung eines $n_\sigma\sigma$ -Schnittes rekonstruiert wurden, wichen von den entsprechenden experimentell bestimmten Werten um nicht mehr als ein Prozent ab.

Bei den Messungen am H6-Teststrahl wurde die Ortsabhängigkeit der in beiden Modulen gemessenen Ladung untersucht. Diese Messungen wurden unter Berücksichtigung der zeitabhängigen Verunreinigung des flüssigen Argons und der Störung der Hochspannungsversorgung einiger Flüssig-Argon-Schichten simuliert. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen sind bis auf wenige Ausnahmen mit einer maximalen Abweichung von einem Prozent zwischen den gemessenen und simulierten Werten verträglich. Die gemessenen Schauerprofile konnten in der Simulation reproduziert werden.

Jedes BBE-Modul besitzt neun Stahlstangen, die die Ladungssammlung lokal stören. Es wurde analysiert, wie genau die Energie von Elektronen durch ein BBE-Modul im H1-Detektor rekonstruiert werden kann, wenn die Achsen der erzeugten elektromagnetischen Schauer in die Nähe einer Stahlstange gelangen. Eine mit 30 GeV Elektronen durchgeführte Simulation ergab, daß die vorhandenen Aluminiumringe, die Störung durch die Stahlstangen so kompensieren, daß bei dieser Primärenergie eine um maximal 5,5 Prozent zu geringe Energie rekonstruiert wird. Es wurde ein Algorithmus entwickelt, der feststellt, ob ein elektromagnetischer Schauer in der Nähe einer Stahlstange stattgefunden hat, und die rekonstruierte Energie entsprechend korrigiert. Nach Anwendung dieses Algorithmus wichen die Energien, die für 30 GeV Elektronen aus der Simulation rekonstruiert wurden, um weniger als ein Prozent von der Primärenergie ab. Für alle weiteren untersuchten Primärenergien konnte der Signalverlust, der durch eine Stahlstange erzeugt wird, durch Anwendung des entwickelten Algorithmus von maximal sieben auf höchstens zwei Prozent verringert werden.

Eine Abweichung der rekonstruierten Energie von der Primärenergie kann auch entstehen, wenn die Achsen der elektromagnetischen Schauer die Grenze zwischen den BBE- und CB1E-

Modulen durchqueren. Es wurde untersucht, welche systematischen Fehler sich aus unbekanntem Variationen der Breite δz der Lücke zwischen den BBE- und CB1E-Modulen und der Dicke δb der Flüssig-Argon-Schichten G_1 und G_2 , siehe Abbildung 7.1, ergeben könnten. Dazu wurden Messungen simuliert, bei denen der Polarwinkel θ , unter dem die primären Elektronen den Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors verließen, variiert wurde. Die aus der Simulation rekonstruierten Energien wichen bis zu ± 5 Prozent von der Primärenergie ab.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung bedanken. Ohne seine hilfreiche und motivierende Betreuung hätte diese Arbeit nicht entstehen können.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls EV danke ich für die freundliche Aufnahme in ihren Kreis und für die zahlreichen Diskussionen. Es hat Spaß gemacht, in der hier vorhandenen Atmosphäre zu arbeiten. Hervorheben möchte ich Kerstin Borrás. Ihre Zusammenarbeit und ihre Ratschläge haben sehr zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen.

Jean-Francois Laporte danke ich für die Bereitstellung seiner Daten und für seine stete Hilfsbereitschaft.

Matthias Korn danke ich für das sorgfältige Lesen des Manuskriptes dieser Arbeit. Er war während der ganzen Zeit ein wertvoller Ansprechpartner.

Britta danke ich dafür, daß sie stets dafür gesorgt hat, daß ich die Dinge, die neben dem Studium wichtig waren, nie aus den Augen verloren habe und daß sie mich allzeit moralisch unterstützt hat.

Meinen Eltern danke ich, mir das Studium der Physik ermöglicht zu haben. Ohne ihre Hilfe wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Anhang A

Potentialverteilung auf Hochspannungsplatten mit Kurzschluß

Ähnlich wie bei den Messungen am H6-Teststrahl ist auch im H1-Detektor die Hochspannungsversorgung einiger Flüssig-Argon-Schichten durch Kurzschlüsse gestört. Es stellt sich die Frage, ob die in diesen Flüssig-Argon-Schichten deponierte Energie zu einem sichtbaren Signal führt. Eine Ladungssammlung kann nur dann stattfinden, wenn trotz des Kurzschlusses die Potentialdifferenz zwischen der Hochspannungsplatte und der Ausleseplatte genügend groß ist. Um zu überprüfen, ob diese Voraussetzung erfüllt ist, wurden folgende Meßreihen durchgeführt, siehe Abbildung A.1: An eine BBE-Hochspannungsplatte wurde eine Spannung von $U = 1kV$ angelegt. Anschließend wurde die Stelle P_2 der Hochspannungsplatte durch eine leitende Verbindung geerdet, um einen Kurzschluß in einer Flüssig-Argon-Schicht im Labor zu simulieren. Über einen hochohmigen Widerstand von $R_{Mes} = 1,1G\Omega$ wurde an 160 über die Hochspannungsplatte verteilten Meßpunkten der über R_{Mes} abfließende Strom gemessen und daraus das Potential $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$, das aufgrund der Hochohmigkeit von R_{Mes} durch die Messung nicht beeinflusst wurde, bestimmt. Der Abstand der Meßpunkte betrug in y_{HV} -Richtung $5cm$, in r_{HV} -Richtung $2cm$. Die Abbildungen A.2 und A.3 zeigen die Ergebnisse der beiden durchgeführten Meßreihen 1 und 2. Bei der Meßreihe 1 besaß P_2 die Koordinaten $r_{HV} = 5cm$ und $y_{HV} = -32cm$, bei der Meßreihe 2 $r_{HV} = 18cm$ und $y_{HV} = -9cm$. Die gezeigten Ergebnisse sind auf das am Punkt P_1 vorhandene Potential $\varphi(P_1)$ normiert, siehe Abbildung A.1. Trotz der Erdung des Punktes P_2 sinkt auf weiten Teilen der Hochspannungsplatte das Potential $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$ nicht auf null ab. Dies legt den Schluß nahe, daß auch bei Kurzschlüssen in den Flüssig-Argon-Schichten eine Ladungssammlung prinzipiell möglich ist. Die absolute Höhe des Potentials $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$ und damit die Effizienz der Ladungssammlung in einer gestörten Flüssig-Argon-Schicht ist allerdings abhängig von der Spannung, die auf der Strecke von der Hochspannungsversorgung bis zum Punkt P_1 abfällt.

Ein qualitatives Verständnis dieser Messungen ist mit folgendem Modell möglich: Für die Stromdichte \vec{j} gilt:

$$\vec{j} = \sigma \vec{\nabla} \phi. \quad (A.1)$$

Aus der Stromerhaltung

$$\vec{\nabla} \vec{j} = 0 \quad (A.2)$$

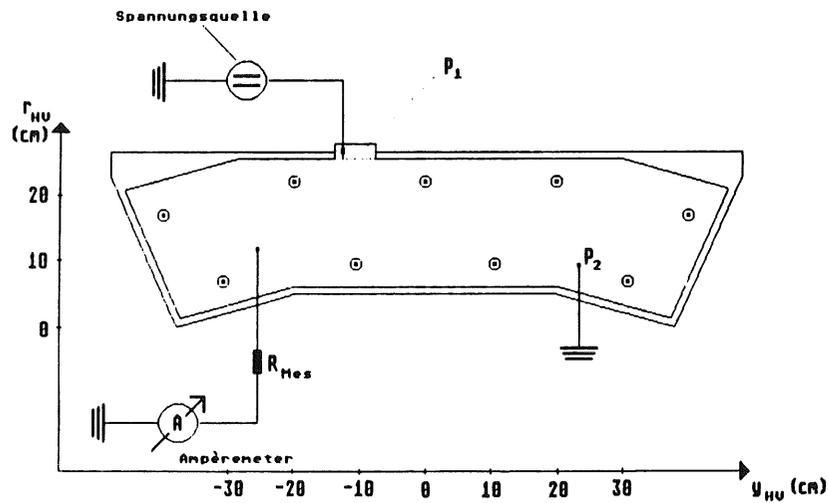


Abbildung A.1: Skizze der zur Bestimmung des Potentials $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$ durchgeführten Messung. An eine BBE-Hochspannungsplatte wurde eine Spannung von $1kV$ angelegt. Anschließend wurde der Punkt P_2 durch eine leitende Verbindung geerdet. An 160 über die Hochspannungsplatte verteilten Meßpunkten wurde der über den Widerstand R_{Mes} abfließende Strom bestimmt.

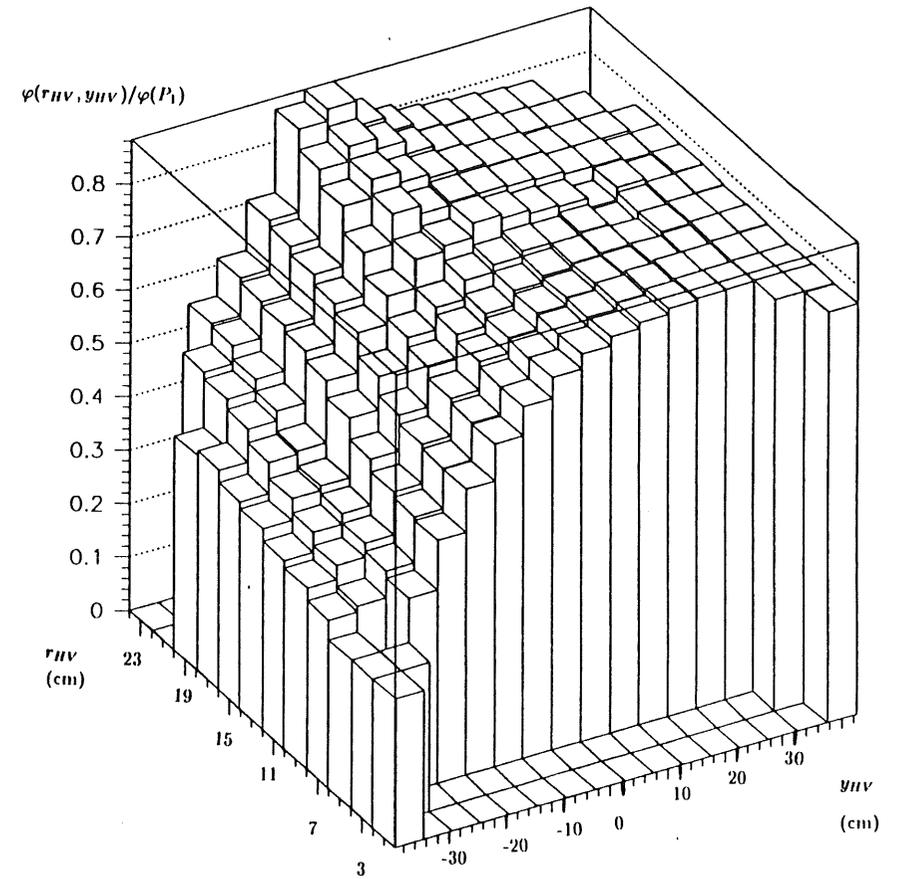


Abbildung A.2: Für $\varphi(r_{HV}, y_{HV})/\varphi(P_1)$ in der Meßreihe 1 bestimmte Werte. Die Koordinaten des Punktes P_2 waren $(r_{HV} = 5cm, y_{HV} = -32cm)$.

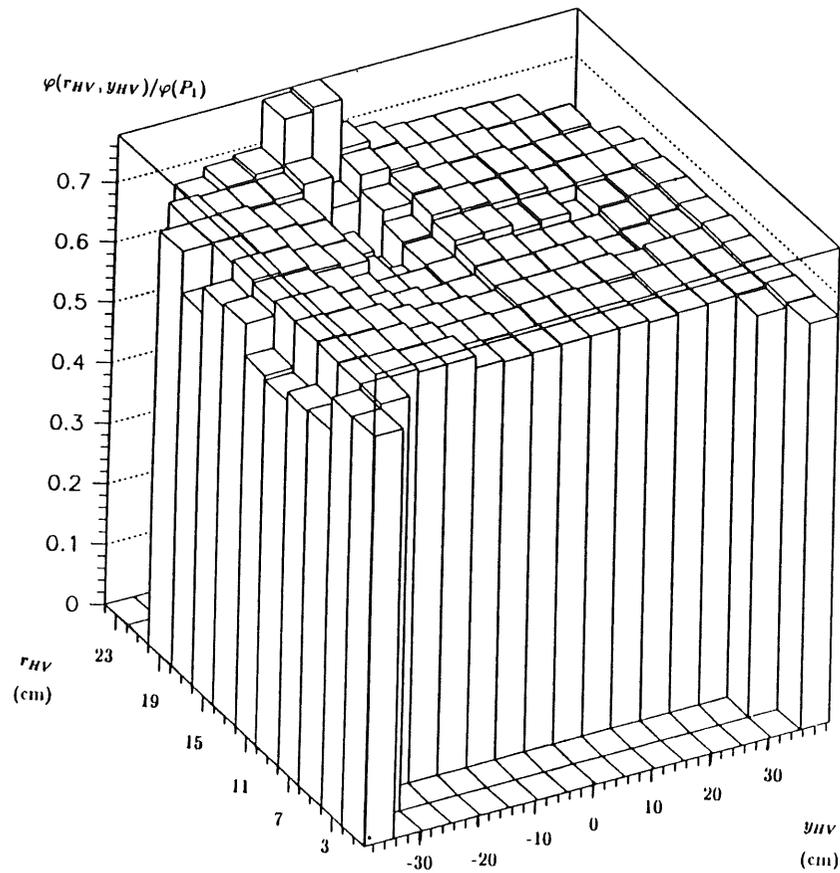


Abbildung A.3: Für $\varphi(r_{HV}, y_{HV})/\varphi(P_1)$ in der Meßreihe 2 bestimmte Werte. Die Koordinaten des Punktes P_2 waren ($r_{HV} = 18\text{cm}, y_{HV} = -9\text{cm}$).

folgt daher für das Potential $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r_{HV}^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_{HV}^2} = 0. \quad (\text{A.3})$$

Gleichung A.3 kann per Gitter-Relaxation unter Vorgabe von Randbedingungen numerisch gelöst werden, siehe hierzu zum Beispiel [Ber65]. Zur näherungsweise Bestimmung des Potentials $\varphi(r_{HV}, y_{HV})$ wurden die Randbedingungen

- $\varphi(P_1) = 1$,
- $\varphi(P_2) = 0$ und
- $\nabla \varphi|_{\text{Rand}} \cdot \vec{n} = 0$

benutzt, wobei \vec{n} der Normalenvektor auf den Rand der HRC-Fläche ist. Die Abbildungen A.3 und A.4 zeigen die Resultate dieses Modells. Während die Meßreihe 1 von dem Modell mit einer maximalen Abweichung von zehn Prozent für $\varphi(r_{HV}, y_{HV})/\varphi(P_1)$ reproduziert wird, kann das Modell die Meßreihe 2 nur qualitativ reproduzieren. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß die im Modell gemachten Annahmen nur in grober Näherung erfüllt sind, wobei außerdem die Distanzen zwischen den Punkten P_1 und P_2 bei den beiden durchgeführten Meßreihen verschieden sind.

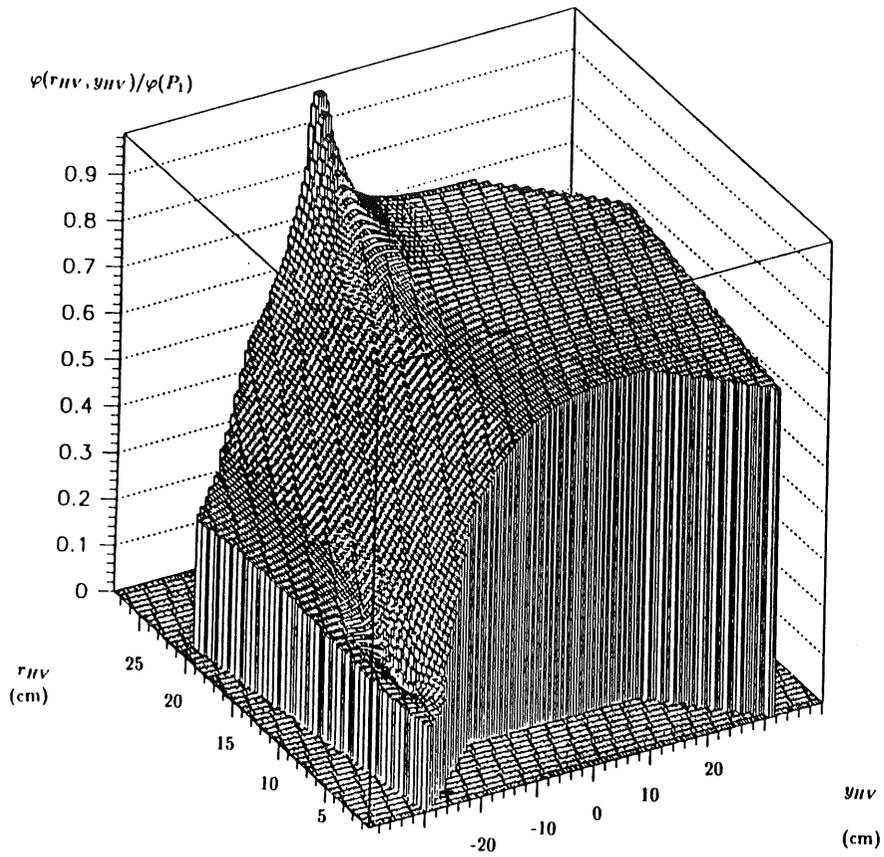


Abbildung A.4: Aus dem im Text beschriebenen Modell für $\varphi(r_{HV}, y_{HV})/\varphi(P_1)$ bestimmte Werte für die Meßreihe 1. Die Koordinaten des Punktes P_2 waren $(r_{HV} = 5\text{cm}, y_{HV} = -32\text{cm})$.

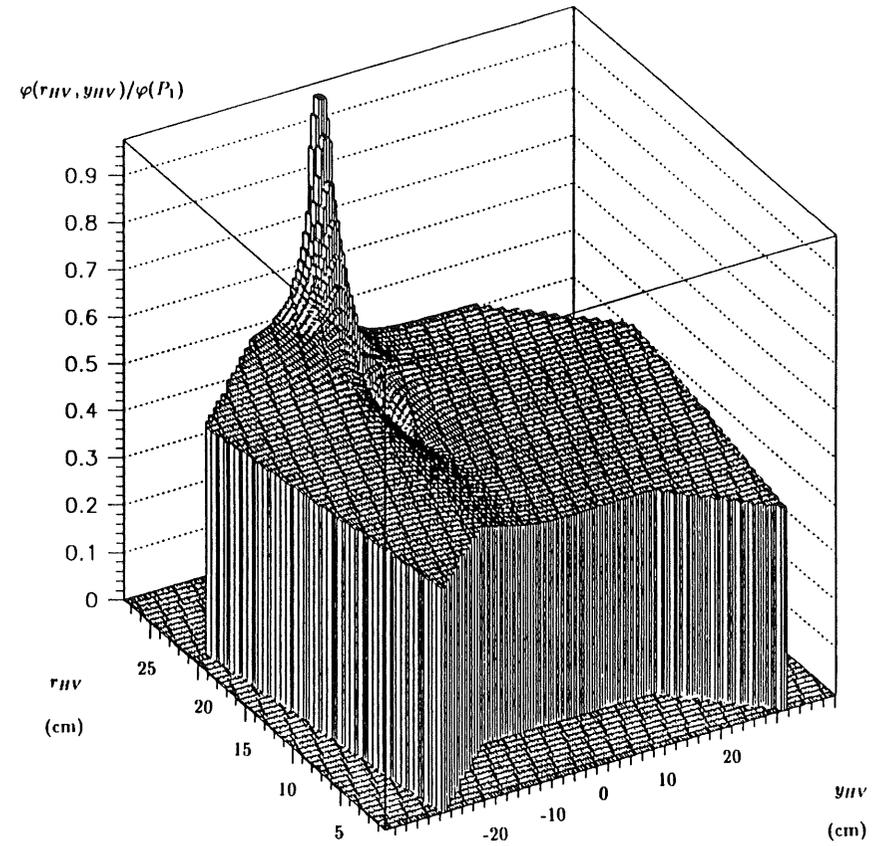


Abbildung A.5: Aus dem im Text beschriebenen Modell für $\varphi(r_{HV}, y_{HV})/\varphi(P_1)$ bestimmte Werte für die Meßreihe 2. Die Koordinaten des Punktes P_2 waren $(r_{HV} = 18\text{cm}, y_{HV} = -9\text{cm})$.

Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi
Fluctuations in Calorimeter Measurements
Physica Scripta 23 (1981) 409
- [Bat70] G. Bathow et. al.
Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminum at 6 GeV
Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- [Ber65] Berkeley Physics Course, Volume 2
McGraw-Hill (1965)
- [Bet34] H. Bethe
Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie
Annalen der Physik 5 (1934) 325
- [Bor87] K. Borrás
Simulation des Teilchennachweises mit dem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Testkalorimeter
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1987)
- [Bor92] K. Borrás
Dissertation in Vorbereitung
Universität Dortmund (1992)
- [Bri87] V. Brisson
Distribution of Amounts of Radiation and Interaction Lengths for Active and Dead Material throughout the H1 Liquid Argon Calorimeter
H1-08/87-68, DESY (1987)
- [Cob76] J.H. Cobb et. al.
The Ionization Loss of Relativistic Charged Particles in Thin Gas Samples and its Use for Particle Identification
NIM 133 (1976) 315
- [Coo75] A.J. Cook und L.J. Shustek
A User's Guide to MORTRAN2
SLAC Computation Research Group
CTMG No. 165 (1975)
- [Col90] M. Colombo
Trennung von Elektronen und Pionen in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1990)
- [Dre83] A. Drescher et. al.
The ARGUS Electron/Photon Calorimeter
2) Properties of the Light Collection System of the Lead/Scintillator Shower Counters
DESY 83-023, DESY (1983)
- [Fab89] C.W. Fabjan und R. Wigmans
Energy Measurement of Elementary Particles
CERN-EP / 89-64 (1989)
- [Fel87a] J. Feltesse
Measurements of Inclusive Differential Cross Sections
Proceedings of the HERA Workshop 33 - 57,
R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)
- [Fel87b] J. Feltesse
Mechanics of CBE-Stacks
H1-TR-102, DESY(1987)
- [Gay91] J. Gayler et. al.
Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter
H1-04/91-171, DESY(1991)
- [Guz91] D. Guzik
Monte-Carlo Untersuchungen zum Einfluß von Schichtdickenvariationen auf das Signal eines Flüssig-Argon-Sampling-Kalorimeters
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1991)
- [Hei27] W. Heisenberg
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172
- [Hei44] W. Heitler
Quantum Theory of Radiation, second edition
Oxford University Press (1944)
- [Hof76] W. Hofmann et. al.
Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionization Chamber
NIM 135 (1976) 151
- [H1-85] H1-Collaboration
Letter of Intent for an Experiment at HERA (1985)
- [H1-86] H1-Collaboration
Technical Proposal for the H1-Detector (1986)
- [H16-81] Beam H6
SPS/EBP/PC/cp, CERN (1981)

- [Ing87] G. Ingelman et al.
 Separation of Deep Inelastic Charged and Neutral Current Events
 Proceedings of the HERA workshop 19 - 32,
 R.D. Peccei (Herausgeber), DESY (1987)
- [Kle87] K. Kleinknecht
 Detektoren für Teilchenstrahlung
 Teubner (1987)
- [Kol91] M. Kolander
 private Mitteilung
- [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)
- [Lap91] J.F. Laporte
 Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie
 d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience H1
 Dissertation, Universität Saclay (1991)
- [Leh78] I. Lehraus
 Performance of a Large Scale Multilayer Ionization Detector and its Use for Measurement
 of the Relativistic Rise in the Momentum Range of 20 - 110 GeV
 NIM 153 (1978) 347
- [Len89] U. Lenhardt
 Optimierungsuntersuchungen an einem elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter
 des H1-Detektors
 Diplomarbeit, Universität Dortmund (1989)
- [Len90] U. Lenhardt
 Statistics about the Gap Measurement of BBE
 H1-Memorandum Do-H1-7, Universität Dortmund (1990)
- [Lon75] E. Longo und I. Sestili
 Monte-Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass
 NIM 128 (1975) 283
- [Miy74] M. Miyajima et. al.
 Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon
 Phys. Rev. A9 (1974) 1439
- [Mol47] G. Molière
 Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen
 Z. Naturforsch. 2a (1947) 133
 und
 Z. Naturforsch. 3a (1948) 78
- [Nel85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers
 The EGS4 Code System
 SLAC-report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Ott53] K. Ott
 Die Einzelprozesse der Elektronen und Lichtquanten
 in:
 W. Heisenberg (Herausgeber)
 Kosmische Strahlung
 Springer Verlag (1953)
- [PDG90] Particle Data Group
 Review of Particle Properties
 Phys. Lett. B 239 (1990) III.5
- [Rut11] E. Rutherford
 The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom
 Phil. Mag. 21 (1911) 669
- [Seg53] E. Segrè
 Experimental Nuclear Physics, Volume I
 John Wiley & Sons (1953)
- [Seg65] E. Segrè
 Nuclei and Particles
 W.A. Benjamin (1965)
- [Schu89] G.A. Schuler
 Perspectives on Physics at HERA
 DESY 89-075 (1989)
- [Ste52] R.M. Sternheimer
 The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials
 Phys. Rev. 88 (1952) 851
- [Wol86] G. Wolf
 HERA: Physics, Machine and Experiments
 DESY 86-089 (1986)