Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des H1–Flüssigargon–Kalorimeters mit Myonen

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

Lehrstuhl für
experimentelle Physik V
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

vorgelegt von

Jürgen Naumann

März 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Lange schon versuchen die Menschen, ein tieferes Verständnis für die sie umgebene Natur zu entwickeln. Eine wichtige Frage dabei ist, aus welchen Bausteinen die Welt aufgebaut ist. So wurde schon im fünften vorchristlichen Jahrhundert von den griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit der Begriff des Atoms als kleinster Baustein, aus dem alles andere zusammengesetzt ist, geschaffen. Im neunzehnten Jahrhundert wurde tatsächlich auf einer Größenskala von 10^{-10} m solch ein vermeintlich kleinster Baustein gefunden und Atom genannt. Doch dies war nur der erste Schritt, da sich das Atom als weiter teilbar herausstellte.

Einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Vorgänge im Atom leistete dann Anfang dieses Jahrhunderts Rutherford, der α - Teilchen an einer Goldfolie streute und aus der Winkelverteilung der zurückgestreuten Teilchen Rückschlüsse auf den inneren Aufbau eines Goldatoms ziehen konnte [Rut11] . Er entdeckte, daß sich ein Atom aus einem relativ kleinen Atomkern mit einem Radius von einigen 10^{-15}m und ihn umgebende Elektronen zusammensetzt. Später konnte gezeigt werden, daß der Atomkern selbst wieder aus kleineren Bestandteilen, den Protonen und den Neutronen, aufgebaut ist.

Das Prinzip der Strukturuntersuchung durch Streuexperimente führte in der Folgezeit zu einem immer tieferen Verständnis für die Vorgänge auf kleinen Längenmaßstäben. Heutzutage wird die beste Beschreibung der Vorgänge im Mikrokosmos durch das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchenphysik gegeben. Danach ist die gesamte Materie aus Spin 1/2 - Teilchen (Fermionen) aufgebaut, die sich in die beiden Gruppen Leptonen, zu denen zum Beispiel das Elektron zählt, und Quarks, aus denen die Kernbausteine bestehen, einteilen lassen. Zwischen diesen Teilchen wirken nach dem derzeitigen Verständnis vier verschiedene Elementarkräfte, die durch Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Bosonen, übertragen werden. Im einzelnen handelt es sich um

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

Die Gravitation spielt dabei in der Elementarteilchenphysik keine Rolle und kann auch noch nicht, wie die anderen drei Wechselwirkungen, durch eine Quantenfeldtheorie beschrieben werden.

Durch Verfeinerung der Experimente versucht man auch heute noch, der Natur weitere Geheimnisse auf diesem Gebiet zu entlocken. Eine wichtige Entwicklung dabei ist der Einsatz von zwei kollidierenden Teilchenstrahlen, wodurch im Schwerpunktssystem viel mehr Energie als bei der Untersuchung an einer feststehenden Probe zu Verfügung steht. Nach de Broglie können Teilchen durch eine Materiewelle beschrieben werden, deren Wellenlänge mit steigendem Impuls kleiner wird. Demzufolge können mit Teilchen höherer Impulse im Rahmen von Hochenergiephysik-Experimenten immer kleinere Strukturen aufgelöst werden. Eine dieser Anlagen der Hochenergiephysik ist der HERA[1]-Speicherring am DESY[2] in Hamburg.

1.1 Der HERA-Speicherring

Unter Einbeziehung bestehender Anlagen als Vorbeschleuniger wurde im Jahr 1992 der HERA-Speicherring in Berieb genommen (siehe Abbildung 1.1). In zwei getrennten Strahlrohren werden Positronen auf eine Energie von 27,5 GeV und Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Zwei Experimente am Ring nutzen jeweils nur einen der beiden Strahlen für Untersuchungen an einem ruhenden Target, HERA-B (Experimentierhalle West) und HERMES (Experimentierhalle Ost), und zwei weitere Experimente (H1 und ZEUS) sind an den beiden Wechselwirkungspunkten aufgebaut, an denen die beiden Strahlen zur Kollision gebracht werden. Dort können durch Messung von Ladung, Energie, Impuls und Winkelverteilung der gestreuten Teilchen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV Strukturen in der Größenordnung von 10^{-18}m aufgelöst werden. Dies ermöglicht es, Verteilungsfunktionen von Quarks und Gluonen, den Trägern der starken Wechselwirkung, im Proton zu messen. Außerdem kann nach Anzeichen für mögliche weitere Substrukturen oder Wechselwirkungen gesucht werden, die nicht vom Standardmodell beschrieben werden und sich erst bei höheren Energien bemerkbar machen.

Das im folgenden beschriebene H1-Experiment bietet die Möglichkeit, Untersuchungen dieser Art durchzuführen.

1.2 Der H1-Detektor

Ein Teilchendetektor zur Analyse von Kollisionsexperimenten sollte möglichst den gesamten Raumwinkel abdecken, um alle Ereignisse nachweisen zu können. Desweiteren muß er in der Lage sein, Teilchenarten separieren und deren Ladung, Energie, Impuls und Flugbahn messen zu können. Der H1-Detektor ist nach diesen Vorgaben konzipiert worden.

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing**A**nlage

[2] **D**eutsches **E**lektronen-**SY**nchrotron

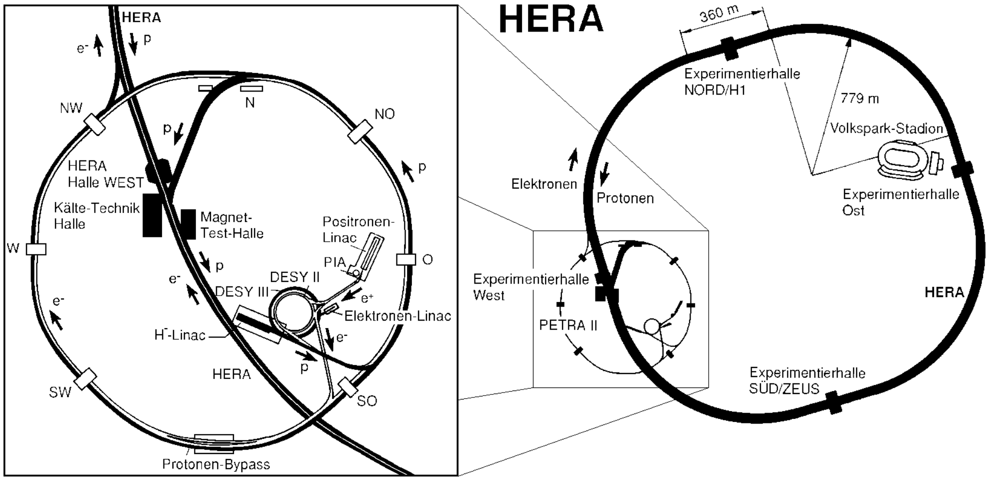

Abbildung 1.1: Skizze des Speicherrings HERA (rechts) und des Systems von Vorbeschleunigern (vergrößert, links). [Wii91]

Die unterschiedliche Energie der beiden HERA-Strahlen führt zu einem erhöhten Teilchenfluß in Richtung des auslaufenden Protonstrahls, so daß der H1-Detektor der Topologie der Ereignisse entsprechend asymmetrisch aufgebaut ist. Für eine ausführliche Erklärung von Aufbau und Funktionsweise der Detektorkomponenten sei auf [H1-97] verwiesen. An dieser Stelle soll anhand von Abbildung 1.2 nur auf Detektorkomponenten eingegangen werden, die in dieser Arbeit benötigt werden. Dazu werden zunächst die bei H1 verwendeten Koordinatensysteme vorgestellt.

1.2.1 H1-Koordinatensysteme

Der Ursprung des H1-Koordinatensystems liegt im Wechselwirkungspunkt $\boxed{1}$, um den herum statistisch verteilt die Teilchenkollisionen stattfinden. Die x-Achse zeigt dabei in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Rings, die y-Koordinate beschreibt die vertikale Richtung und nimmt nach oben hin zu, die z-Achse wird durch die Richtung des Protonenstrahl definiert. Zusätzlich benutzt man zur Beschreibung den radialen Abstand R zum Strahlrohr und zwei Winkel, den Azimutwinkel φ, der von der x-Achse ausgehend den Winkel in der x-y-Ebene beschreibt, und den Polarwinkel θ, der von den z-Achse ausgehend den Winkel in der z-R-Ebene beschreibt.

1.2.2 H1-Detektorkomponenten

- Das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$
  Ein System unterschiedlich gebauter Drahtkammern umschließt den Wechselwirkungspunkt in einem Radius von 150 mm $\leq R \leq$ 850 mm. Dabei deckt es einen Polarwinkelbereich von $25^o \leq \theta \leq 155^o$ ab. Zur Verdeutlichung der Lage der im folgenden beschriebenen Komponenten sei auf Abbildung 1.3 verwiesen.

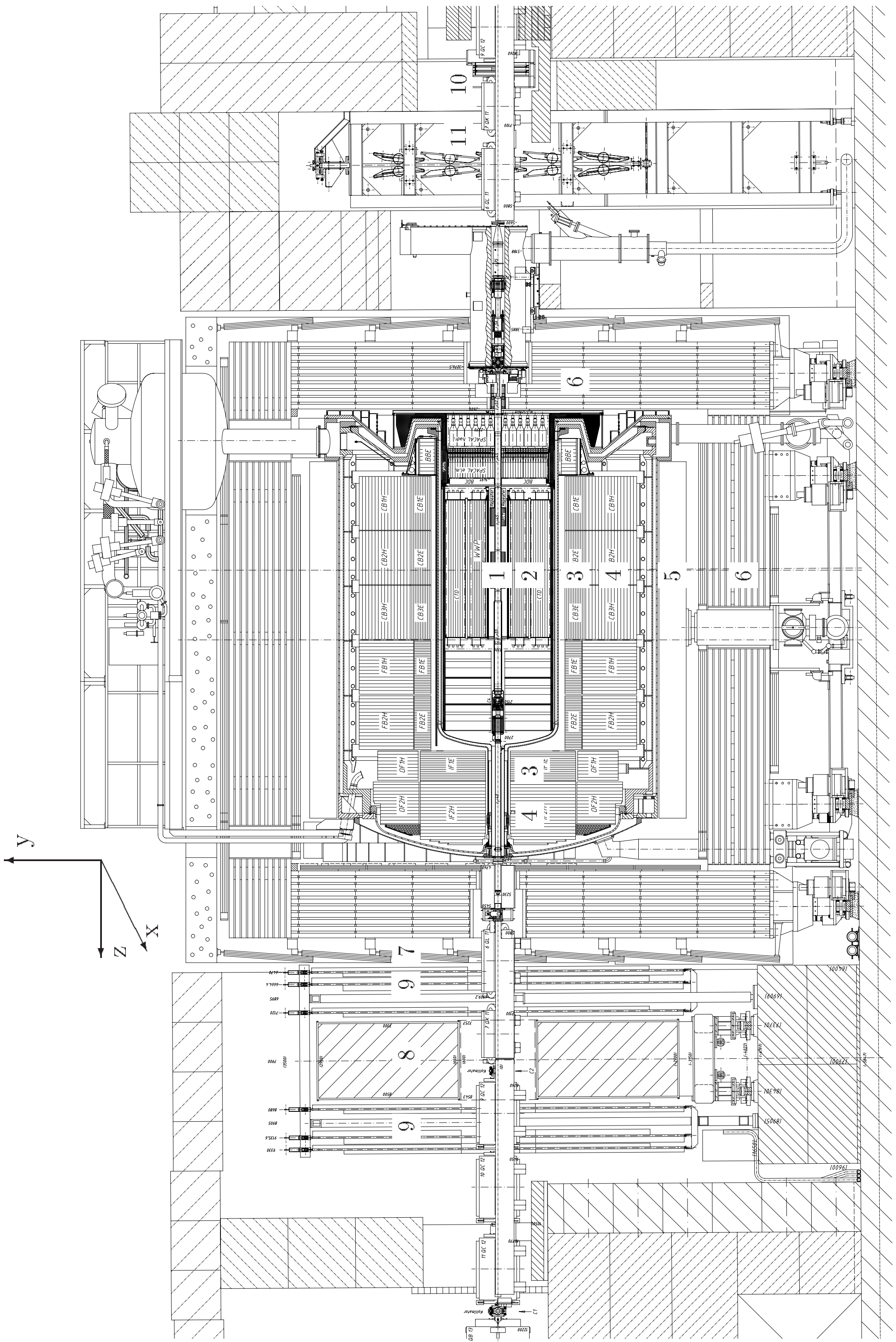

Abbildung 1.2: Übersicht über den H1-Detektor. [H1-97]

Zwei große Driftkammern (CJC1, CJC2), deren Drähte parallel zum Strahrohr orientiert sind, messen Teilchenbahnen in der $R - \varphi$-Ebene mit einer Genauigkeit von 170 μm. Dies ermöglicht unter Ausnutzung eines Magnetfeldes die Messung des Impulses und der Ladung geladener Teilchen. Außerdem dienen die Spurkammern der Bestimmung des Energieverlustes pro Weglänge dE/dx. Durch zwei kleine Driftkammern (CIZ, COZ) mit orthogornal dazu verlaufenden Drähten wird eine Ortsauflösung in z-Richtung von 300 μm erreicht. Schließlich sorgen zwei Vieldraht-Proportionalkammern (CIP, COP) für eine schnelle Zeitinformation und eine verbesserte Vertex-Rekonstruktion.

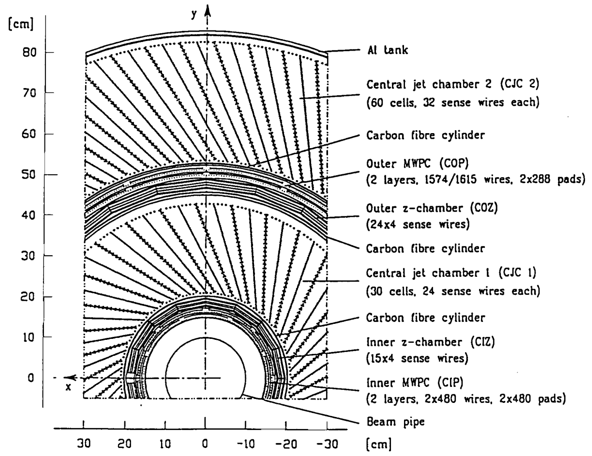

Abbildung 1.3: Querschnitt durch das zentrale H1-Spurkammersystem. [H1-97]

- Das Flüssigargon-Kalorimeter $\boxed{3,4}$
  Die Spurkammern werden von einer Lage von Kalorimetern umgeben, deren größtes ein Flüssigargon-Kalorimeter ist. Es dient in einem Winkelbereich von $4^o \leq \theta \leq 154^o$ dazu, die Energie geladener und neutraler Teilchen zu messen, indem durch Ionisationsprozesse deponierte Ladung im flüssigen Argon nachgewiesen wird. Eine detailliertere Beschreibung des Flüssigargon-Kalorimeters folgt in Kapitel 2.

- Die Magnetfeld-Spule $\boxed{5}$
  Um das Kalorimeter herum ist eine supraleitende Spule mit einem Radius von 3 m und einer Länge von 5,75 m angeordnet, die ein nahezu homogenes Feld von 1.15 Tesla parallel zur Strahlrichtung erzeugt. Das im Bereich der Spurkammern fast gradientenfreie Feld ermöglicht die oben angeführte Ladungs- und Impulsmessung geladener Teilchen.

- Das instrumentierte Eisen $\boxed{6}$
  Zur Rückführung des Magnetfeldes dient ein Eisenjoch, das aus einzelnen,

parallelen Eisenplatten aufgebaut ist. Zwischen diesen Platten befinden sich Streamer-Rohr-Kammern, die zum einen mit einer Ortsauflösung von 5 bis 15 mm dem Myon-Nachweis dienen und zum anderen Restenergien nicht vollständig im Kalorimeter absorbierter Teilchen messen. Zusätzlich befinden sich außerhalb des Eisenjochs drei Lagen von Myon-Kammern, die an den Stirnseiten leicht schräg angebracht sind, so daß sich die einzelnen Lagen überlappen $\boxed{7}$. Insgesamt wird ein Polarwinkelbereich von $4^o \leq \theta \leq 171^o$ erfaßt.

- Das Vorwärts-Myon-Spektrometer $\boxed{8,9}$
  In Richtung des auslaufenden Protonstrahls befindet sich ein Toroid-Magnet $\boxed{8}$, um den herum Driftkammer-Ebenen angeordnet sind $\boxed{9}$. Dieses System dient der Impuls-Messung von Myonen im Bereich von 5 GeV/c bis 200 GeV/c, die in Vorwärtsrichtung den Detektor unter einem Winkel von $3^o \leq \theta \leq 17^o$ verlassen.

- Die Veto-Wand $\boxed{10,11}$
  In rückwärtiger Richtung 6,5 und 8,1 Meter entfernt vom Wechselwirkungspunkt befinden sich große Szintillator-Platten mit einer Fläche von 100×90 cm^2 (Inner Veto Wall, $\boxed{10}$), beziehungsweise 5×4 m^2 (Outer Veto Wall, $\boxed{11}$), die somit ungefähr den Querschnitt des Flüssigargon-Kalorimeters abdecken. Diese Platten dienen der Erkennung von Untergrundereignissen, die in erster Linie durch Wechselwirkungen des Strahls mit der Strahlrohrwand und dem Restgas im Strahlrohr unter Produktion hochenergetischer Teilchen entstehen.

1.3 Problemstellung und Ziel der Arbeit

Um Ereignisse, die am Wechselwirkungspunkt stattgefunden haben, rekonstruieren zu können, muß unter anderem die Energie der am Streuprozeß beteiligten Teilchen sehr genau bekannt sein. Im Flüssigargon-Kalorimeter wird sie durch die Ladung, die ionisierende Teilchen im Argon deponieren, gemessen. Für die Energiemessung ist es daher zwingend notwendig, die Zusammenhänge zwischen der Teilchenenergie, der im Argon erzeugten Ionisationsladung und dem gemessenen Signal genau zu kennen. Vor dem Zusammenbau des Detektors wurden dazu einzelne Kalorimetermodule an Teststrahlen bekannter Teilchenenergie kalibriert. Die Kalibration ist jedoch durch Verunreinigungsprozesse im Kalorimeter zeitlich nicht konstant, sondern muß regelmäßig kontrolliert werden. Zur Eichung werden daher bei laufendem Betrieb Teilchen mit einer festgelegten Energieskala benötigt. In der sogenannten Doppelwinkel-Methode lassen sich für bestimmte Ereignisse Teilchenenergien allein aus der Geometrie dieser Ereignisse bestimmen [Fle97]. Zur Kalibration werden die gemessenen den berechneten Werten angeglichen. Allerdings stehen erst am Ende einer typischerweise halbjährigen Datennahmeperiode ausreichend viele Ereignisse zur Verfügung, um dann rückwirkend die Kalibration für den Meßzeitraum zu bestimmen. Eine Möglichkeit zur Überwachung der Kalibration auf kleinerer Zeitskala ist die Separierung eines zeitabhängigen Anteils, der die relative Änderung zu einer einmal bestimmten wirklichen Kalibrations*konstanten* beschreibt. Der zeitabhängige Anteil wird durch die Ladungssammlungseffizienz erfaßt, die ein Maß dafür ist, wieviel der im Argon deponierten Ladung in der Ausleseelektronik nachgewiesen werden kann. Deren Messung erfolgt bei H1 durch am Rand der Kalorimetermodule angebrachte Proben, die einen globalen Wert für das gesamte Flüssigargon-Kalorimeter liefern. Ziel dieser Arbeit ist es, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem die Ladungssammlungseffizienz während des Detektorbetriebs direkt in einzelnen Bereichen des Kalorimeters gemessen werden kann, um eine Überprüfung der in den Proben gemessenen Werte zu ermöglichen und eventuelle, durch die Proben nicht erfaßbare lokale Unterschiede zu untersuchen. Dabei kann auf vorausgegangene Untersuchungen von G.Best [Bes96] und M.Mondragón [Mon96] aufgebaut werden. Bei diesen Analysen konnte im Gegensatz zu [Sti91] auf Korrekturen durch Simulationsrechnungen verzichtet werden.

Eine genauere Beschreibung des Konzeptes zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz folgt im zweiten Kapitel. Dazu wird dort zunächst die Wechselwirkung von Teilchen in Materie und der Aufbau des H1-Flüssigargon-Kalorimeters detailliert beschrieben.

Im dritten Kapitel werden ausführlich die einzelnen Schritte der Analyse zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mit kosmischen Myonen vorgestellt. Die Beschreibung der Messung mit Myonen aus dem Halo des Protonstrahls schließt sich im vierten Kapitel an. Im fünften Kapitel werden die einzelnen Analyseschritte durch Simulationsrechnungen überprüft.

Kapitel 2

Das H1-Flüssigargon-Kalorimeter

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Wechselwirkung von Teilchen in Materie eingegangen und anschließend erläutert, wie diese für den Bau von Kalorimetern genutzt werden kann. Anschließend werden Aufbau und Funktionsweise des H1-Flüssigargon-Kalorimeters beschrieben und das Prinzip der Messung der Ladungssammlungseffizienz diskutiert.

2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Im folgenden werden Wechselwirkungen von Teilchen in Materie vorgestellt, die eine in Kalorimetern meßbare Energiedeposition bewirken, wobei ein besonderes Augenmerk auf die Wechselwirkung von Myonen gerichtet wird, mit denen die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen durchgeführt worden sind. Die Energieschwellen der Myonwechselwirkungen in Eisen sowie totale Energieverluste pro Wegstrecke in weiteren Materialien können Abbildung 2.1 entnommen werden. Neben den direkten Energieverlusten der Teilchen wird zusätzlich auf das Verhalten etwaiger Sekundärteilchen eingegangen.

2.1.1 Anregung und Ionisation

Ein geladenes Teilchen kann beim Durchqueren von Materie mit den Hüllenelektronen der Atome wechselwirken. Dabei werden die Elektronen aus ihrem ursprünglichen Energieniveau angehoben. Bei kleinen Teilchenenergien kommt es dadurch zu einer Anregung des Atoms, die zur Aussendung eines niederenergetischen Photons führt, wenn das Elektron auf sein ursprüngliches Energieniveau zurückkehrt. Ist die Energie des Teilchen hingegen ausreichend groß, so kann das Elektron das Coulombfeld des Kerns verlassen. Zurück bleibt ein ionisiertes Atom und ein freies Elektron:

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Atom} \rightarrow \text{Teilchen}^{\pm} + \text{Atom}^{+} + e^{-}.$$

Für relativistische, schwere geladene Teilchen ($\beta > 0,1; m \gg m_e$) läßt sich der Energieverlust dE pro Wegstrecke dx durch Ionisation und Anregung mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel

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

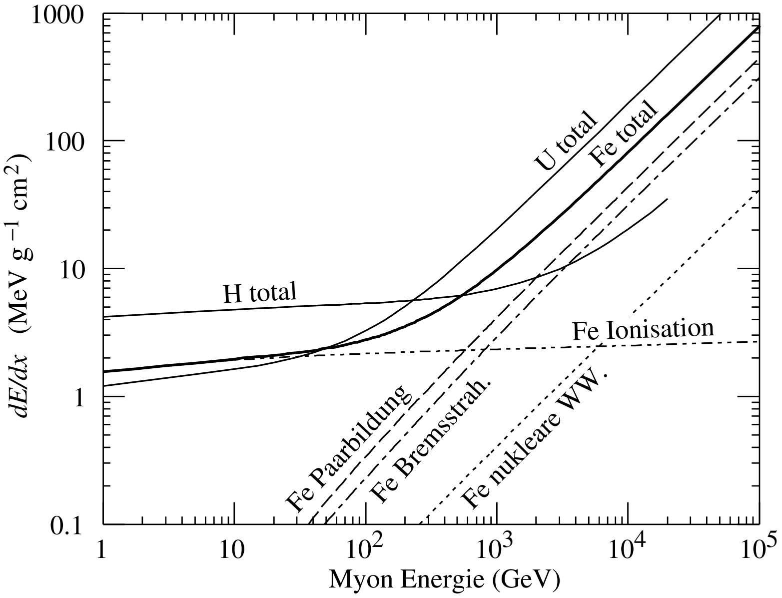

Abbildung 2.1: Mittlerer totaler Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx [MeV cm^2/g] in Abhängigkeit von der Myonenergie für Eisen (Fe), Uran (U) und Wasserstoff (H); Am Beispiel Eisen werden die Beiträge einzelner Energieverlustprozesse und deren Energieschwellen verdeutlicht. [Par96]

beschreiben [Ste84]. Die Bedeutung der Größen sowie zusätzlich eingefügte Korrekturen werden im folgenden näher erläutert:

N_A : Avogadrokonstante,
r_e : klassischer Elektronenradius,
m_e : Ruhemasse des Elektrons,
Z, A, ρ : Kernladungszahl, Massenzahl und Dichte des Absorbermaterials,
z : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e,
$\beta = v/c$: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c.

- Durch die Ionisationskonstante I wird die Bindungsstärke der Hüllenelektronen an die Absorberatome beschrieben. Eine mögliche Approximation ist nach [Ste82]:

$$\frac{I}{Z} = \left(12 + \frac{7}{Z}\right) \text{eV} \qquad \text{für } Z < 13,$$

$$\frac{I}{Z} = \left(9,76 + 58,8\, Z^{-1,19}\right) \text{eV} \qquad \text{für } Z \geq 13.$$

- Der Parameter δ berücksichtigt, daß das ausgedehnte transversale elektrische Feld einfallender relativistischer Teilchen durch die Polarisation der Ladungs-

	Argon Ar	Eisen Fe	Blei Pb
Z	18	26	82
Z/A	0,45059	0,46556	0,39575
ρ [g/cm^3]	1,393	7,874	11,350
I [eV]	188,0	286,0	823,0
Y_0	0,201	-0,001	0,378
Y_1	3,000	3,153	3,807
a	0,196	0,147	0,094
ω	3,000	2,963	3,161
C	-5,217	-4,291	-6,202

Tabelle 2.1: Konstanten zur Dichte- und Schalenkorrektur der Bethe-Bloch-Formel. [Loh85]

dichte der Atomelektronen teilweise abgeschirmt wird. Mit zunehmender Teilchenenergie spielt diese Dichtekorrektur eine immer größere Rolle, so daß für hochenergetische Teilchen der Energieverlust durch Ionisation in Sättigung geht. Dieser Effekt tritt besonders in dichten Absorbermaterialien wie Blei oder Eisen auf [Gru93]. δ kann in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit nach Sternheimer [Ste84] und Lohmann [Loh85] mit folgender Parametrisierung an verschiedene Materialen angepaßt werden:

$$\delta(\beta) = \begin{cases} 0 & \text{für } Y < Y_0, \\ 4,606\ Y + K + a(Y_1 - Y)^{\omega} & \text{für } Y_0 < Y < Y_1, \\ 4,606\ Y + K & \text{für } Y_1 < Y. \end{cases}$$

Y =log($\beta\gamma$) beschreibt dabei die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens und durch $K = -2\ \ln(I/h\nu_p) - 1$ wird die Plasmafrequenz ν_p des durchquerten Mediums berücksichtigt. Die Anpassung erfolgt über die Parameter Y_0, Y_1, ω und a, deren Werte für die im Flüssigargon-Kalorimeter verwendeten Materialien Tabelle 2.1 entnommen werden können.

- Durch die Schalenkorrektur C werden Effekte berücksichtigt, die auftreten, wenn die Geschwindigkeiten des einfallenden Teilchens und der Hüllenelektronen von der gleichen Größenordnung sind.

In Abbildung 2.2 ist der Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation für verschiedene schwere, geladene Teilchen als Funktion ihrer Energie aufgetragen. Unter Benutzung des Lorentz-Faktors $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ lassen sich für die Beschreibung durch die Bethe-Bloch-Formel drei verschiedene Bereiche finden. Im Bereich $\beta\gamma \ll 1$ fällt der Energieverlust mit $1/\beta^2$ ab und erreicht für $\beta\gamma \approx 4$ ein Minimum. Teilchen dieser Energie werden als *minimalionisierend* bezeichnet. Für $\beta\gamma > 4$ steigt der Energie mit dem Logarithmus der Energie an. Dieser Anstieg wird allerdings

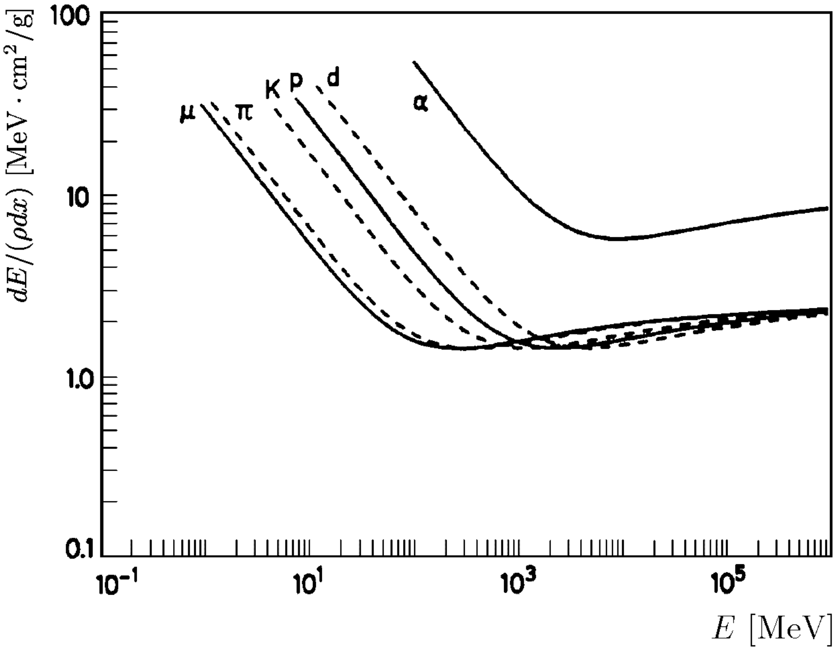

Abbildung 2.2: Energieverlust pro Weglänge durch Ionisation und Anregung als Funktion der Energie schwerer, geladener Teilchen. [Leo87]

durch den oben beschriebenen Sättigungseffekt vermindert, der besonders deutlich bei hochenergetischen Myonen auftritt.

2.1.1.1 δ-Elektronen

Einen Sonderfall bei der Ionisation stellen die δ-Elektronen dar. Hierbei handelt es sich um bei primären Ionisationsprozessen freigesetzte Elektronen, deren Energie über der Ionisationsenergie des Absorbermediums liegt, so daß sie selber wieder ionisieren können. Die entstehende Gesamtzahl von Ionenpaaren ist 3-4 mal größer als die der primären Ionenpaare und proportional zum Energieverlust des einfallenden Teilchens im Material [Per90]. Der Beitrag von δ-Elektronen macht sich durch eine lokal höhere Ionisationsdichte im Vergleich zur Ionisation durch Myonen bemerkbar.

2.1.2 Bremsstrahlung

Besitzen die einfallenden Teilchen ausreichend Energie, so können sie auch in Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne des Absorbermaterials treten. Die Teilchen werden im Kernfeld abgebremst und geben einen Teil ihrer Energie in Form von Photonen als Bremsstrahlung ab:

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} \rightarrow \text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} + \gamma .$$

Der mittlere Energieverlust dE pro Weglänge dx durch Bremsstrahlung beträgt nach Segrè [Seg65]:

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = \frac{4\alpha N_A \rho Z^2 r_e^2 z^2}{A} \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) =: \frac{E}{X_0}. \tag{2.2}$$

Neben den in Gleichung 2.1 verwendeten Größen treten hier die elektromagnetische Feinstrukturkonstante α, sowie die Energie E und die Masse m des einfallenden Teilchen auf. Durch die Größe X_0 wird eine materialabhängige Längenskala definiert, die sogenannte Strahlungslänge. Sie gibt die Strecke an, auf der die Energie E auf den Bruchteil E/e abgefallen ist. Unter Berücksichtigung von Abschirmeffekten des Kernfeldes durch atomare Elektronen kann die Strahlungslänge parametrisiert werden durch [Par96]:

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1)\,\ln(287\sqrt{Z})}\,\frac{1}{\rho}. \tag{2.3}$$

Die in der Literatur angegebenen Strahlungslängen beziehen sich dabei immer auf Elektronen als Primärteilchen.

Im Unterschied zur Ionisation ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung umgekehrt proportional zum Massenquadrat des einfallenden Teilchens, so daß er für Myonen gegenüber Elektronen um einen Faktor $\approx 1/40000$ unterdrückt und somit für Myonen mit Energien < 100 GeV vernachlässigbar klein ist (siehe Abbildung 2.1). Jedoch kann es in einzelnen Ereignissen durch starke Fluktuationen im Energieübertrag zur Abstrahlung hochenergetischer Photonen kommen, die weiter wechselwirken können (siehe Abschnitt 2.1.4).

2.1.3 Paarerzeugung

Über den Austausch eines virtuellen Photons zwischen einem geladenen, relativistische Teilchen und dem Kern eines Absorberatoms können Teilchen-Antiteilchen-Paare entstehen. Die Bildung eines $\mu^+\mu^-$ - Paares ist dabei stark unterdrückt [Loh85], so daß es hauptsächlich zu einer Wechselwirkung der Form

$$\text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} \rightarrow \text{Teilchen}^{\pm} + \text{Kern} + e^+ + e^-$$

kommt. Eine vollständige Berechnung des Wirkungsquerschnittes dieser Reaktion für Myonen findet man bei Kelner und Kotov [Kel68]. Der Energieverlust pro Weglänge ist hier ebenfalls proportional zur Energie E des einfallenden Teilchen und liegt für Myonen etwas über dem Wert für Bremsstrahlungsprozesse [Gru93].

2.1.4 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Im folgenden sollen mögliche Sekundärwechselwirkungen von Photonen, die bei Bremsstrahlungsprozessen entstehen, vorgestellt werden.

Die Wechselwirkung von Photonen in Materie ist ein statistischer Prozeß, so daß sich die Abnahme der Photonintensität I_{phot} durch einen exponentiellen Abfall der Form

$$I_{phot}(x) = I_0^{phot} \cdot \mathrm{e}^{-\mu x} \tag{2.4}$$

beschreiben läßt. Der Massenabsorptionskoeffizient μ enthält dabei neben der Massenzahl A und der Konstanten N_A die Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungsprozesse von Photonen [Gru84]:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i . \tag{2.5}$$

Die im wesentlichen zur Summe der Wirkungsquerschnitte beitragenden Prozesse sind:

- **Paarbildung:** Im Coulombfeld eines Kerns kann ein Photon in ein e^+e^--Paar konvertieren:

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

  Dieser Prozeß besitzt eine Schwellenenergie von $E_\gamma > 2m_ec^2$, wobei die aufzubringende Energie für den Kernrückstoß aufgrund der großen Massendifferenz $m_{Kern} \gg m_e$ vernachlässigt werden kann. Die mittlere freie Weglänge, die ein Photon bis zur Konversion zurücklegt, beträgt $\lambda_{paar} = 9/7X_0$. Der Wirkungsquerschnitt [Ros52] dominiert die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen oberhalb von 100 MeV.

- **Compton-Streuung:** Die Compton-Streuung beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem quasifreien atomaren Elektron unter Vernachlässigung der Bindungsenergie des Elektrons:

  $$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- .$$

  Der Wirkungsquerschnitt pro Elektron wurde erstmals von Klein und Nishina [Kle29] berechnet. Betrachtet man den totalen Wirkungsquerschnitt für ein gegebenes Material, geht als zusätzlicher Faktor die Kernladungszahl Z der Atome ein, die der Anzahl der Elektronen pro Atom entspricht. Dieser Prozeß dominiert bei Photonenergien in der Größenordnung von 0,01 MeV $< E_\gamma <$ 1 MeV.

- **Photoeffekt:** Niederenergetische Photonen können Atome des Absorptionsmediums ionisieren:

  $$\gamma + \text{Atom} \rightarrow \text{Atom}^+ + e^- .$$

  Werden dabei Elektronen innerer Schalen aus dem Atom gelöst, kommt es bei der Wiederbesetzen dieser Schale zu einer charakteristischen Röntgenstrahlung. Der genaue Wirkungsquerschnitt kann zum Beispiel [Mar69] entnommen werden.

Die Beiträge der einzelnen Prozesse als Funktion der Photonenergie sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

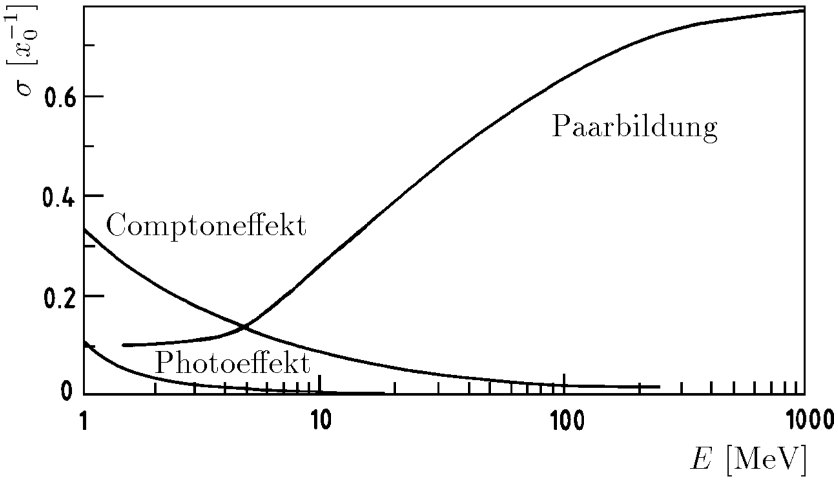

Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte verschiedener Absorptionsprozesse von Photonen in Blei als Funktion der Photonenergie, gemessen in reziproken Strahlungslängen X_0^{-1}. [Par90]

2.1.5 Vielfachstreuung

Zusätzlich zu den beschriebenen Energieverlustprozessen können auch Wechselwirkungen ohne Energieverlust auftreten. Einfallende Teilchen werden elastisch an den Coulombfeldern von Atomkernen und Hüllenelektronen gestreut. Die vielen dabei auftretenden Streuprozesse unter kleinen Winkeln werden durch die Molière-Theorie beschrieben, die für die Verteilung der Ablenkwinkel bezüglich der Einfallsrichtung eine Gauß-Verteilung vorhersagt. Die Standardabweichung der in eine Ebene projizierten Streuwinkelverteilung ist nach Highland und Lynch [Par96] gegeben durch

$$\theta_{rms}^{proj.} = \sqrt{\langle\theta^2\rangle} = \frac{13,4\text{MeV}}{\beta c p_0} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right], \qquad (2.6)$$

wobei p_0 (in MeV/c) den Impuls des gestreuten Teilchens darstellt. x/X_0 ist die Dicke des streuenden Mediums in Einheiten der Strahlungslänge. Daraus läßt sich die Abweichung b, die ein Teilchen nach Durchqueren der Strecke x in der Projektionsebene erfahren hat, berechnen: [Par96]:

$$b = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_{proj.}. \qquad (2.7)$$

2.1.6 Teilchenschauer

Durch die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Prozesse, kann es nach der ersten Wechselwirkung eines einfallenden Teilchens zu einem kaskadenartigen

Anstieg der Zahl von Sekundärteilchen kommen, der als Teilchenschauer bezeichnet wird. Zu unterscheiden ist dabei zwischen rein elektromagnetischen Schauern, die ausschließlich Leptonen und Photonen enthalten und auch nur durch diese ausgelöst werden, und hadronischen Schauern.

2.1.6.1 Elektromagnetische Schauer

Das Anwachsen von Teilchenzahl und Strahlung geschieht in elektromagnetischen Schauern durch wechselweise Paarbildung und Bremsstrahlung, das Abklingen durch Ionisation und Anregung des Materials durch Elektronen sowie Absorption niederenergetischer Photonen durch Compton- beziehungsweise Photoeffekt. Wie man Abbildung 2.4 und den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 entnehmen kann, dominiert für große Teilchenenergien der Bremsstrahlungsprozess, für kleine der Energieverlust durch Ionisation und Anregung. Liegt die Energie der erzeugten Teilchen unter einer kritischen Energie E_{krit}, klingt der Schauer ab. Diese Energie ist materialabhängig und dadurch definiert, daß der Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung gleich groß ist:

$$-\left.\frac{dE_{krit}}{dx}\right|_{brems} = -\left.\frac{dE_{krit}}{dx}\right|_{ion}. \tag{2.8}$$

Nach [Ama81] kann die kritische Energie näherungsweise beschrieben werden durch

$$E_{krit} = \frac{550\mathrm{MeV}}{Z}. \tag{2.9}$$

Durch den geringen Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung ist die Bildung elektromagnetischer Schauer für Myonen allerdings stark unterdrückt. Nur durch die statistische Natur der Bremsstrahlungsprozesse kommt es in seltenen Fällen zu einem durch Myonen erzeugten Schauer.

2.1.6.2 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer werden durch ein hochenergetisches Hadron ausgelöst, das in einer Reihe von inelastischen Stößen mit Kernen des Absorbermaterials weitere Hadronen erzeugt. Die Wirkungsquerschnitte von Hadronen sind deutlich geringer als die elektromagnetischer Wechselwirkungen, so daß die mittlere freie Weglänge, Absorptionslänge λ genannt, deutlich größer als die Strahlungslänge des Absorbermaterials ist:

$$\lambda \gg X_0. \tag{2.10}$$

Ein Großteil der entstandenen Hadronen sind neutrale Pionen, die in zwei Photonen zerfallen und dadurch im hadronischen Schauer einen elektromagnetischen Subschauer auslösen. Weiterhin entstehen durch den Zerfall geladener Pionen Myonen, die mit dem Material ein geringe Wechselwirkung eingehen, und Neutrinos, die ohne eine weitere Energiedeposition das Material verlassen können. [Gru93]

Bei der Wechselwirkung von Myonen im Detektor spielen hadronische Schauer allerdings keine Rolle .

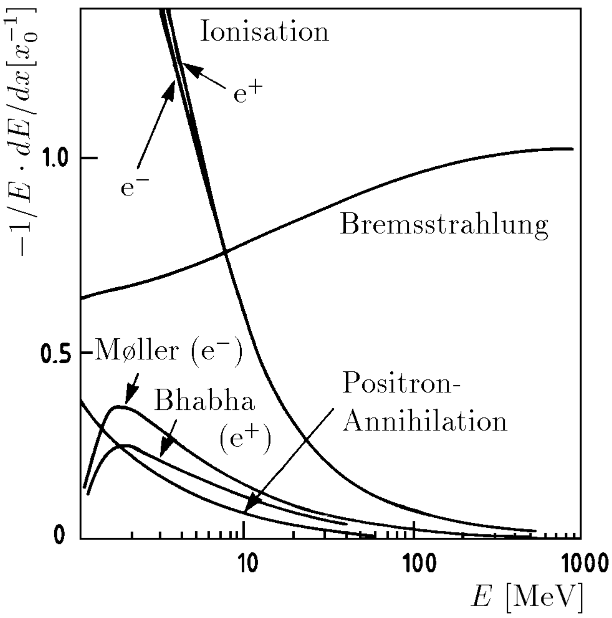

Abbildung 2.4: Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 in Blei als Funktion der Energie eines Elektrons beziehungsweise Positrons. [Par96]

2.2 Grundlagen der Kalorimetrie

Die Aufgabe von Kalorimetern ist es, Teilchenenergien E zu messen. Die einfallenden Teilchen verlieren durch Wechselwirkungen mit dem Kalorimetermaterial Energie. Ein Großteil der Teilchenenergie geht in schwer nachweisbare Wärmeenergie über und somit für die Messung verloren. Energiedepositionen wie zum Beispiel Ionisation eines Absorbermaterials oder Erzeugung von Lichtquanten sind hingegen zum Nachweis geeignet. Zusätzlich können oberhalb bestimmter Energieschwellen die einfallenden Primärteilchen Kaskaden aus Sekundärteilchen auslösen, die ebenfalls zur Energiedeposition beitragen. Weiß man, welcher Teil der Energie in nachweisbarer Form zu Verfügung steht, kann man mit Hilfe einer geeigneten Kalibration des Kalorimeters eine Energiemessung machen.

In der Regel unterscheidet sich der nachweisbare Anteil der deponierten Energie für elektromagnetisch beziehungsweise hadronisch wechselwirkende Teilchen gleicher Energie. Nach Abschnitt 2.1.6.2 können Teilchen aus hadronischen Schauern das Kalorimeter ohne weitere Energiedeposition verlassen. Bei Hadronen muß außerdem ein Teil der Energie dafür aufgebracht werden, Kernbindungen aufzubrechen. Die dabei verwendete Energie liefert keinen meßbaren Beitrag zum Signal. Durch Wahl geeigneter Detektormaterialien wie zum Beispiel Uran können diese Effekte teilweise ausgeglichen werden; man spricht dann von einem kompensierenden Kalorimeter. [Gru93]

Um die gesamte Teilchenenergie nachweisen zu können, sollte das Teilchen vollständig im Kalorimeter absorbiert werden. Die benötigte Tiefe nimmt dabei logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens zu [Gru93]. Die Energiedeposition pro Weglänge ist nach Abschnitt 2.1 proportional zur Kernladungszahl Z, so daß die Detektortiefe zusätzlich von der Wahl des Absorbermaterials abhängt. Wünschenswert wäre also ein Absorbermaterial mit hohem Z, das sich gleichzeitig zur Signalauslese eignet, um sogenannte homogene Kalorimeter bauen zu können.

In der Praxis erreicht man als Kompromiß eine Reduzierung des Detektorvolumens durch eine Sandwich- oder Sampling[1]- Bauweise. Die Kalorimeter sind dabei nicht homogen aufgebaut sondern aus alternierenden Schichten von Absorbermaterial mit hoher Dichte und Ausleseschichten. Dem Vorteil kompakter Bauweise bei nahezu vollständiger Teilchenabsorption stehen allerdings Nachteile in der Auflösung der Energiemessung entgegen. Da das Signal nur stichprobenartig gemessen wird, wird die Energieauflösung durch Samplingfluktuationen σ_{samp} beschränkt, die folgende Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen zeigen [Wig87]:

$$\frac{\sigma_{\mathrm{samp}}}{E} \propto \sqrt{\frac{\Delta E(MeV)}{E(GeV)}}.$$

ΔE beschreibt dabei die mittlere, im Auslesemedium deponierte Energie. In die Proportionalitätskonstante gehen Dicke und Material der Absorber- und Ausleseschichten ein.

Ist das Kalorimeter hinreichend fein segmentiert, so kann es neben der Energiemessung auch zur Ortbestimmung genutzt werden. Zusätzlich können Teilchen durch die Untersuchung der longitudinalen und lateralen Ausdehnung ihrer Energiedeposition identifiziert werden, da sich diese für Elektronen, Myonen und Hadronen unterscheidet.

2.3 Aufbau des H1-Flüssigargon-Kalorimeters

Neben weiteren kleineren Kalorimetern dient im H1-Detektor hauptsächlich ein nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter mit flüssigem Argon als aktivem Material in den Ausleseschichten zur Energiemessung. Um für den Nachweis elektromagnetischer wie hadronischer Schauer gleichermaßen geeignet zu sein, ist das Kalorimeter radial in einen sogenannten elektromagnetischen Teil mit Bleiplatten und einen größeren hadronischen Teil mit Eisenplatten als Absorbermaterial unterteilt. In Abhängigkeit vom Polarwinkel θ entspricht das Material im elektromagnetischen Teil 20 bis 30 Strahlungslängen (X_0), das im hadronischen Teil 5 bis 8 Absorptionslängen (λ). In Tabelle 2.2 sind die Werte für λ und X_0 der einzelnen Materialien aufgeführt.

Die Zwischenräume zwischen den Absorberplatten sind mit flüssigem Argon als aktivem Material gefüllt. Die dadurch gebildeten Ionisationskammern werden durch

---

[1] sample = abtasten, Stichprobe

Material	λ $[cm]$	X_0 $[cm]$
Flüssigargon (Ar)	84.1	14,0
Eisen (Fe)	16,8	1,76
Blei (Pb)	17,1	0,56

Tabelle 2.2: Absorptionslänge λ und Strahlungslänge X_0 der im Flüssigargon-Kalorimeter eingesetzten Absorbermaterialien. [Par96]

eine angelegte Hochspannung ausgelesen. Argon hat dabei folgende Vorteile aufzuweisen [Wil74]:

- Es hat durch seine hohe Dichte von 1,4 g/cm^3 relativ geringe Absorptions- und Strahlungslängen.
- Die geringe Elektronenaffinität sorgt für eine gute Signalausbeute.
- Durch die hohe Elektronenbeweglichkeit liefert es schnelle Signale.
- Es ist chemisch nahezu inaktiv und im Gegensatz zu Szintillatoren strahlungsfest und nicht brennbar.
- Viele elektronegative Substanzen, die die Signalausbeute negativ beeinflussen, sind bei Betriebstemperatur ausgefroren.
- Es ist relativ preiswert.

Als Nachteil steht dem hauptsächlich die schwierige Handhabung des Argons entgegen, das bei Normaldruck nur über einen Temperaturbereich von 3,5 Kelvin in der flüssigen Phase vorliegt. Um ein Einfrieren oder eine Blasenbildung in den Ausleselücken durch Verdampfen sicher zu verhindern, muß ein Arbeitspunkt von 88,8±0,1 Kelvin eingehalten werden. Dazu befindet sich das gesamte Flüssigargon-Kalorimeter in einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kryostaten, der auf einem Druck von 1,35±0,05 bar gehalten wird. Durch den leichten Überdruck im Kryostaten wird der Siedepunkt des Argon erhöht und der Temperaturbereich der flüssigen Phase vergrößert. Die Toleranzen der Werte beziehen sich auf über eine Stunde gemittelte Messungen. Kurzzeitig können auch etwas größere Schwankungen auftreten. Im Zusammenspiel mit einem Vakuum direkt außerhalb des Kryostaten gelangen durch den Überdruck außerdem weniger Stoffe, die das Argon verunreinigen, in den Kryostaten. Vor allem Sauerstoff sorgen dafür, daß die mittlere freie Weglänge durch Rekombination linear mit der Verunreinigung abfällt und es somit zu einer schlechteren Signalausbeute kommt [Hof76].

Im folgenden wird der Aufbau des Kalorimeters näher erläutert. Für weitere Information sei auf [H1-93a] verwiesen.

Kalorimetermodul	$D_{Sampling}$ [mm]	d_{Gap} [mm]	Anteil Argon [%]
BBE, FBE	13,94	2,34	33,57
CBE	13,67	2,34	34,24
IFE	14,70	2,37	32,24
CBH	27,75	2,29	16,50
FBH, OFH	27,92	2,45	17,55
IFH	28,08	2,37	16,88

Tabelle 2.3: Dicke der Samplingschichten $D_{Sampling}$ der elektromagnetischen und hadronischen Module und der Argon-Ausleseschichten d_{Gap}, sowie der prozentuale Volumenanteil des Argons an einer Samplingschicht (2 Ausleseschichten pro Samplingschicht) [H1-93a]; zu den Modulbezeichnungen siehe Kapitel 2.3.3.

2.3.1 Samplingschicht

Die kleinste mechanische Einheit des Kalorimeters ist eine Samplingschicht, wobei sich der Aufbau der Schichten im elektromagnetischen und im hadronischen Teil unterscheidet. Die genauen Maße können Tabelle 2.3 und Abbildung 2.5 entnommen werden.

In einer elektromagnetischen Samplingschicht sind alternierend zwei Bleiplatten und zwei Argon-Schichten (Gap) zusammengefaßt. Mit Klebefolien (Prepreg) sind an den Platten zur Stabilisierung beidseitig Schichten aus glasfaserverstärktem Kunststoff befestigt. Auf der einen Platte ist mit einer weiteren Lage Folie eine Ruß-Epoxydharz-Mischung als HRC-Beschichtung[2] aufgebracht, an der die Betriebsspannung $U_{nom} = 1500\text{V}$ anliegt. Mit den Werten für die Breite einer Ausleseschicht aus Tabelle 2.3 ergibt sich ein elektrisches Feld von typischerweise 625 V/mm. Der hohe Widerstand der HRC-Schicht von mehr als 5 $\text{M}\Omega/\text{cm}^2$ schützt die in Anhang B.1 beschriebene, angeschlossene Ausleseelektronik vor zu großen Strömen und vermindert ein Übersprechen des Signals auf benachbarte Kanäle [Fla87]. Auf der anderen Bleiplatte ist der Kunststoff zur Signalauslese beidseitig mit Kupfer beschichtet, dessen Segmentierung die Granularität des Kalorimeters festlegt.

Eine Samplingschicht des hadronischen Teils wird durch eine Eisenplatte und eine Argon-Lücke gebildet. Durch Nieten werden die Eisenplatten zweier Schichten auf einem festen Abstand gehalten, der die Breite der Argon-Lücke definiert. An den Nieten sind mit Distanzringen mechanisch eigenständige Ausleseeinheiten in der Mitte zwischen den beiden Platten befestigt, so daß dadurch in der Argon-Lücke zwei Ausleseschichten entstehen. Die Ausleseeinheit ist aus einer beidseitig kupferbeschichteten Kunststoffplatte aufgebaut. Die Hochspannungsversorgung der Ausleseschicht erfolgt durch eine mit Prepreg an das Eisen geklebte HRC-Schicht.

---

[2] **H**igh **R**esistive **C**oating

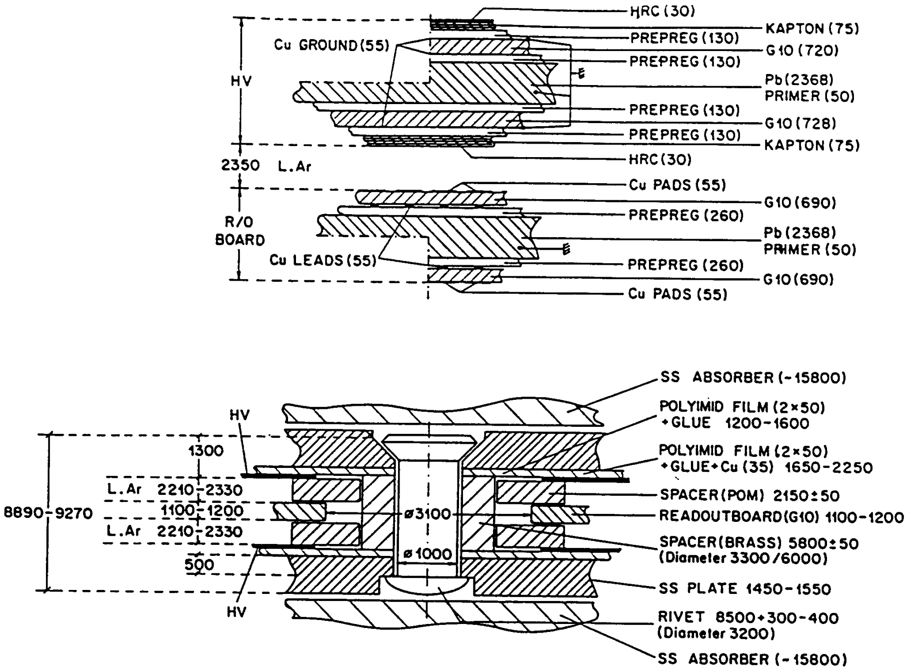

Abbildung 2.5: Querschnitt durch die Schichtstruktur des elektromagnetischen (oben) beziehungsweise hadronischen (unten) Teil des Kalorimeters; alle Maße in μm. [H1-93a]

2.3.2 Auslesezelle

Als Kompromiß zwischen einer möglichst hohen Granularität und einer verarbeitbaren Datenmenge werden mehrere aufeinanderfolgende Samplingschichten zu einer Auslesezelle zusammengefaßt. Die Granularität und somit die Zahl der Auslesezellen variiert dabei je nach Anforderung in den einzelnen Bereichen des Kalorimeters. Anhang A.1 gibt einen Überblick über die Anzahl der Samplingschichten, die eine Auslesezelle bilden. Insgesamt werden im Flüssigargon-Kalorimeter 44351 Zellen ausgelesen.

2.3.3 Kalorimeter-Module

Die einzelnen Zellen sind wiederum in größeren mechanischen Einheiten zusammengefaßt, den sogenannten Modulen. Die in dieser Arbeit verwendeten englischen Bezeichungen der einzelnen Module ergeben sich aus ihrer Lage im H1-Detektor:

- BB : **B**ackward **B**arrel,
- CB : **C**entral **B**arrel,
- FB : **F**orward **B**arrel,

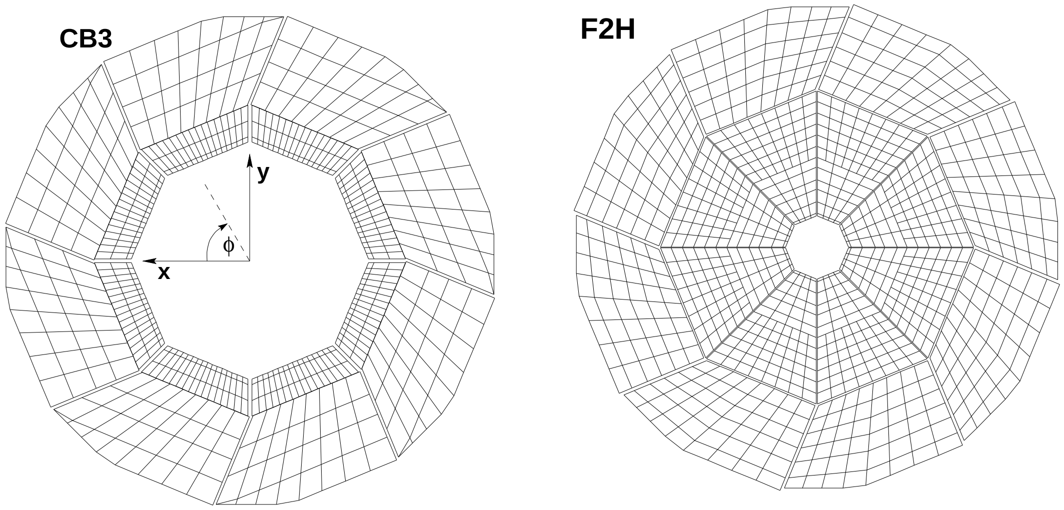

Abbildung 2.6: Querschnitt durch Ringe des Flüssigargon-Kalorimeters; links der CB3-Ring mit den elektromagnetischen (innen) und hadronischen (außen) Modulen, rechts der Ring mit den IF2H- und OF2H- Modulen; zu erkennen ist die Einteilung in Auslesezellen.

- IF : **I**nner **F**orward,
- OF : **O**uter **F**orward.

Die Unterscheidung in hadronische und elektromagnetische Module geschieht dabei durch die angehängten Buchstaben **H** und **E**.

Wie aus Abbildung 2.6 ersichtlich ist, bilden acht hadronische Module einen Ring, in dessen Innerem die elektromagnetischen Module befestigt sind. Im Vorwärtsbereich sind dies je zwei halbkreisförmige Bauteile, auf deren Ausleseplatten die Struktur von jeweils vier Modulen aufgebracht ist. In den anderen Bereichen bildet jedes elektromagnetische Modul ein eigenes Bauteil. Das Flüssigargon-Kalorimeter besteht aus insgesamt acht dieser Ringe. In Abbildung 2.7 ist zu erkennen, daß die Zellschichten so ausgerichtet sind, daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen diese nahezu senkrecht durchqueren. Die Platten in den CB-Ringen sind daher parallel zur Strahlrichtung ausgerichtet, die der anderen Bereiche senkrecht dazu.

Die Zellsegmentierung der einzelnen Module kann Tabelle 2.4 entnommen werden. Im äußersten Vorwärtsbereich (OF2H) wird die Form der Module durch die Kryostatenwand bestimmt. Die unterschiedlichen Segmentierungen in φ in den Inner-Forward-Modulen kommt durch die sich zum Strahlrohr hin verjüngende Form der Module zustande.

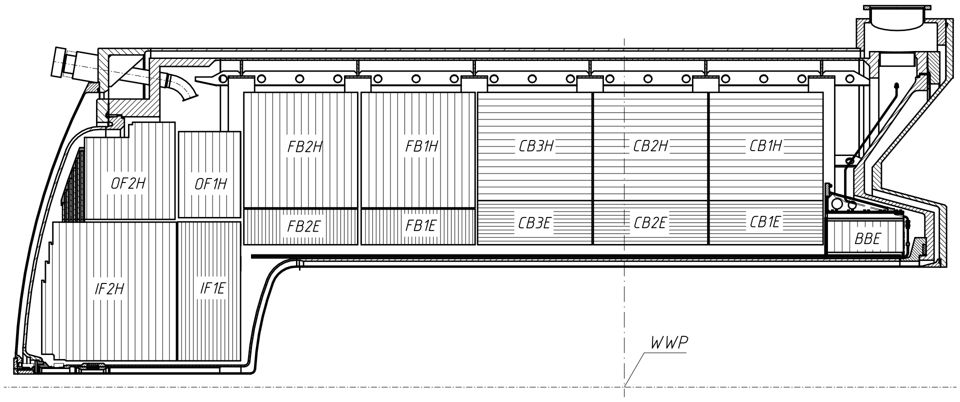

Abbildung 2.7: Längsschnitt durch das H1-Flüssigargon-Kalorimeter; deutlich wird hier die Ausrichtung der Absorberplatten, die so gewählt ist, daß vom Wechselwirkungspunkt (WWP) kommende Teilchen diese möglichst senkrecht durchqueren. [H1-93a]

Modul	Segmentierung in		
	z-Richtung	R-Richtung	φ-Richtung
BBE	5	3	8
CB1E/CB2E	12	3	8
CB3E	16	3	16
FB1E	12	3	16
FB2E	8	4	16
IF1E	4	26	8/16
IF2H	5	12	4/8
CB1H/CB2H	6	4	8
CB3H	8	4	8
FB1H	6	5	8
FB2H	4	6	8
OF1H	2	6	8
OF2H	2-5	4-6	8

Tabelle 2.4: Zellsegmentierung der Kalorimetermodule in z-, R- und φ-Richtung. [H1-93a]

2.4 Rekonstruktion der Teilchenenergie

2.4.1 Vorgänge in der Zelle

Die Energiemessung im Flüssigargon-Kalorimeter beruht auf dem Prinzip einer Ionisationskammer. Durchquert ein ionisierendes Teilchen eine Argonschicht, erzeugt es freie Ladungsträger in Form von Elektronen und positiv geladener Argonionen. Durch die anliegende Hochspannung driften die Elektronen in Richtung der geerdeten Ausleseplatte und influenzieren dort ein Signal, das zu dem in der Ionisationskammer fließenden Strom freier Ladungsträger proportional ist [Gru93]. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist von der angelegten Hochspannung abhängig [Mil68] und beträgt bei der nominellen Feldstärke von 625 V/mm v_d=4,5 mm/μs. Die mittlere Driftgeschwindigkeit der Argonionen ist um vier Größenordnungen kleiner, so daß sie innerhalb der durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen definierten Auslesezeit $t_d = d_{Gap}/v_d$ keinen Beitrag zum Signal leisten. Durch das ionisierende Teilchen bildet sich im Argon eine Linienladung aus, die zwischen Hochspannungs- und Ausleseplatte zu einem Strom der Form

$$I_{lin}(t) = N_e \cdot e \, \frac{1}{t_d^2} \, (t_d - t) \qquad (2.11)$$

führt [Wil74]. N_e ist hierbei die Anzahl der im Argon erzeugten Elektronen und e die Elementarladungszahl. Die nach der Zeit t_d an der Ausleseplatte vorhandene Ladungsmenge läßt sich dann berechnen zu

$$Q_0^{lin} = \int_0^{t_d} I_{lin}(t) \, dt = \int_0^{t_d} N_e \cdot e \, \frac{1}{t_d^2} \, (t_d - t) \, dt = \frac{1}{2} \, N_e \cdot e. \qquad (2.12)$$

Das bedeutet, daß maximal die Hälfte der freigesetzten Ladung nachgewiesen werden kann.

Etwas anders verhält es sich, wenn ein Teilchen eine nahezu punktförmige Ladung in dem Argon deponiert, wie es zum Beispiel niederenergetische Teilchen mit einem hohen Energieverlust pro Weglänge tun. Der signalerzeugende Strom der Punktladung kann dann beschrieben werden durch den zeitlich konstanten Ausdruck

$$I_p = \frac{N_e \cdot e \cdot v_d}{d_p}, \qquad (2.13)$$

wobei d_p den urspünglichen Abstand der Punktladung von der Ausleseplatte bezeichnet. Daraus folgt nach [Wil74] die innerhalb der Auslesezeit maximal meßbare Ladung:

$$Q_0^p = N_e \cdot e. \qquad (2.14)$$

2.4.2 Signalverarbeitung

Das in den Zellen gemessene analoge Signal wird an die Ausleseelektronik weitergeleitet, die es für eine weitere Auswertung aufbereitet und digitalisiert. Bei der Aufbereitung wird das Zellsignal unter anderem auf justierte systematische Verschiebungen des Nullpunktes, sogenannte “Pedestals” korrigiert. Das digitalisierte Signal liegt anschließend in Form von sogenannten “ADC counts” vor. Der Aufbau der Ausleseelektronik und die einzelnen Schritte der Signalaufbereitung können detailiert Anhang B.1 entnommen werden.

2.4.3 Kalibration

Ziel ist es schließlich, aus den digitalisierten Signalen die Energie des Teilchens zu bestimmen, das das Kalorimeter durchquert hat. Dazu ist es notwendig, den Zusammenhang zwischen den "ADC counts" und der gemessenen Ladung Q, und weiter zwischen Q und der Teilchenenergie E zu kennen. Die Bestimmung dieser Zusammenhänge nennt man Kalibration.

Neben den Signalen aus dem Kalorimeter können auch Signale aus Pulsern mit bekannten Ladungswerten in die Ausleseelektronik gegeben und somit die Beziehung zwischen "ADC count" und Q ermittelt werden. Um Nichtlinearitäten der Elektronikbauteile zu erfassen, wird diese durch die Anpassung eines Polynoms dritten Grades ausgedrückt [H1-93a] :

$$Q = \sum_{n=1}^{3} p_n \times (ADC\ count - pedestal)^n. \tag{2.15}$$

Das Verhältnis zwischen gemessener Ladung und Teilchenenergie wurde vor dem Einbau des Kalorimeters in den H1-Detektor an repräsentativen Modulen an Teststrahlen am CERN[3] gemessen [H1-93b] [H1-94]. Als Ergebnis erhält man eine ideale Kalibrationskonstante c_{id}^{em} für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen:

$$c_{id}^{em} = \frac{E}{Q}. \tag{2.16}$$

Diese kann aber nur als Referenzwert angesehen werden, da die Kalibration eines Kalorimeters sich zeitlich ändern kann. So führen zum Beispiel zunehmende Verunreinigungen im Kalorimeter dazu, daß das Verhältnis von gemessener Ladung Q zu deponierter Ladung Q_0 abnimmt (siehe Abbildung 2.8). Das heißt, neben der Bestimmung einer wirklichen Kalibrationskonstanten muß auch ein zeitlich veränderlicher Anteil erfaßt werden.

2.5 Ladungssammlungseffizienz ϵ

Das Verhältnis

$$\epsilon = \frac{Q}{Q_0} \tag{2.17}$$

wird als *Ladungssammlungseffizienz* bezeichnet. Sie drückt aus, welcher Anteil der tatsächlich deponierten Ladung überhaupt nachgewiesen werden kann, beziehungsweise wie groß Verluste durch Rekombination oder Wechselwirkungen mit elektronegativeren Verunreinigungen im Auslesematerial sind. Überträgt man die Ergebnisse von Hilsch et al. [Hil37] auf die Gegebenheiten im Flüssigargon-Kalorimeter, so sieht

---

[3] Europäisches Labor für Teilchenphysik

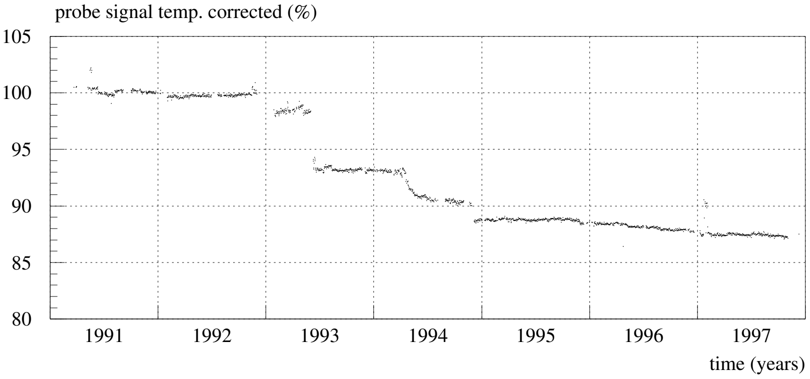

Abbildung 2.8: Relative Abnahme des nachgewiesenen Signals durch Verunreinigungen als Funktion der Zeit. [Fle97]

man, daß die nachweisbare Ladung unter anderem eine Funktion der angelegten Hochspannung U_{HV} ist:

$$Q = 2 \cdot Q_0 \frac{\alpha\, U_{HV}}{p\, d_{Gap}^2} \left[1 - \frac{\alpha\, U_{HV}}{p\, d_{Gap}^2} \left(1 - e^{-\frac{p\, d_{Gap}^2}{\alpha\, U_{HV}}} \right) \right] . \qquad (2.18)$$

d_{Gap} ist dabei die Dicke der Argon-Schicht und p ein Maß für die Verunreinigung in der Einheit ppm [4]. Hofmann et al. [Hof76] haben die Anwendbarkeit dieser Formel für Flüssigargon-Kalorimeter gezeigt und die Proportionalitätskonstante zu α(Flüssigargon) = (0,15 ± 0,03) ppm $\cdot$ cm^2/kV bestimmt.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für den Fall, daß sich im Argon eine Linienladung ausbildet. Das Ergebnis für Punktladungen sieht nach Thomas et al. [Tho87] etwas anders aus, soll hier aber nicht weiter diskutiert werden. Aus Gleichung 2.18 wird deutlich, daß der Wert für ϵ von U_{HV} abhängt. Die Angabe eines Wertes bei H1 bezieht sich immer auf den Arbeitspunkt bei 1500V. In Abbildung 2.9 ist Q als Funktion von U_{HV} für zwei verschiedene Werte von ϵ aufgetragen. Für sehr hohe Spannungen nähern sich beide Kurven einem gemeinsamen Sättigungswert Q_0 an, der mit der maximal auslesbaren Ladung übereinstimmt. Man kann erkennen, daß für einen stabilen Detektorbetrieb ϵ möglichst groß sein sollte, damit Korrekturen klein bleiben und auch für niedrige Hochspannungen der Arbeitspunkt schon im Bereich des Plateaus liegt und somit Instabilitäten in der Hochspannungsversorgung nur kleine Einflüsse auf das Meßergebnis haben.

Die Überwachung der Verunreinigung und der Ladungssammlungseffizienz geschieht beim H1-Flüssigargon-Kalorimeter durch 11 kleine, an der inneren Kryostatenwand angebrachte Ionisationskammern mit einer Ausleselücke von 4 bis 6 mm. Als Referenzsignale werden die bekannten Spektren von α- und β-Zerfällen genommen. Zum einen wird dabei bei konstanter Hochspannung die zeitliche Veränderung

---

[4] **P**arts **P**er **M**illion

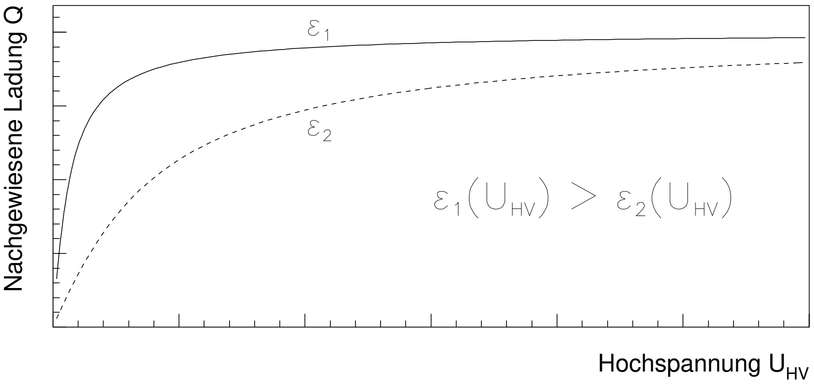

Abbildung 2.9: Abhängigkeit der gesammelten Ladung Q von der an der Auslesezelle angelegten Hochspannung U_{HV} dargestellt für zwei verschiedene Werte der Ladungssammlungseffizienz ϵ; beide Kurven streben einem gemeinsamen Sättigungswert zu, der der maximal vorhandenen Ladung Q_0 entspricht.

der Signalamplituden untersucht, zum anderen werden HV-Kurven zu Messung benutzt. [Bab94]

Die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mit Hilfe der HV-Kurven läßt sich aus Gleichung 2.18 beziehungsweise Abbildung 2.9 ableiten: Variiert man die Spannung U_{HV} und mißt dabei jeweils die ausgelesene Ladung, kann man das Ergebnis durch eine Anpassung der Funktion 2.18 an den gemessenen Kurvenverlauf quantifizieren, wobei die beiden freien Parameter der Anpassung Q_0 und p sind. Nun kann ϵ auf zwei Weisen bestimmt werden: Zum einen dividiert man den bei der nominellen Hochspannung gemessenen Wert für die Ladung durch die aus der Anpassung erhaltene maximal vorhandene Ladung

$$\epsilon_{Q_0} = \frac{Q(U_{nom})}{Q_0^{Fit}}, \tag{2.19}$$

oder man dividiert Gleichung 2.18 durch Q_0, setzt für U_{HV} den Wert der nominellen Hochspannung U_{nom} und für p den Wert p_{Fit} aus der Anpassung ein:

$$\epsilon_p = 2 \cdot \frac{\alpha\, U_{nom}}{p_{Fit}\, d_{Gap}^2} \left[1 - \frac{\alpha\, U_{nom}}{p_{Fit}\, d_{Gap}^2} \left(1 - e^{-\frac{p_{Fit}\, d_{Gap}^2}{\alpha\, U_{nom}}} \right) \right]. \tag{2.20}$$

Ziel dieser Arbeit ist es, diese Ladungssammlungseffizienz nicht an Proben am Rand des Kalorimeters sondern in den Kalorimetermodulen selbst zu messen. Das Referenzsignal bekannter Energie liefern hierbei Myonen, die im analysierten Impulsbereich von einigen GeV ein konstantes dE/dx haben, somit unabhängig von ihrem Impuls im Mittel die gleiche Ladung pro Weglänge deponieren. Um eine Linienladung in den Argonlücken zu erhalten, ist es notwendig, daß die Myonen diese möglichst senkrecht durchqueren. Somit eignen sich für die Messungen im CB-Teil kosmische Myonen, die den Detektor vertikal passieren, und in den anderen Modulen Myonen aus dem Halo des Protonstrahls, die den Detetektor parallel zum Strahlrohr durchqueren.

Kapitel 3

Messung der Ladungssammlungseffizienz mit kosmischen Myonen

In diesem Kapitel wird die Messung der Ladungssammlungseffizienz in den CB-Modulen des H1-Flüssigargon-Kalorimeters beschrieben. Nach einer kurzen Einführung in die Physik kosmischer Myonen werden die einzelnen Schritte der Analyse vorgestellt.

3.1 Kosmische Myonen

Unter kosmischer Strahlung versteht man eine Korpuskelstrahlung mit Teilchenenergien zwischen einigen 10^7eV und etwa 10^{20}eV, die permanent aus dem Kosmos auf die Erde einfällt. Sie besteht hauptsächlich aus vollständig ionisierten Atomen, deren jeweiliger Anteil etwa der kosmischen Häufigkeit der Elemente entspricht: 86% Protonen, 12,7% α-Teilchen und 1,3% schwerere Kerne. Zusätzlich entfällt auf etwa 100 schwere Teilchen ein Elektron [Sch84]. Der Ursprung der kosmischen Strahlung unterscheidet sich für verschiedene Energiebereiche. Durch den stetigen Sonnenwind gelangen Teilchen im Energiebereich von einigen keV zur Erde, die durch solare Ausbrüche aber auch Energien von bis zu 10^{10} eV erreichen können. Der Teilchenstrom mit Energien zwischen 10^8 bis zu 10^{20} eV stammt aus der Milchtraße und auch aus anderen Galaxien [Uns91].

Ein energiereiches Proton oder ein schwerer Kern kann beim Eindringen in die Erdatmosphäre mit deren Atomkernen reagieren. 40 bis 50% der Energie geht durch ein Aufschauern auf eine Vielzahl neuer Teilchen über. Neben Nukleonen bilden Pionen den Hauptanteil. Die neutralen Pionen zerfallen im Mittel nach 1,8 $\cdot 10^{-16}$s in zwei Gammaquanten, die wiederum elektromagnetische Schauer auslösen. Geladene Pionen zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von 2,6 $\cdot 10^{-8}$s über den Zerfallskanal

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu_{\mu}}$$

in (kosmische) Myonen [Uns91]. Die Entstehung eines kosmischen Schauers wird an Abbildung 3.1 verdeutlicht. Durch ihren hohen Impuls können Myonen aus kosmi-

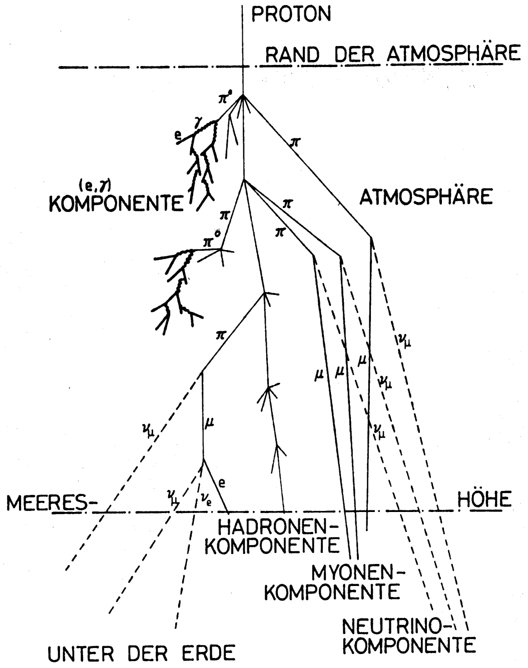

Abbildung 3.1: Entstehung von Myonen in durch Protonen der kosmischen Strahlung ausgelösten Teilchenkaskaden. [Gru84]

schen Schauern aufgrund relativistischer Zeitdilatation trotz ihrer kurzen Lebensdauer von 2,2 μs die Erdoberfläche erreichen [Ros41]. Im Gegensatz zu anderen Komponenten der kosmischen Strahlung können Myonen aufgrund ihrer geringeren Wechselwirkung tief ins Erdreich eindringen, bevor sie gemäß

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu + \overset{(-)}{\nu}_e$$

zerfallen. Der Fluß kosmischer Myonen I_μ nimmt dabei von etwa 200 m^{-2} s^{-1} in Meereshöhe auf 2 km^{-2} a^{-1} in 1000m Tiefe ab [Par96].

Infolge der unterschiedlich langen zurückgelegten Strecken in der Erdatmosphäre ist der Myonfluß im Bereich der Erdoberfläche nicht isotrop, sondern er zeigt eine Abhängigkeit vom zwischen der Myonspur und der Vertikalen gemessenen Zenitwinkel θ_{zenit} der Form [Par96]

$$I_\mu(\theta_{zenit}) \sim cos^2\theta_{zenit}. \tag{3.1}$$

Dieses wird in den in Abbildung 3.2 für zwei unterschiedliche Zenitwinkel θ_{zenit} dargestellten Impulsspektren kosmischer Myonen deutlich. Dieser Abbildung kann ferner entnommen werden, daß die Energie der kosmischen Myonen in einem Bereich liegt, in dem sich der Energieverlust pro Weglänge nach Abbildung 2.2 kaum ändert.

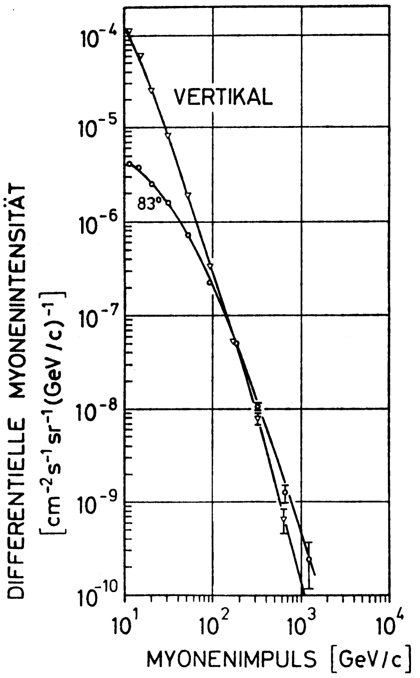

Abbildung 3.2: Impulsspektrum kosmischer Myonen für unterschiedliche Einfallswinkel.[Gru84]

Sie sind daher für diese Analyse gut geeignet. Der Überschuß positiv geladener Teilchen in der primären kosmischen Strahlung führt zu einem Ladungsverhältnis der Myonen von [Gru84]:

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1,28. \tag{3.2}$$

3.2 Datenselektion

Eine kontinuierliche Datennahme mit einem Detektor unter konstanten, äußeren Bedingungen, wie zum Beispiel die Einstellung bestimmter Detektorkomponenten, wird als "Run" bezeichnet. Zur Aufnahme einer HV-Kurve wurden im Juli 1997 Runs mit verschiedenen Werten für die Hochspannung im Flüssigargon-Kalorimeter aufgezeichnet. Zum Zeitpunkt der Messungen waren keine Teilchenstrahlen in den HERA-Ringen. Neben den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Ereignissen mit kosmischen Myonen wurde der H1-Detektor mit einer Frequenz im Bereich von 1 Hz auch ausgelesen, wenn kein Ereignis stattgefunden hat. Diese Daten werden als Zufallsereignisse bezeichnet und dienen in dieser Analyse zu Studien systematischer Effekte in einzelnen Kalorimeterzellen. Die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse in den einzelnen Runs kann Tabelle 3.1 entnommen werden.

3.2.1 Selektion bei der Datennahme

Um eine effiziente Datennahme zu erreichen, bei der möglichst nur die für die Analyse benötigten Ereignisse aufgezeichnet werden, wird aus schnell zugänglichen Detektorinformationen eine Vorselektion getroffen. Diese Aufgabe übernimmt das H1-Trigger-System [Sef95]. Für die genaue Beschreibung, wie das Triggersystem die Datennahme im Kalorimeter steuert, sei auf Anhang B.1 verwiesen.

Für die Selektion kosmischer Myonen nutzt man die schnelle Zeitinformation der CIP-Kammer. Diese besteht radial aus zwei Lagen von Vieldrahtproportionalkammern, die das Strahlrohr mit einem maximalen Radius von 173,5 mm umschließen [H1-97]. Die beiden Lagen sind zusätzlich in einen oberhalb und einen unterhalb der Strahlrohrebene liegenden Teil separiert. In der z-Richtung überlappt sie bei einer Länge von 2,19 m mit den CB3-, CB2- und den halben CB1-Modulen. Werden je zwei Teilchensignale in der oberen und unteren Hälfte in zeitlicher Koinzidenz gemessen, gibt das Triggersystem ein Signal zur Auslese aller Detektorkomponenten, das sogenannte CIP4-Triggersignal. Durch die Lage der Kammer in z-Richtung durchqueren die dabei selektierten Teilchen bevorzugt den hier zu untersuchenden CB-Teil des Kalorimeters. Da alle anderen geladenen Komponenten der kosmischen Höhenstrahlung schon oberhalb des Detektors absorbiert werden, werden nur Myonen registriert.

Ein typisches Ereignis mit einem kosmischen Myon im H1-Detektor zeigt Abbildung 3.3. Das Myon trifft von oben auf den H1-Detektor und durchquert zunächst das mit Streamer-Rohr-Kammern instrumentierte Eisenjoch und anschließend die obere Hälfte des Flüssigargon-Kalorimeters. Aufgrund der im CB- und FB-Bereich des Kalorimeters bei der Auslese auf Null gesetzten Energieschwelle sind dort in allen Zellen Energieeinträge zu sehen. Die beim Durchqueren des zentralen Spurkammersystems erzeugten Ortsinformationen dienen der Spurrekonstruktion. Durch die untere Hälfte des Kalorimeters und des Eisenjochs verläßt das Myon schließlich den Detektor.

3.2.2 Selektionsschnitte bei der Auswertung

Zur Rekonstruktion der Myonspur stehen Informationen des zentralen Spurkammersystems und des instrumentierten Eisens zu Verfügung, die durch das Rekonstruktionsprogramm H1REC aus den Detektorsignalen gewonnen werden.

Im instrumentierten Eisen wird eine Teilchenspur aus den gemessenen Auftrefforten in den einzelnen Streamerkammer-Lagen rekonstruiert. Beschrieben wird diese Spur durch einen Aufpunkt $(x_{eisen}, y_{eisen}, z_{eisen})$, der dem Auftreffort in der innersten Lage entspricht, und einer Richtungsinformation aus den beiden Winkeln θ_{eisen} und φ_{eisen}. Da das Eisen der Rückführung des durch die Spule erzeugten Magnetfeldes dient, unterliegen die geladenen Myonen einer Lorentzkraft, die zu einer Krümmung der Spur führt. Diese braucht im folgenden allerdings nicht berücksichtigt zu werden, da nur der Auftreffort in der Analyse verwendet wird.

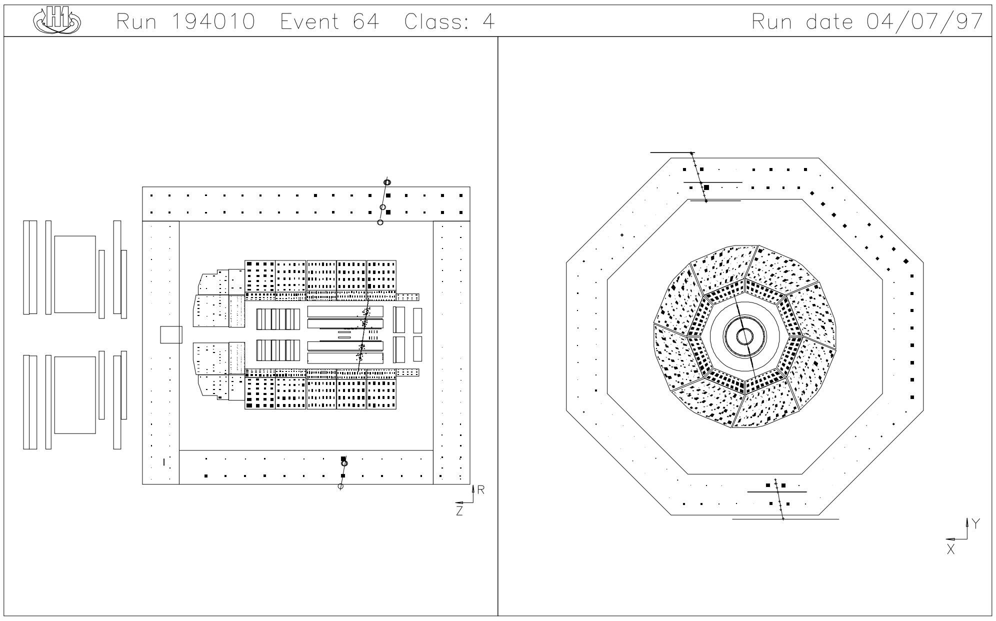

Abbildung 3.3: Ereignis mit einem kosmischen Myon im H1-Detektor in longitudinaler und radialer Ansicht.

In dem zentralen Spurkammersystem muß die hier entgegengesetzte Krümmung berücksichtigt werden. Zur Parametrisierung wird zunächst der Punkt festgelegt, an dem die Spur dem Strahlrohr in der x-y-Ebene am nächsten kommt. Dieser Abstand wird als DCA [1] (im folgenden als d_{ca}) bezeichnet. Als weitere Spurinformationen stehen die z-Koordinate z_0 an diesem Punkt, die beiden Winkel θ_0 und φ_0 sowie der inverse Krümmungsradius κ zu Verfügung. Zu den Vorzeichenkonventionen für κ und d_{ca} siehe [Pre92]. Aus diesen Größen läßt sich zur Beschreibung der Myonspur eine Helix

$$\begin{aligned} x(s) &= 1/\kappa\,[\sin(s\cdot\kappa+\varphi_0)-\sin\,\varphi_0]+d_{ca}\cdot\sin\,\varphi_0 \\ y(s) &= -1/\kappa\,[\cos(s\cdot\kappa+\varphi_0)-\cos\,\varphi_0]-d_{ca}\cdot\cos\,\varphi_0 \\ z(s) &= z_0+s/\tan\,\theta_0 \end{aligned} \tag{3.3}$$

parametrisieren [Sch94], die im Gegensatz zu [Bes96] eine Analyse bei eingeschaltetem Magnetfeld gestattet. Abbildung 3.4 veranschaulicht die Bedeutung der bei der Parametrisierung verwendeten Größen.

Im hadronischen Teil des Kalorimeters beträgt bei einer Auslesespannung von 250V für durch Myonen erzeugte Signale das Signal-Rauschverhältnis etwa 3, im

---

[1] **D**istance of **C**losest **A**pproach

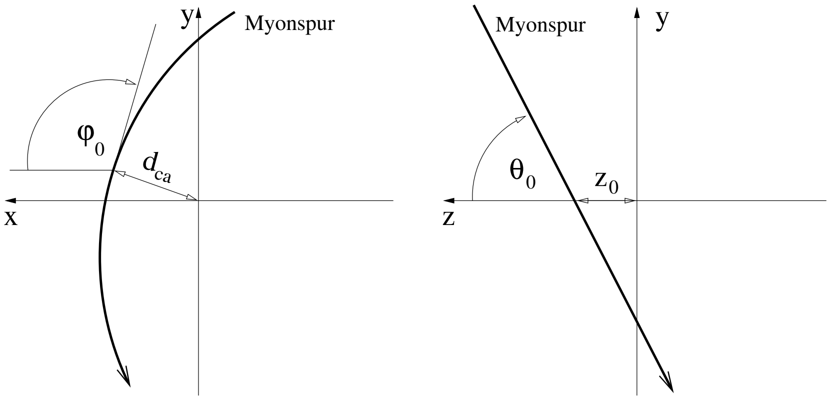

Abbildung 3.4: Die Projektion der Myonspur auf die x-y-Ebene, beziehungsweise auf die y-z-Ebene verdeutlicht die zur Parametrisierung einer Helix verwendeten Größen.

elektromagnetischen Teil etwa 1,5 [Bes96], so daß im Flüssigargon-Kalorimeter eine Spuridentifikation aus den Signalen nur schwer möglich ist. Daher wird dort die Teilchenspur aus Spurkammerinformationen extrapoliert (siehe auch Abschnitt 3.3.2).

Um eine möglichst genaue Spurrekonstruktion zu erreichen, werden in der Auswertung einige Bedingungen an die rekonstruierten Spurinformationen gestellt:

- Es werden genau zwei Spuren im instrumentierten Eisen verlangt, je eine Spur in der oberen beziehungsweise in der unteren Halbschale. Dadurch ist sichergestellt, daß das Myon nicht im Detektor aufgeschauert ist, sondern diesen vollständig durchquert hat. Außerdem werden so Fehlidentifikationen durch zwei gleichzeitig den Detektor durchquerende Myonen vermieden.
- Um die weitere Analyse sehr schräg einfallender Myonen zu unterdrücken, wird von in den Stirnflächen des instrumentierten Eisens nachgewiesenen Spuren ein minimaler Abstand $\Delta y = 50$cm von der Strahlrohrebene verlangt.
- Im zentralen Spurkammersystem wird die Spur eines kosmischen Myons für die oberhalb und unterhalb der Strahlrohrebene liegende Hälfte separat rekonstruiert. Für die weitere Auswertung wird in jeder Hälfte genau eine Spur verlangt

Da bei der Extrapolation der Myonspur von der Spurkammer bis zum instrumentierten Eisen über mehr als drei Meter hinweg im Kalorimeter und in der Magnetfeldspule keine Spurinformationen vorliegen, muß geprüft werden, wie gut die Extrapolation die Myonspur beschreibt. Als Kriterium dient der minimale Abstand D_{Spur} der extrapolierten Spur zu dem Punkt $(x_{eisen}, y_{eisen}, z_{eisen})$. Um große Abweichungen durch Vielfachstreuung oder ungenaue Beschreibungen aufgrund von Fehlern in der Spurkammermessung zu unterdrücken, wird $D_{Spur} < 20$cm gefordert.

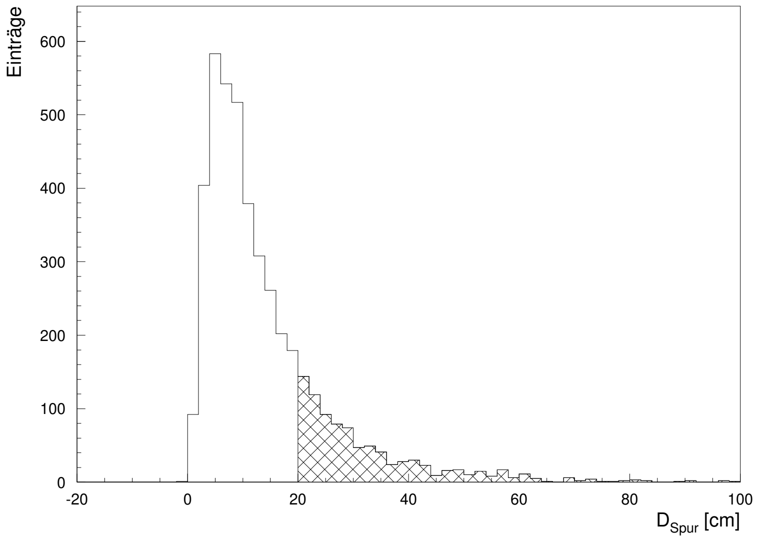

Abbildung 3.5: Mit D_{Spur} wird der minimale Abstand zwischen der aus Spurkammerinformationen rekonstruierten Helix und dem innersten Auftreffort im instrumentierten Eisen bezeichnet. Die Ereignisse mit in dem schraffierten Bereich liegenden Einträgen werden in der Analyse verworfen.

In Abbildung 3.5 ist die Verteilung für den dreidimensionalen Abstand D_{Spur} gezeigt. Die nach Gleichung 2.6 und 2.7 vorhergesagte Zunahme der Ablenkung durch Vielfachstreuung mit abnehmendem Teilchenimpuls wird aus Abbildung 3.6 ersichtlich.

Betrachtet man nur die x-Komponente von D_{Spur}, so kommt als weiterer Effekt eine systematisch falsche Beschreibung der Teilchenspur hinzu. Diese wird bis in das instrumentierte Eisen hinein als Helix mit konstantem Krümmungsradius parametrisiert. Tatsächlich aber nimmt die Krümmung in der Magnetfeldspule durch das kleiner werdende Feld ab. Dieser Effekt sollte für positive und negative Myonen eine Verschiebung in entgegengesetzter Richtung bewirken und impulsabhängig sein, da der relative Radiusunterschied für höherenergetische Myonen kleiner ist. In Abbildung 3.7 ist die unterschiedliche Verschiebung in Abhängigkeit des Ladungsvorzeichen deutlich zu sehen.

Für die nach diesen Schnitten verbleibenden Myonspuren, deren Zahl Tabelle 3.1 entnommen werden kann, wird untersucht, welche Kalorimeter-Module von ihnen durchquert werden. Um für die weiteren Untersuchungen nutzbar zu sein, werden folgende Bedingungen an den Auftreffort der Myonspur gestellt:

- Die Seitenfläche, auf der das Myon auf das Modul auftrifft, muß parallel zu der Plattenstruktur der Zellen sein, damit das Myon die Samplingschichten annähernd senkrecht durchquert.

- Das Myon muß das Modul auf der der Auftrefffläche gegenüberliegenden Sei-

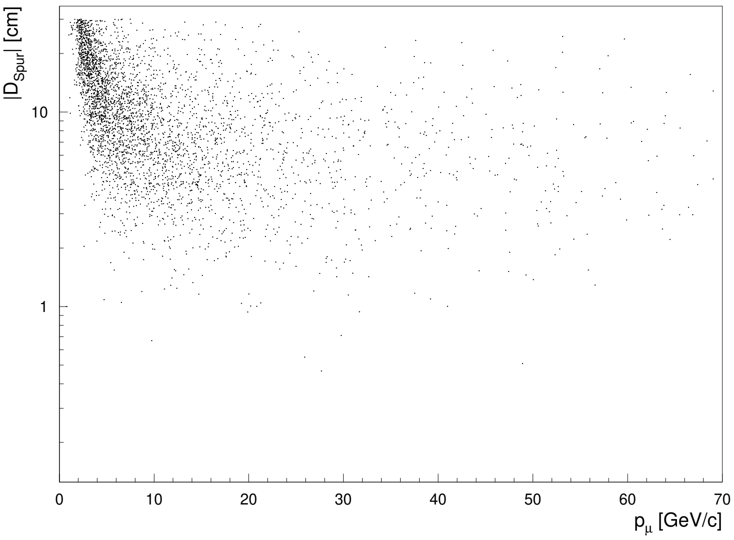

Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Verschiebung D_{Spur} von dem Impuls des Myon p_{μ}; diese wird durch abnehmende Vielfachstreuung und kleiner werdende relative Radiusänderung für höherenergetische Myonen kleiner.

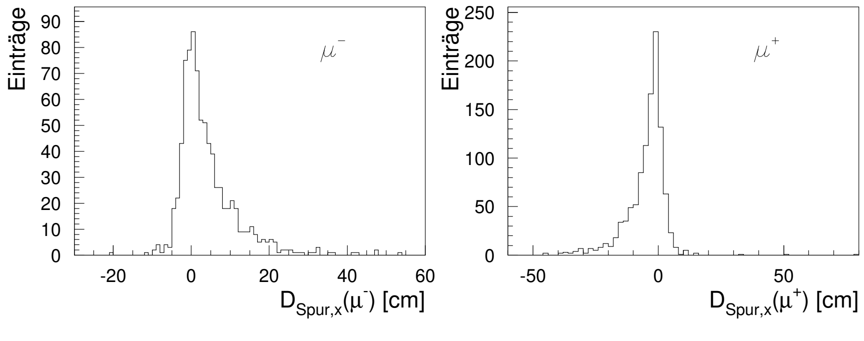

Abbildung 3.7: Um die systematische Abhängigkeit der Verschiebung in x-Richtung vom Ladungsvorzeichen der Myonen deutlich zu machen, ist die x-Komponente der Verteilung aus Abbildung 3.5 für μ^{+} und μ^{-} getrennt wiedergegeben.

tenfläche verlassen, um eine einfache Berechnung der Länge des durchquerten Materials zu ermöglichen und einen zu schrägen Durchgang durch dieses zu unterdrücken.

- Beide Auftrefforte müssen einen minimalen Abstand $D_{Fläche}$ von den angrenzenden Seitenflächen haben, um seitliche Leckverluste bei der Energie-

Run-Nummer	194010	194014	194022	194026	194029	194034
$U_{HV}[V]$	1500	1250	1000	750	500	250
N_{gesamt}	10039	10149	10013	10000	10029	10002
N_{Myon}	8997	9205	9060	9752	9773	9771
N_{Zufall}	1042	944	953	248	256	231
$N_{Myon}^{analysiert}$	3981	3974	4072	3925	4194	4158

Tabelle 3.1: Statistik der Runs für die Meßreihe mit kosmischen Myonen; angegeben ist die für einen bestimmten Run eingestellte Hochspannung U_{HV} im Flüssigargon-Kalorimeter und die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse N_{gesamt}, die sich aus der Zahl der Ereignisse mit kosmischen Myonen N_{Myon} und der Zufallsereignisse N_{Zufall} zusammensetzt; in der letzten Zeile ist die Zahl der nach den im Text beschriebenen Schnitten zur Auswertung zur Verfügung stehenden Myonspuren $N_{Myon}^{analysiert}$ angegeben.

deposition zu verhindern. Würde das Myon zu nah an einer Seitenwand das Modul durchqueren, wäre das transversal ausgedehnte Ionisationssignal nicht vollständig in ihm enthalten. Abbildung 3.8 verdeutlicht die Definition von $D_{Fläche}$. Durch die unterschiedliche Zellgröße in elektromagnetischen und hadronischen Modulen unterscheiden sich die in systematischen Untersuchungen ermittelten Werte in diesen beiden Sektionen. Mit $D_{Fläche}$ >8cm im elektromagnetischen und $D_{Fläche}$ >11cm im hadronischen Teil ergeben sich Abstände, die etwa den Ausmaßen einer Zelle entsprechen. Die Verteilungen von $D_{Fläche}$ für die beiden Modularten und der Einfluß des Schnittes darauf, werden in Abbildung 3.9 verdeutlicht.

Aus Tabelle 3.2 kann entnommen werden, wie häufig einen Myonspur diese Bedingungen in einem Modul erfüllt. Für diese Spuren kann eine weitere Analyse der Energiedeposition im Argon erfolgen.

3.3 Signalaufbereitung

Für die weitere Analyse ist es wichtig, das Myonsignal im Kalorimeter von anderen Detektoreffekten zu separieren. Um das Rauschen der Zellen bei Messungen zu unterdrücken, kann bei der Datennahme im Kalorimeter eine Energieschwelle vorgegeben werden, die bei der Energiedeposition in einer Zelle überschritten sein muß, damit die Information dieser Zelle weiter verarbeitet wird. Da die Energiedeposition von Myonen nach Abschnitt 2.1 sehr gering ist, wird die Schwelle bei diesen Messungen auf Null gesetzt, um das gesamte vom Myon deponierte Signal nachweisen zu können, so daß hier zu anderen Maßnahmen gegriffen werden muß.

Eine ausführliche Diskussion der Einflüsse des Kalorimeterrauschens bei der Messung mit Myonen findet sich bei [Bes96].

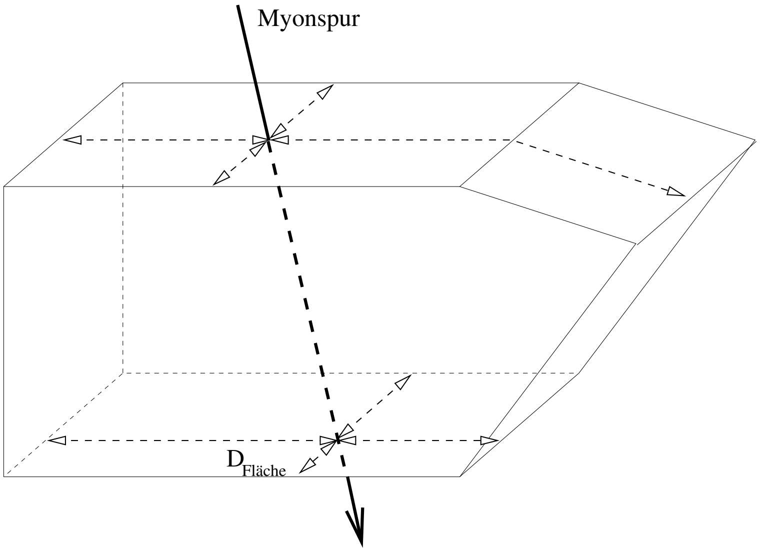

Abbildung 3.8: Am Beispiel eines CBH-Moduls wird die Definition von $D_{Fläche}$ verdeutlicht. Hierbei handelt es sich um den minimalen Abstand zwischen den Schnittpunkten einer Myonspur mit einer Seitenfläche des Moduls und den vier umgebenden Seitenflächen. Eine etwaige Unterteilung einer Seitenfläche in zwei unter einem kleinen Winkel zueinander liegenden Flächen wird dabei nicht berücksichtigt.

Modul	U_{HV}[V]					
	250	500	750	1000	1250	1500
CB1E	1125	1196	1092	1130	1123	1182
CB2E	2964	2912	2769	2906	2802	2745
CB3E	2113	2182	2109	2148	2068	2001
CB1H	778	753	673	699	683	697
CB2H	1771	1747	1683	1711	1678	1670
CB3H	1203	1269	1220	1236	1142	1194

Tabelle 3.2: Anzahl der Myonspuren, die ein Modul so durchqueren, daß sie nach den im Text beschriebenen Schnitten für die Analyse genutzt werden können, in Abhängigkeit von der Auslesespannung im Kalorimeter.

3.3.1 Pedestal-Korrektur

Das Rauschverhalten einer Zelle läßt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben, die im Idealfall symmetrisch zu Null ist. Bei der Signalauslese kommt es jedoch zu systematischen Verschiebungen, den sogenannten Pedestals, die bei der weiteren Auswertung berücksichtigt werden müssen. Eine erste Korrektur findet schon bei der Signalverarbeitung während der Datennahme statt. Detaillierte Untersuchun-

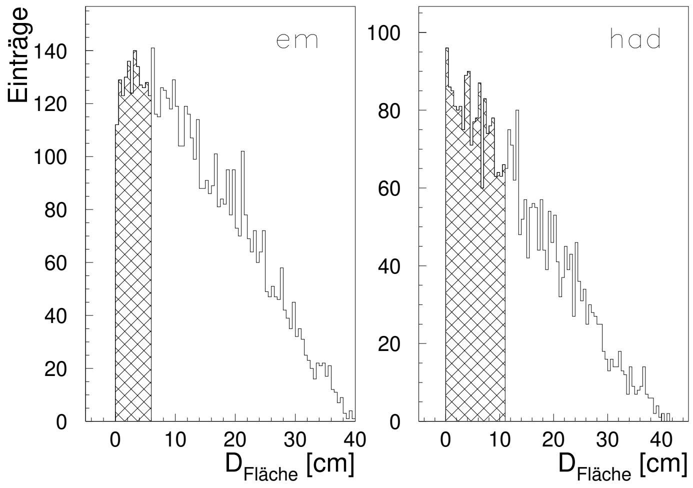

Abbildung 3.9: Schnitt auf den minimalen Abstand einer Myonspur zu der Seitenfläche eines Moduls für elektromagnetische (links) und hadronische Module (rechts). Die Myonspuren, deren $D_{Fläche}$ in dem schraffierten Bereich liegt, werden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

gen ergeben, daß diese jedoch nicht ausreichen [Bor98]. Wie im folgenden gezeigt wird, kann die erforderliche Pedestal-Korrektur bis zu zehn Prozent des durch ein Myon in der Zelle erzeugten Signals betragen, so daß die Korrekturen sehr genau bekannt sein müssen. Um Einflüße zeitlicher Änderungen der Pedestal-Korrekturen zu verhindern, werden sie in dieser Analyse aus den aufgezeichneten Zufallsereignissen für den Moment der Datennahme bestimmt.

Die Korrektur für eine Zelle i wird in Einheiten der Ladung berechnet, indem für jedes Zufallsereignis j die in der Zelle i deponierte Ladung $Q_{i,j}^{Zelle}$ registriert wird. Summiert man für eine Zelle die gemessenen Ladungen über alle Zufallsereignisse auf und dividiert dies durch die Anzahl der Zufallsereignisse N_{Zufall}, läßt sich die Korrektur $Q_i^{Pedestal}$ bestimmen:

$$Q_i^{Pedestal} = \frac{1}{N_{Zufall}} \sum_{j=1}^{N_{Zufall}} Q_{i,j}^{Zelle}. \tag{3.4}$$

Abbildung 3.10 zeigt das Spektrum der Korrekturwerte für eine Auslesespannung von 250V und 1500V. Man sieht deutlich, daß die Werte gaußförmig um Null verteilt sind. Die Verteilung für die Messung bei 1500V ist schmaler, da hier die für diese Spannung optimierte Pedestal-Korrektur bei der Datennahme wirksam ist. Die Zellen mit einem deutlich größeren Korrekturwert von etwa 0,005 pC sind auf eine Fehlfunktion der Analogbox 64 (siehe Anhang B.1) zurückzuführen.

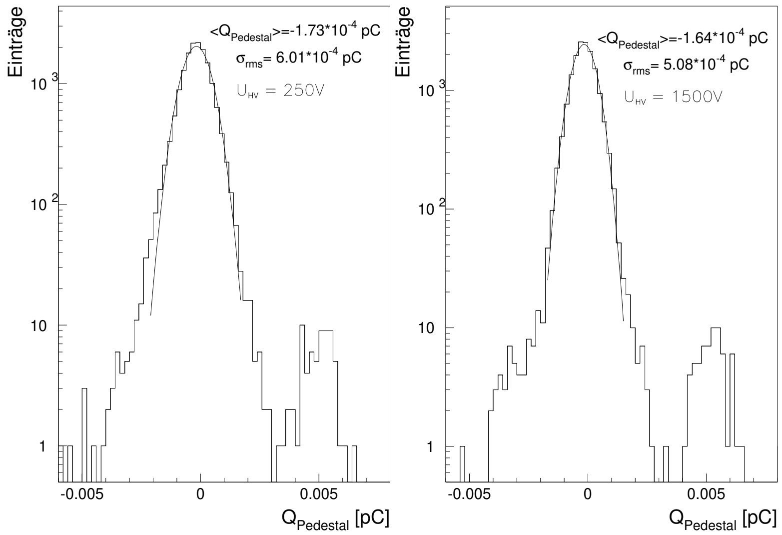

Abbildung 3.10: Korrektur der Nullpunktsverschiebung aus Zufallsereignissen für eine Hochspannung von 250V und 1500V; an das Spektrum ist im Bereich von $\pm 2,5\sigma_{rms}$ um den Mittelwert eine Gauß-Funktion angepaßt.

3.3.2 Unterdrückung des Rauschens im Kalorimeter

Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, wird die Myonspur im Kalorimeter durch eine aus Spurkammerinformationen in Richtung des instrumentierten Eisens extrapolierte Helix beschrieben. Entlang dieser Spur sollte möglichst das gesamte vom Myon deponierte Signal nachgewiesen werden, Zellen, die nur Rauschen enthalten, sollten verworfen werden. Um dies zu erreichen, wird um die Myonspur ein Zylinder mit dem Radius $R_{Zylinder}$ gelegt (Abbildung 3.11). $R_{Zylinder}$ ist so zu optimieren, daß alle Zellen, die ein Signal enthalten, innerhalb des Zylinders liegen. Die außerhalb dieses Zylinders liegenden Zellen, sollten nur noch ein Rauschsignal enthalten, das somit in der weiteren Auswertung nicht mehr berücksichtigt wird.

3.4 Signalauswertung

Die Auswertung der Kalorimetersignale geschieht auf der Ebene der in den Rohdaten zu Verfügung stehenden ausgelesenen Ladungen. Die aufgrund der ausgeschalteten Energieschwelle zeitaufwendige Rekonstruktion der 44351 Zellen kann dadurch entfallen.

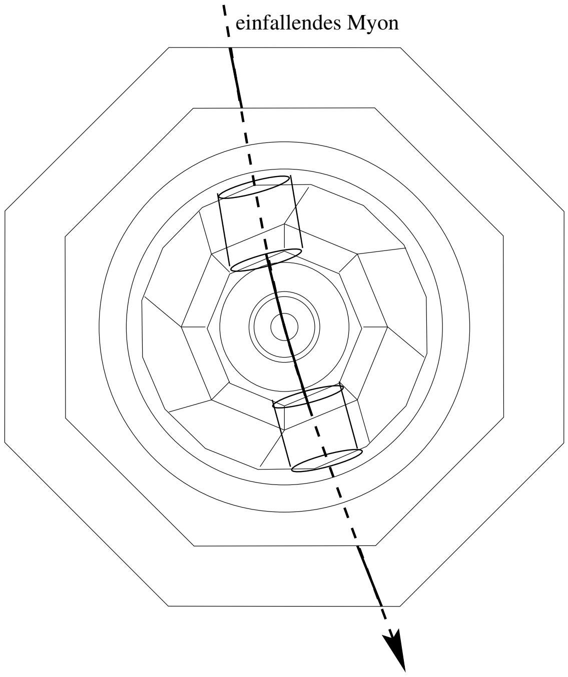

Abbildung 3.11: Um das Myon-Signal im Kalorimeter nachzuweisen, wird um die aus Spurkammerinformationen in Richtung des instrumentierten Eisens extrapolierte Helix ein Zylinder gelegt. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen bekannte Spurinformationen, die unterbrochenen extrapolierte.

3.4.1 Ladungsspektrum im Zylinder

In Abbildung 3.12 ist für jeweils ein Ereignis die in den innerhalb des noch nicht optimierten Zylinders mit $R_{Zylinder}$=40cm liegenden Zellen ausgelesene Ladung nach Abzug der Pedestal-Korrekturen für jede einzelne Zelle für zwei verschiedene Auslesespannungen aufgetragen. Der Radius ist hier so groß gewählt, daß das Signal sicher im Zylinder enthalten ist. Die Ladungsverteilung läßt sich durch eine Gaußverteilung mit einzelnen Einträgen zu höheren Werten hin beschreiben. Der Auslauf zu höheren Werten ist bei einer angelegten Hochspannung von 1500V deutlicher zu sehen, als bei dem Spektrum für 250V. Wie die einzelnen Wechselwirkungsprozesse der Myonen zu dem Signal beitragen, wird in Kapitel 5.3 näher untersucht.

Ein Vergleich von Abbildung 3.12 mit Abbildung 3.10 zeigt, daß eine genaue Bestimmung der Pedestal-Korrekturen notwendig ist, da diese bis zu 10% des Myonsignals betragen.

3.4.2 Normierung des Signals

Eine Vorraussetzung zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mit Myonen ist deren konstanter Energieverlust pro Weglänge in einem bestimmten Impulsbe-

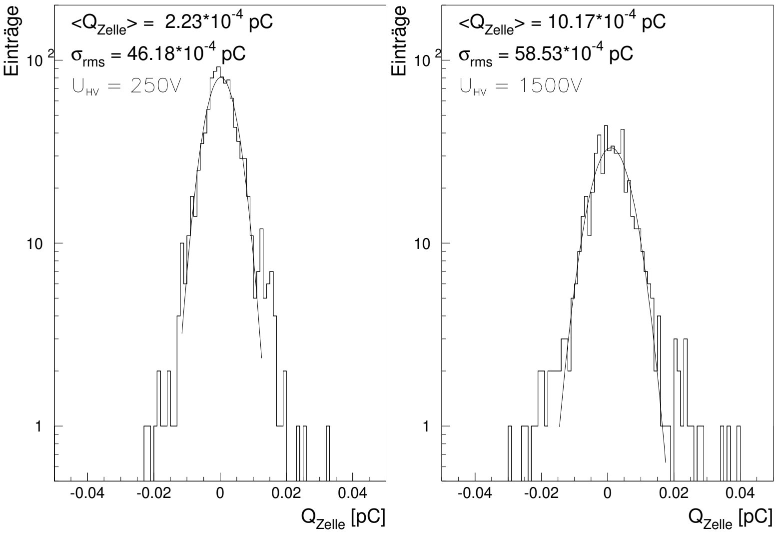

Abbildung 3.12: Spektrum der in den Zellen innerhalb eines Zylinders mit $R_{Zylinder}$ = 40cm um die Myonspur deponierten Ladung für eine angelegte Auslesespannung von U_{HV} = 250V (links) und U_{HV} = 1500V (rechts). Dargestellt ist jeweils das nach Abzug der Pedestalkorrekturen gemessene Ladungsspektrum der bei einem Ereignis analysierten Zellen mit einer angepaßten Gauß-Funktion $\pm 2\sigma_{rms}$ um den Mittelwert herum.

reich. Um diesen ausnutzen zu können, muß das im Zylinder ausgelesene Signal auf die im Argon zurückgelegte Strecke normiert werden. Durch die Koordinaten der beiden Schnittpunkte der Myonspur mit den in Hesseform parametrisierten Modulseitenflächen ist die im Modul zurückgelegte Strecke L_{Modul} definiert, die mit einem Faktor f_{Argon} multipliziert wird, der den Anteil von Argon an der gesamten Moduldicke beschreibt. In den Faktor f_{Argon} geht die aus den Tabellen 2.4 und A.1 zu entnehmende Zahl von Argon-Schichten N_{Gap} in einem Modul, die Dicke einer Argon-Lücke d_{Gap} aus Tabelle 2.3 und die Dicke eines Moduls D_{Modul} ein:

$$f_{Argon} = \frac{N_{Gap} \cdot d_{Gap}}{D_{Modul}}. \tag{3.5}$$

D_{Modul} wird aus dem Schwellenwert der L_{Modul}-Verteilung bestimmt. Unter der Annahme, daß einige Myonen das Modul genau senkrecht durchqueren, sollte dieser mit der Dicke des Moduls übereinstimmen. Nach Abbildung 3.13 erhält man für die Module im CB-Teil D_{Modul}(had) = 87,70± 0,05cm und D_{Modul}(em) = 29,35±0,05cm und somit ein f_{Argon}(had) = 16,19% und f_{Argon}(em) = 33,79%. Diese Werte stimmen innerhalb von 2% mit denen für eine einzelne geometrische Zelle aus Tabelle 2.3 überein. Beide Werte von f_{Argon} liegen wegen zusätzlichen Materials am Rand der Module unter den Werten aus Tabelle 2.3.

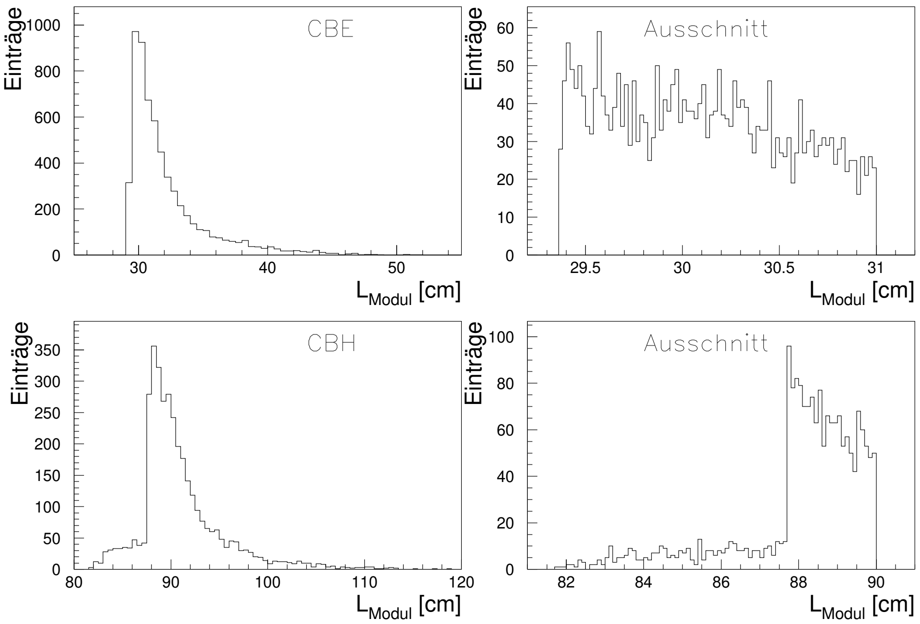

Abbildung 3.13: Bestimmung der Dicke eines Moduls D_{Modul} im CB-Teil des Flüssigargon-Kalorimeters aus dem Schwellenwert in der Verteilung der Spurlängen durch ein Modul L_{Modul}. Im oberen Teil ist die Verteilung für Spuren durch die elektromagnetischen Module sowie eine Ausschnittvergrößerung im Bereich $L_{Modul} <$ 31cm, im unteren die Verteilung für Spuren durch die hadronischen Module sowie eine Ausschnittvergrößerung im Bereich 80cm< L_{Modul} <90cm gezeigt. Die Werte im hadronischen Bereich, die kleiner als der deutlich zu erkennende Schwellenwert sind, stammen von Teilchen, die auf der Seitenfläche 6 (siehe Anhang A.2) auf das Modul auftreffen.

Um eine normierte Ladung zu erhalten, wird das Signal aller in einem Modul in Frage kommenden Zellen aufsummiert, deren Zahl mit $N_{Zylinder}$ bezeichnet wird:

$$Q_{norm} = \frac{1}{L_{Modul} \cdot f_{Argon}} \sum_{i=1}^{N_{Zylinder}} \left(Q_i^{Zelle} - Q_i^{Pedestal} \right). \tag{3.6}$$

Daß die Myonspur eine Helixbahn ist, kann auf der kurzen Strecke durch ein Modul vernachlässigt werden. Der relative Fehler dadurch liegt unter 0,1%. Der relative Fehler der normierten Ladung läßt sich berechnen aus

$$\frac{\sigma_{Q_{norm}}}{Q_{norm}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{L_{Modul}}}{L_{Modul}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{f_{Argon}}}{f_{Argon}}\right)^2} \tag{3.7}$$

mit

$$\sigma^2_{f_{Argon}} = \sigma^2_{N_{Gap}} \left(\frac{d_{Gap}}{D_{Modul}}\right)^2 + \sigma^2_{d_{Gap}} \left(\frac{N_{Gap}}{D_{Modul}}\right)^2 + \sigma^2_{D_{Modul}} \left(\frac{N_{Gap} \cdot d_{Gap}}{D^2_{Modul}}\right)^2 . \qquad (3.8)$$

Als Grundlage für eine quantitative Fehlerabschätzung dienen folgende Werte:

- $\sigma_{N_{Gap}} = 2$,
- $\sigma_{D_{Modul}} = 0{,}05$ cm,
- $\sigma_{d_{Gap}}$(had) = 55 μm, $\sigma_{d_{Gap}}$(em)= 40μm (aus [H1-93a]),
- $\sigma_{L_{Modul}} = 0,05$cm,

die zu einem Gesamtfehler unter ein Promille führen. Im Vergleich mit Fehlern in der weiteren Signalbehandlung läßt er sich daher vernachlässigen.

Für die weitere Auswertung ist hauptsächlich das mittlere, durch Ionisation hervorgerufene Signal von Interesse. In Kapitel 5.3 wird gezeigt, daß dieses die Gaußkurve im Ladungsspektrum bildet und Einträge mit höheren Energien von anderen Wechselwirkungsprozesse stammen. Die Bestimmung des mittleren Ladungssignals durch Ionisation erfolgt in mehreren Schritten, die anhand von Abbildung 3.14 nachvollzogen werden können.

Zunächst wird für das gesamte Spektrum bei einen bestimmten Wert von $R_{Zylinder}$ das arithmetische Mittel und dessen Standardabweichung σ_{rms} bestimmt (3.14 a)). Das Ladungsspektrum wird erneut aufgetragen, diesmal aber nur im Bereich von $\pm 3\sigma_{rms}$ um den Mittelwert herum, und der neue Mittelwert und dessen Standardabweichung bestimmt (3.14 b)). Diese Werte dienen für eine weitere Ausschnittsvergrößerung des Spektrums, die 2 Standardabweichungen um den neuen Mittelwert beträgt (3.14 c)). An dieses Spektrum wird eine Gaußfunktion angepaßt, wobei als Eingabeparameter für die Iteration die maximale Höhe, der Mittelwert und die Standardabweichung aus Abbildung (3.14 c)) dienen. Aus dieser Anpassung wird schließlich der Mittelwert $\langle Q_{norm} \rangle$ und dessen Fehler $\sigma_{\langle Q_{norm} \rangle}$ für die auf die Weglänge normierte Ladung im Zylinder bestimmt (3.14 d)). Durch die mehrstufige Aufbereitung des Spektrums gelingt dies sehr zuverlässig.

3.4.3 Wahl des Zylinderradius

Wie in Abschnitt 3.3.2 erwähnt, muß der Radius des Zylinders $R_{Zylinder}$ so optimiert werden, daß zwar das gesamte vom Myon deponierte Signal, aber möglichst wenig nur Rauschen enthaltende Zellen ausgewertet werden. Dazu werden die geometrischen Ausmaße der Zellen in den einzelne Modulen berücksichtigt. Für eine systematische Abschätzung des durch die Wahl eines festen Zylinderradius entstehenden Fehlers werden neben dem optimierten Radius noch ein minimaler und ein maximaler Radius bestimmt. Wie in Abbildung 3.15 beispielhaft skizziert ist, wird

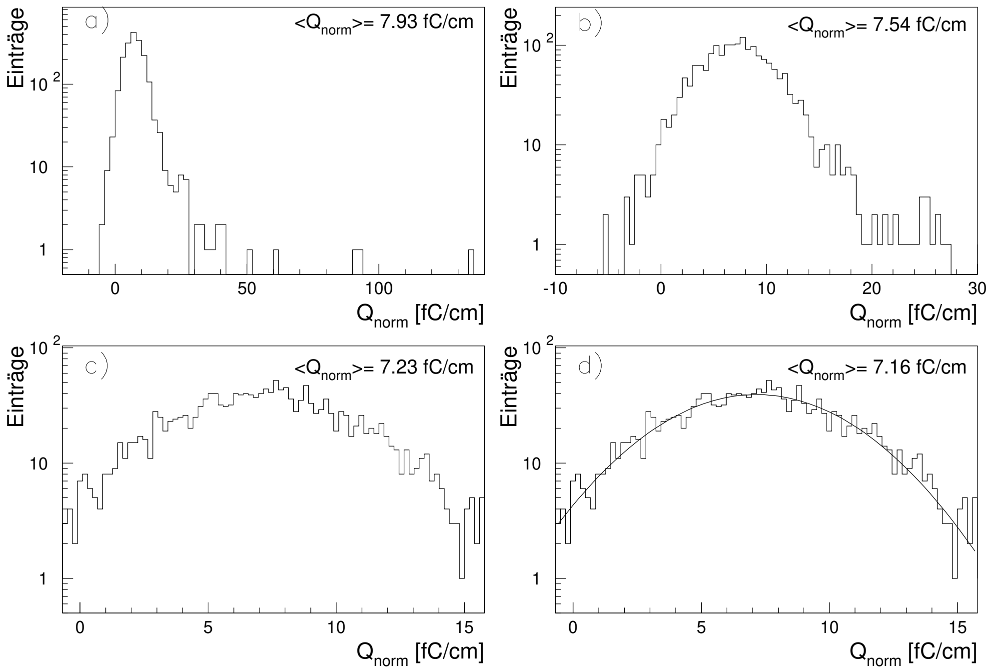

Abbildung 3.14: Schrittweise Anpassung einer Gauß-Funktion an die auf die Wegstrecke normierte Ladungsverteilung innerhalb des Zylinders um die Myonspur; die genaue Vorgehensweise wird im Text beschrieben; die Mittelwerte sind in den Abbildungen a) - c) das arithmetische Mittel, in Abbildung d) der Mittelwert aus der Gauß-Funktion.

als Radius R_0 für die weitere Auswertung der größte Abstand der Mittelpunkte angrenzender Zellen genommen. Der minimale Radius R_{min} entspricht dem kleinsten Abstand zwischen zwei Zellmittelpunkten, der maximale Radius R_{max} dem Abstand längst der Zelldiagonale. Eine Zelle wird dann ausgewertet, wenn ihr Zellmittelpunkt innerhalb des Zylinders liegt. Die für die Module im CB-Teil verwendeten Radien können Tabelle 3.3 entnommen werden. Zur Kontrolle wird der Mittelwert der Ladungsverteilung nicht nur zwischen R_{min} und R_{max}, sondern für weitere Radien zwischen 3cm und 40cm berechnet und gegen den Zylinderradius aufgetragen. Der Ladungswert bei R_0 sollte sicher auf dem Plateau liegen, bei R_{min} das Plateau gerade erreicht sein. Der Wert bei R_{max} dient zur Kontrolle, wie stabil das Plateau ist. Er sollte innerhalb der Fehler, die bei R_{max} durch die größere Anzahl an rauschenden Zellen größer sind, mit dem Wert von $\langle Q_{norm} \rangle$ bei R_0 übereinstimmen. Da in größeren Zylindern immer noch die Informationen bei kleineren Zylinderradien enthalten sind, sind die Werte für $\langle Q_{norm} \rangle$ bei verschiedenen Radien $R_{Zylinder}$ stark korreliert, so daß eine einfache Mittelwertbildung über mehrere Zylinderradien hin-

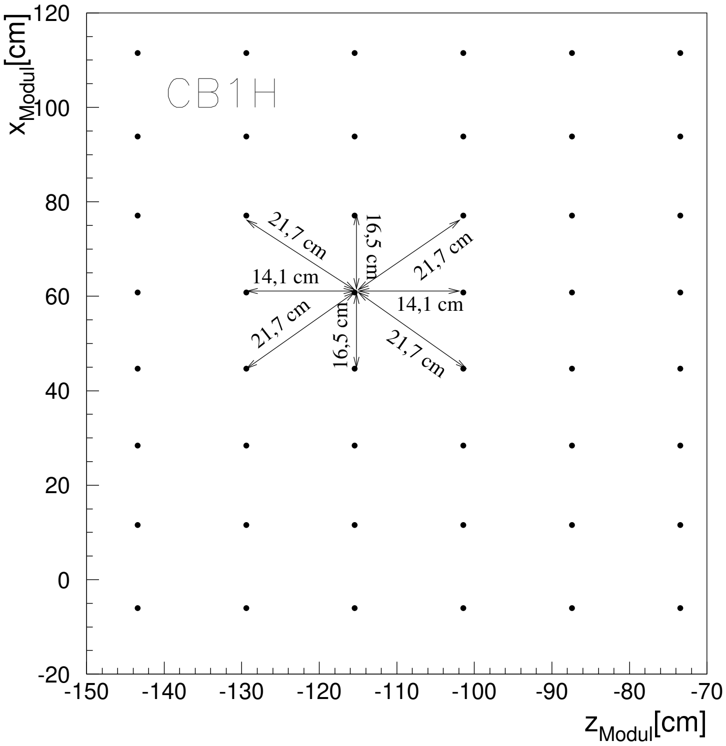

Abbildung 3.15: Schnitt durch eine Zellage im CB1H-Modul zur Bestimmung von $R_{Zylinder}$; die einzelnen Punkte geben dabei die Lage des jeweiligen Zellmittelpunktes wieder.

Modul	R_{min}[cm]	R_0[cm]	R_{max}[cm]
CB1E, CB2E	7	11	13
CB3E	5	8	11
CB1H, CB2H	14	17	22
CB3H	11	17	20

Tabelle 3.3: Die bei der Auswertung in den CB-Modulen benutzten Zylinderradien R_0 sowie ein minimaler und maximaler Radius R_{min} und R_{max} für die Abschätzung eines systematischen Fehlers.

weg ausscheidet und der Weg mit einem bestimmten Zylinderradius für die Messung und einem Radiusbereich für eine Fehlerabschätzung gewählt werden muß.

In Abbildung 3.16 und 3.17 sind die Werte für $\langle Q_{norm} \rangle$ in Abhängigkeit des Zylinderradius $R_{Zylinder}$ für die Messungen bei 250V und 1500V aufgetragen. Die Werte von R_{min}, R_0 und R_{max} sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

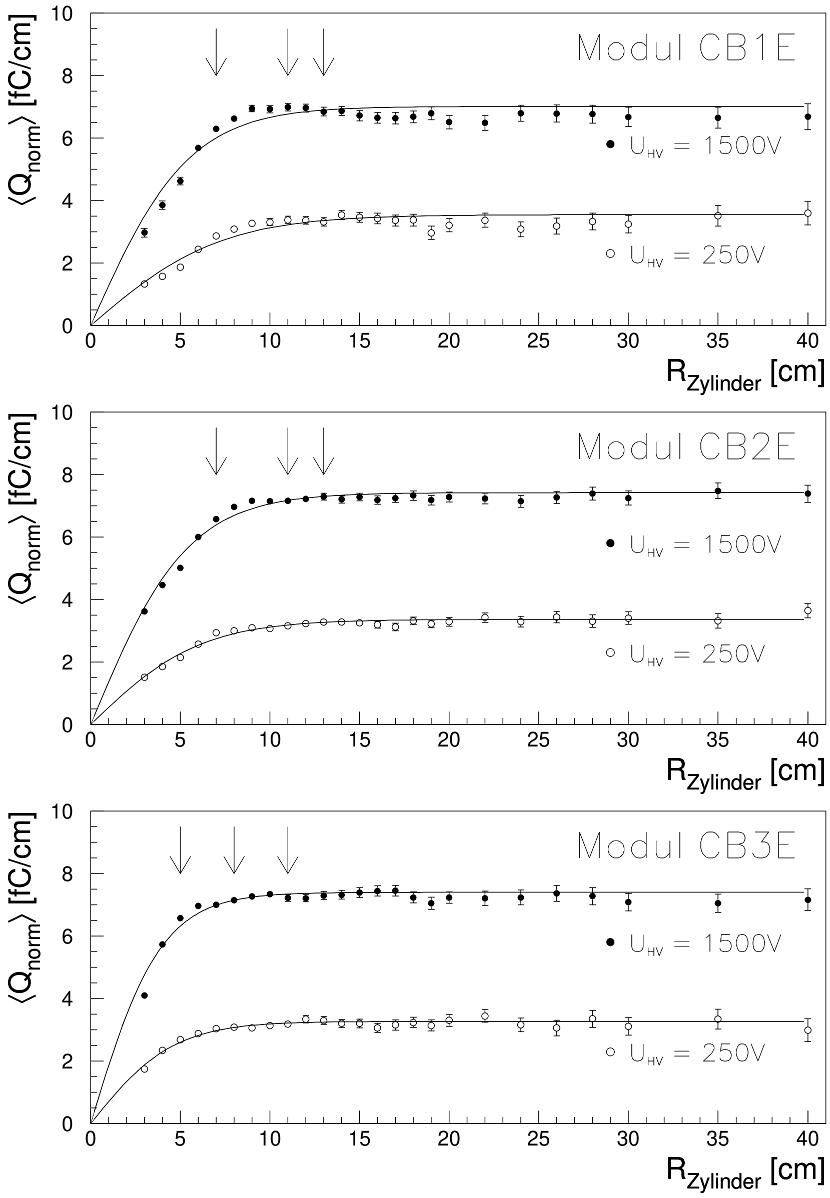

Abbildung 3.16: Summe der gemessenen Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$ für die CBE-Module. Die Pfeile bezeichnen die im Text erklärten Radien (von links nach rechts) R_{min}, R_0 und R_{max}. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Funktion 3.9.

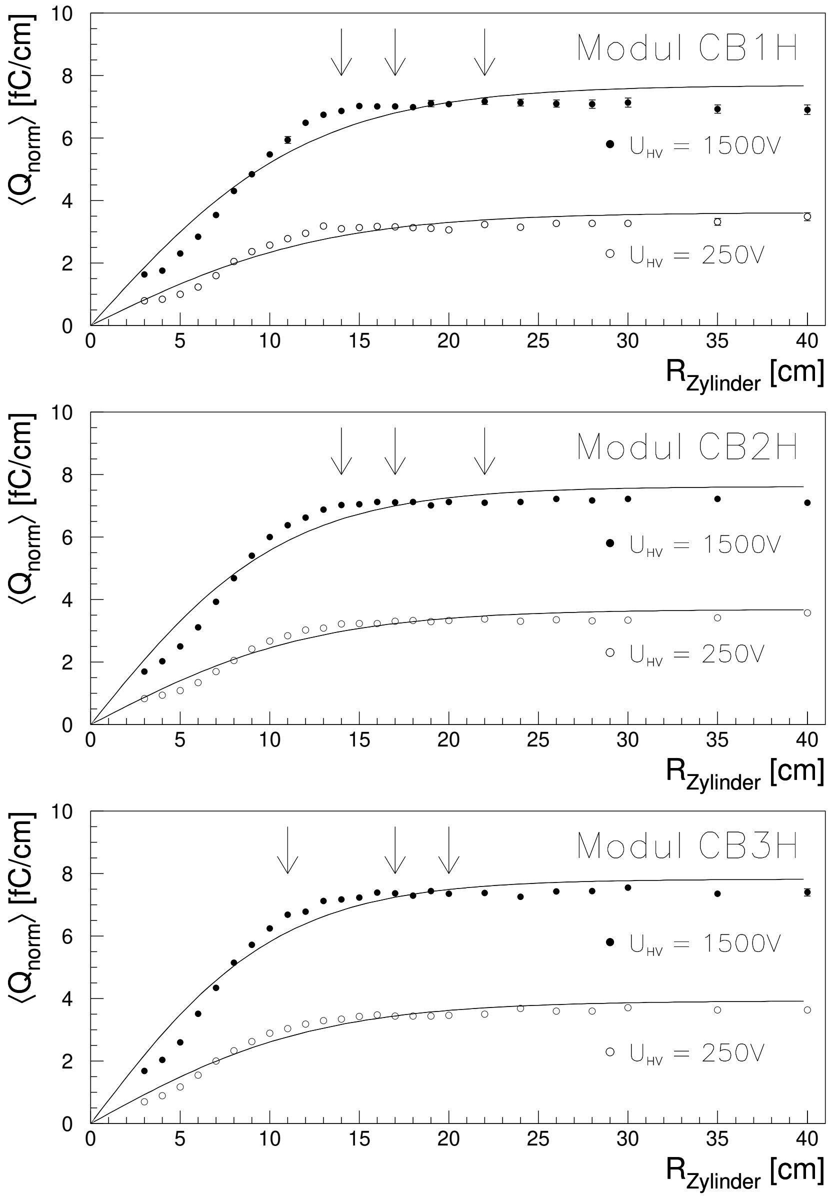

Abbildung 3.17: Summe der gemessenen Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$ für die CBH-Module. Die Pfeile bezeichnen die im Text erklärten Radien (von links nach rechts) R_{min}, R_0 und R_{max}. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung der Funktion 3.9.

Deutlich zu sehen sind die unterschiedlichen Signalhöhen für verschiedene Auslesespannungen. Aus dem Sättigungsverhalten läßt sich schließen, daß für ausreichend große Zylinderradien wirklich das gesamte vom Myon deponierte Signal nachgewiesen werden kann und bei einem weiteren Erhöhen von $R_{Zylinder}$ nur noch Zellen, die ein Rauschsignal enthalten, ausgelesen werden. Darauf weisen auch die größer werdenden Fehlerbalken aus der Mittelwertbildung hin. Eine von [Bes96] festgestellte Diskrepanz der Sättigungswerte in den elektromagnetischen und hadronischen Modulen kann nicht beobachtet werden. Der genaue Grund hierfür läßt sich nicht sicher rekonstruieren.

Die Konstanz der Plateauwerte ist ein Zeichen für die funktionierende Pedestal-Korrektur. Die durch die mittleren Pfeile gekennzeichneten Werte für R_0 liegen alle am Anfang des Sättigungsbereichs, so daß das volle Signal erreicht ist, ohne viel Rauschen mit auszuwerten.

Bei dem Versuch einer Beschreibung des Sättigungsverhalten erwies sich eine Parametrisierung der Form

$$\langle Q_{norm} \rangle (R_{Zylinder}) = A \cdot \tanh(B \cdot R_{Zylinder}) \tag{3.9}$$

als die geeignetste. Durch Differentation erhält man einen Ausdruck für die Form des Profils der deponierten Ladung entlang der Myonspur:

$$Q_{norm,Profil}(R_{Zylinder}) = \frac{A \cdot B}{\cosh^2(B \cdot R_{Zylinder})}. \tag{3.10}$$

Abbildung 3.18 zeigt für den Meßpunkt bei 1500V Profile der Ladungsdeposition, die allerdings stark durch die Zellgranularität der einzelnen Module beeinflußt werden. Beim Vergleich mit den Werten für $D_{Fläche}$ wird deutlich, daß mit dem Schnitt auf den minimalen Abstand von Myonauftreffort und Modulseitenfläche seitliche Leckverluste sehr klein gehalten werden, da der größte Teil des Signals in einem Bereich kleiner als $D_{Fläche}$ um die Myonspur deponiert wird. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.18 die Werte für $D_{Fläche}$ mit einem Pfeil markiert.

Die Werte der Parameter der Anpassung an Gleichung 3.9 können Tabelle 3.4 entnommen werden. In den CBE-Modulen wird Anstieg und Plateau der gemessenen Ladung im Zylinder recht gut beschrieben und der Parameter A entspricht innerhalb der Fehler dem Sättigungswert. Bei den CBH-Modulen ist eine ausgeprägtere Substruktur im Anstieg zu bemerken, die durch die Anpassung nicht beschrieben wird. Daß diese auch bei den in Kapitel 5 diskutierten simulierten Ereignissen auftritt, läßt auf geometrische Gründe schließen. Durch die gröbere Granularität kann es bei kleinen Radien vorkommen, daß im Zylinder enthaltene Ladungen noch nicht registriert werden, da der Zylindermantel den zugehörigen Zellmittelpunkt noch nicht überstrichen hat. Durch die schlechte Beschreibung des Anstiegs gelingt auch die Anpassung an das Plateau nicht richtig.

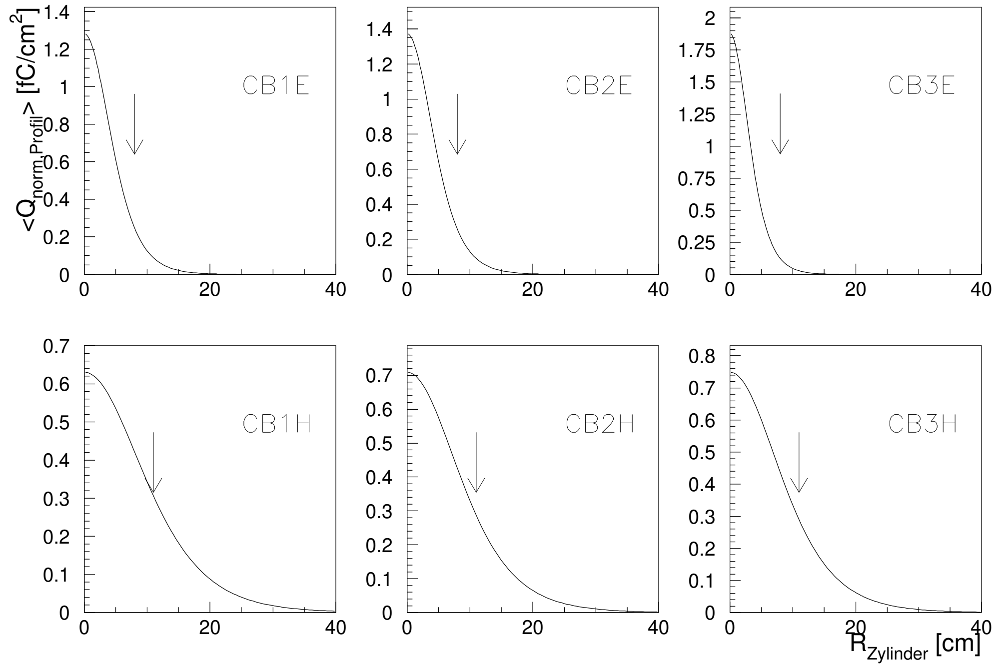

Abbildung 3.18: Profile der im Zylinder deponierten, auf die Wegstrecke normierten Ladungsverteilung, berechnet aus Gleichung 3.10 mit den Werten aus Tabelle 3.4 für eine Hochspannung $U_{HV} = 1500$V. Durch die Pfeile wird der jeweilige Wert von $D_{Fläche}$ verdeutlicht.

3.4.4 Einfluß der Elektron-Driftzeiten

Nach [Mil68] ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und somit auch die Driftzeit in der Ausleseschicht abhängig von der angelegten Hochspannung. Wie in Anhang B.1 detailliert untersucht wird, muß dieses auch bei der Auswertung der HV-Kurve berücksichtigt werden, da die gemessene Ladung für niedrige Hochspannungen im Vergleich zur erzeugten systematisch zu klein ist. Die sich aus den in Anhang B.1 beschriebenen Untersuchungen ergebenen Faktoren f_{korr}, mit denen die gemessenen Ladungswerte multipliziert werden müssen, können Tabelle 3.5 entnommen werden. Man erhält schließlich die normierte Ladung

$$\langle Q_{norm}^{korr} \rangle = f_{korr} \cdot \langle Q_{norm} \rangle \tag{3.11}$$

mit dem Fehler

$$\sigma_{\langle Q_{norm}^{korr} \rangle} = \sqrt{\sigma_{f_{korr}}^2 \langle Q_{norm} \rangle^2 + \sigma_{\langle Q_{norm} \rangle}^2 f_{korr}^2}. \tag{3.12}$$

Modul	A(250V)[fC/cm]	B(250V)[cm^{-1}]	A(1500V)[fC/cm]	B(1500V)[cm^{-1}]
CB1E	3,55±0,05	0,138±0,004	7,01±0,04	0,183±0,004
CB2E	3,37±0,03	0,164±0,004	7,42±0,03	0,185±0,003
CB3E	3,27±0,03	0,217± 0,005	7,40±0,03	0,254±0,004
CB1H	3,62±0,03	0,077±0,001	7,69±0,05	0,082±0,001
CB2H	3,69±0,02	0,0802±0,009	7,62±0,02	0,0931±0,0007
CB3H	3,93±0,02	0,0800±0,0009	7,82±0,03	0,0958±0,0008

Tabelle 3.4: Werte der beiden freien Parameter A und B aus der Anpassung von Gleichung 3.9 an die aufsummierte Ladung im Zylinder für die Meßpunkte bei 250V und 1500V (Abbildung 3.16 und 3.17).

U_{HV} [V]	250	500	750
f_{korr}	1,09 ± 0,02	1,06 ± 0,02	1,04 ± 0,02
U_{HV} [V]	1000	1250	1500
f_{korr}	1,02 ± 0,02	1,01 ± 0,02	1,00

Tabelle 3.5: Um die von der angelegten Hochspannung U_{HV} abhängige Driftgeschwindigkeit zu berücksichtigen, müssen die gemessenen Ladungswerte mit dem Faktor f_{korr} skaliert werden. Die genau Bestimmung der Werte kann Anhang B.1 entnommen werden.

3.4.5 HV-Kurve

Für die Bestimmung der Ladungssammlungeffizienz wird $\langle Q_{norm}^{korr} \rangle$ gegen die Hochspannung in den Ausleselücken U_{HV} aufgetragen. Abbildung 3.19 zeigt die HV-Kurven der CB-Module. Die teilweise nicht sichtbaren inneren Fehlerbalken stammen aus der Mittelwertbildung, die äußeren beinhalten zusätzlich die Fehler aus der Bestimmung von f_{korr}. Da der Wert bei 1500V nicht korrigiert wird, entfällt dort der zusätzliche Fehler. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der Funktion 2.18 mit den beiden freien Parametern Q_0 und p, die nach Tabelle 3.6 stark korreliert sind. Die Ergebnisse werden im folgende Abschnitt diskutiert.

Für eine systematische Untersuchung des Einflusses des gewählten Zylinderradius R_0 auf die Ergebnisse werden die Anpassungen an die HV-Kurve auch für andere

Modul	CB1E	CB2E	CB3E	CB1H	CB2H	CB3H
$\rho_{Q_0,p}$	0,889	0,888	0,890	0,880	0,868	0,877

Tabelle 3.6: Korrelationskoeffizient $\rho_{Q_0,p}$ der beiden freien Parameter Q_0 und p aus der Anpassung der Funktion 2.18 an die gemessenen HV-Kurven in den Modulen des CB-Teils des Flüssigargon-Kalorimeters.

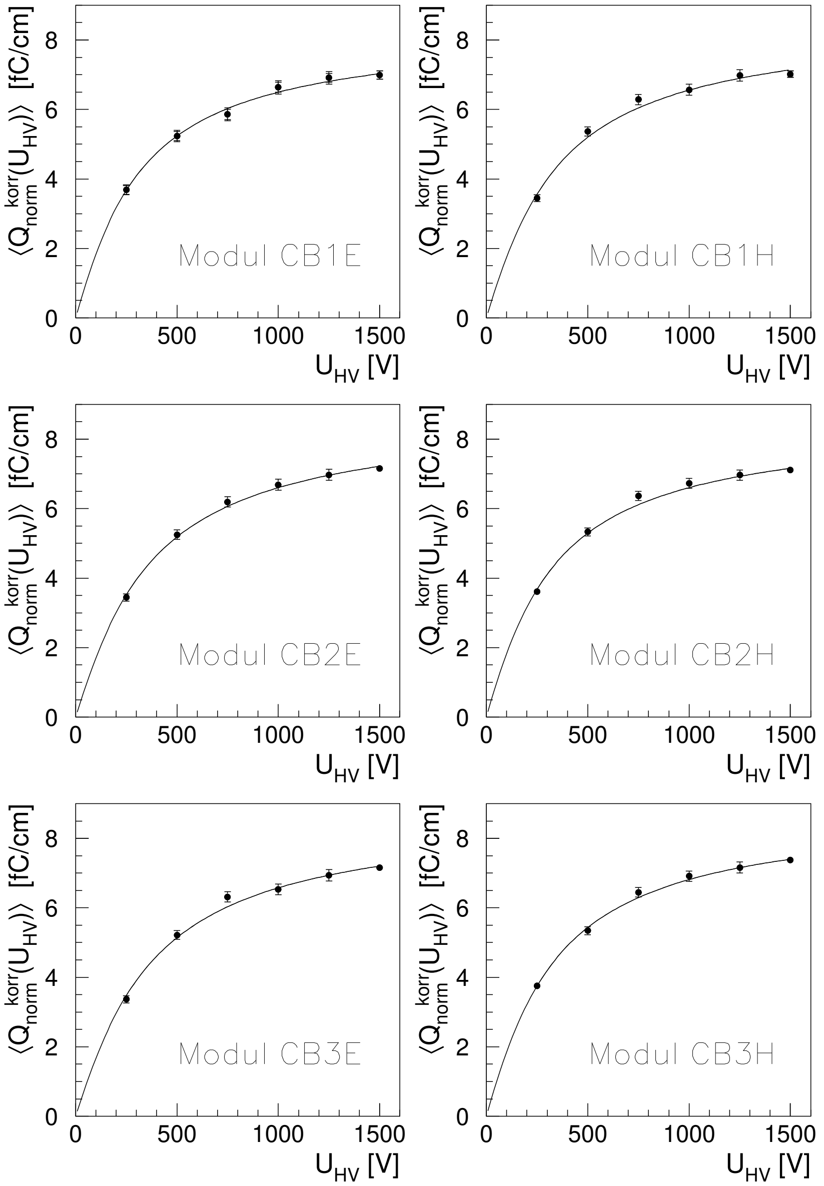

Abbildung 3.19: HV-Kurve der Module im CB-Bereich des Flüssigargon-Kalorimeters. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler der Mittelwertbildung durch Anpassung einer Gauß-Funktion an die Ladungsverteilung, die äußeren Fehlerbalken enthalten zusätzlich den Fehler durch die Bestimmung des Korrekturfaktors f_{Argon}.

Runnummer	N_{μ^+}	N_{μ^-}	N_{μ^+}/N_{μ^+}
194010	2248	1733	1,30
194014	2281	1707	1,34
194022	2361	1713	1,38
194026	2180	1755	1,24
194029	2455	1755	1,40
193034	2418	1746	1,38

Tabelle 3.7: Zahl der mit dem zentralen Spurkammersystem identifizierten positiv und negativ geladenen Myonen N_{μ^+} und N_{μ^+}, sowie deren Zahlenverhältnis.

Zylinderradien im Bereich von R_{min} bis R_{max} gemacht. Um Aussagen über eventuelle lokale Unterschiede im Kalorimeter zu gestatten, werden zusätzlich die obere und untere Kalorimeterhälfte getrennt ausgewertet. Getrennte Untersuchungen für Myonen im Impulsbereich bis 10 GeV/c und darüber sind eine Kontrolle, ob die Analyse unabhängig vom Myonimpuls ist.

3.5 Diskussion der Ergebnisse und systematische Studien

In Abbildung 3.20 ist die mit dem zentralen Spurkammersystem gemessene Impulsverteilung der in der Analyse verwendeten kosmischen Myonen gezeigt. Das Spektrum zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem aus Abbildung 3.2 zu erwartenden. Das Schwellenverhalten am unteren Rand des Spektrums läßt sich durch zwei Effekte erklären. Die Myonen verlieren nach Durchqueren der Spurkammer in der unteren Hälfte des Kalorimeters und der Spule Energie in der Größenordnung von 1 GeV, so daß niederenergetische Myonen die untere Hälfte des instrumentierten Eisen nicht erreichen. In der Analyse wird aber ein rekonstruierter Ort in der unteren Hälfte des Eisens gefordert. Außerdem fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen unter 2 GeV im instrumentierten Eisen stark ab [H1-97].

Aus Tabelle 3.7 ist die Zahl der positiven und negativen Myonen zu entnehmen, die mit Hilfe der Richtung der Bahnkrümmung in dem zentralen Spurkammersystem ermittelt wird. Daraus ergibt sich ein Überschuß positiver Myonen von 1,34±0,06. Die Zahl bestätigt tendenziell den nach Gleichung 3.2 zu erwartenden Wert, liegt allerdings 7% über diesem.

In Abbildung 3.21 ist der Wert der Ladungssammlungseffizienz ϵ_p in Abhängigkeit vom gewählten Zylinderradius im Intervall von R_{min} bis R_{max} aufgetragen. Daraus wird der systematische Fehler, der aus der Wahl eines fixen Zylinderradius resultiert, abgeschätzt. Tabelle 3.8 können die Werte der beiden freien Parameter Q_0 und p, sowie die nach den Formeln 2.19 und 2.20 berechneten Ladungssammlungseffizienzen im CB-Teil des Flüssigargon-Kalorimeters entnommen werden. Der

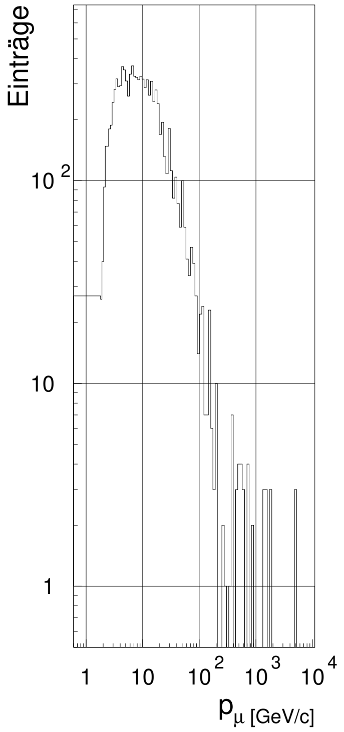

Abbildung 3.20: Impulsverteilung kosmischer Myonen gemessen mit dem Spurkammersystem des H1-Detektors.

statistische Fehler von ϵ_p wird aus

$$\sigma_{\epsilon_{p_{Fit}}} = \sigma_p \left(4\frac{\alpha^2 U_{nom}^2}{p_{fit} d_{Gap}^2} - 2\frac{\alpha U_{nom}}{p_{fit}^2 d_{Gap}^2} - 4\frac{\alpha^2 U_{nom}^2}{p_{fit}^3 d_{Gap}^4} \mathrm{e}^{-\frac{p_{fit} d_{Gap}^2}{\alpha U_{nom}}} - 2\frac{\alpha U_{nom}}{p_{fit}^2 d_{Gap}^2} \mathrm{e}^{-\frac{p_{fit} d_{Gap}^2}{\alpha U_{nom}}} \right), \tag{3.13}$$

der von ϵ_{Q_0} aus

$$\sigma_{\epsilon_{Q_0}} = \sqrt{\sigma^2_{\langle Q^{korr}_{norm} \rangle (U_{nom})} \frac{1}{Q_0^2} + \sigma^2_{Q_0} \frac{\langle Q^{korr}_{norm} \rangle (U_{nom})}{Q_0^4}} \tag{3.14}$$

berechnet.

Durch den Parameter Q_0 wird der Sättigungswert der HV-Kurve beschrieben. Er kann als der Ladungswert interpretiert werden, der maximal aus dem Argon auszulesen ist und nach Gleichung 2.12 der Hälfte der deponierten Ladung entspricht. Für eine Abschätzung wird eine mittlere Myonenergie im Detektor von (4±2) GeV angenommen. In diesem Energiebereich beträgt nach [Loh85] der mittlere Energieverlust pro Weglänge im flüssigen Argon $dE/dx|_\mu = (2,60^{+0,09}_{-0,17})$ MeV/cm. Mit der

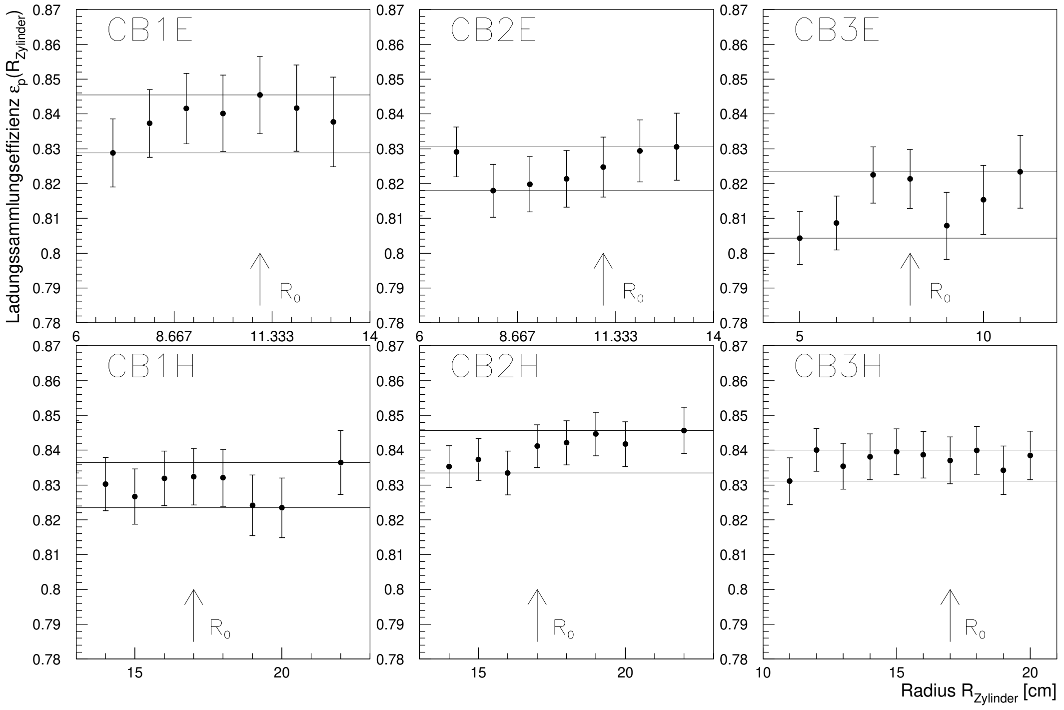

Abbildung 3.21: Bestimmung des systematischen Fehler, der durch die Wahl eines fixen Radius entsteht. Aufgetragen ist die mit Gleichung 2.20 berechnete Ladungssammlungseffizienz ϵ_p gegen den Zylinderradius $R_{Zylinder}$ im Intervall von R_{min} bis R_{max}. Der bei der Analyse verwendete Wert R_0 ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Der systematische Fehler ergibt sich dem halben Abstand der durch Linien gekennzeichneten Minimal- und Maximalwerte von ϵ_p.

zur Erzeugung eines Ladungspaares aufzubringenden Energie von $E_{Ar}^{paar} = (23,6^{+0,5}_{-0,3})$ eV [Miy74] ergibt sich eine im Argon pro Wegstrecke deponierte Ladung von

$$\frac{\text{Ladung}}{\text{Wegstrecke}} = \frac{e}{E_{Ar}^{paar}} \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\mu} = (17,7^{+0,6+0,4}_{-1,2-0,2}) \text{ fC/cm}. \tag{3.15}$$

Die erste Fehlerangabe stammt von dem betrachteten dE/dx-Intervall, die zweite aus dem Fehler in der E_{Ar}^{paar}-Messung. Innerhalb der Fehler stimmen die Werte von $2Q_0$ sehr gut mit dem threoretisch berechneten überein.

Der die Verunreinigung im Argon beschreibende Parameter p_{Fit} ist innerhalb der Fehler in den CB-Modulen konsistent. Er liegt jedoch deutlich über dem offiziell von H1 angegebenen Wert von 1,5 ppm, dessen Fehler allerdings nicht bekannt sind. Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß die bei der Bestimmung benutzte Methode große systematische Unsicherheiten aufweist. Um abzuschätzen, wie gut

Modul	ϵ_p (1500V)	$\epsilon_{Q_0}(1500V)$	Q_0^{norm} [fC/cm]	p_{Fit} [ppm]
CB1E	$0,845 \pm 0,011 \pm 0,008$	$0,84 \pm 0,02$	$8,3 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$
CB2E	$0,825 \pm 0,009 \pm 0,006$	$0,82 \pm 0,02$	$8,8 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,1$
CB3E	$0,821 \pm 0,008 \pm 0,010$	$0,82 \pm 0,02$	$8,8 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,1$
CB1H	$0,832 \pm 0,008 \pm 0,006$	$0,82 \pm 0,02$	$8,6 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,1$
CB2H	$0,841 \pm 0,006 \pm 0,006$	$0,84 \pm 0,01$	$8,5 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,1$
CB3H	$0,837 \pm 0,007 \pm 0,004$	$0,83 \pm 0,01$	$8,8 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$

Tabelle 3.8: Werte für die Ladungssammlungseffizienz in den CB-Modulen des Flüssigargon-Kalorimeters; ϵ_p wurde mit Hilfe der Formel 2.20 berechnet. Die erste Fehlerangabe beschreibt den statistischen Fehler aus der Anpassung an die gemessen HV-Kurve, der zweite Fehler stammt aus den systematischen Untersuchungen zur Abhängigkeit des Ergebnisses vom gewählten Zylinderradius. Für den mit Formel 2.19 bestimmten Wert ϵ_{Q_0} wird nur der statistische Fehler angegeben. Die direkt aus der Anpassung gewonnenen Werte Q_0 und p_{Fit} lassen sich als die maximal auszulesende Ladung und die Verunreinigung des Argons interpretieren.

die wahre Verunreinigung p durch p_{Fit} beschrieben werden kann, wird der bei der Anpassung auftretenen Quotienten $\alpha/(p_{Fit} \cdot d_{Gap}^2)$ gleich k/p gesetzt, wobei $k = \alpha/d_{Gap}^2$ als eine fehlerlose Konstante anzusehen ist. Die Verunreinigung läßt daraus durch

$$\frac{k}{p} = \frac{\alpha}{p_{Fit} \cdot d_{Gap}^2} \quad \Rightarrow \quad p = p_{Fit} \frac{k \cdot d_{Gap}^2}{\alpha} \tag{3.16}$$

berechnen. Aus der Gaußschen Fehlerfortplanzung ergibt sich für p ein Fehler von

$$\sigma_p^2 = \sigma_{p_{Fit}}^2 + \sigma_\alpha^2 \frac{p_{Fit}^2}{\alpha^2} + \sigma_{d_{Gap}}^2 \frac{4 \cdot p_{Fit}^2}{d_{gap}^2}. \tag{3.17}$$

Der resultierende Gesamtfehler sei beispielhaft für die CB3H-Module mit $p_{Fit} = (2,4 \pm 0,1)$ ppm, $d_{Gap} = (0,245 \pm 0,006)$ cm [H1-93a] und $\alpha = (0,15 \pm 0,03)$ ppm $\cdot$ cm^2/kV [Hof76] zu

$$\sigma_p = 0,5\text{ppm} \tag{3.18}$$

abgeschätzt.

Für die nach Gleichung 2.20 bestimmte Ladungssammlungseffizienz ϵ_p werden zwei Fehler angegeben. Der erste ist der statistische Fehler aus Gleichung 3.13. Zusätzlich wird der aus Abbildung 3.21 abgeschätzte systematische Fehler angegeben, der um einen Faktor 2-3 kleiner ist als der statistische Fehler. Die Übereinstimmung mit den zur Kontrolle aus Formel 2.19 berechneten Werten ist in allen Modulen innerhalb der Fehler sehr gut gegeben.

Beim Vergleich der Werte der einzelnen Module läßt sich kein statistisch signifikanter Unterschied feststellen. Wird nur der CBH-Teil betrachtet, liegt die Differenz

$p_{Myon} \leq 10$ GeV		
Modul	ϵ_p (1500V)	Q_0^{norm} [fC/cm]
CB1E	$0,85 \pm 0,02 \pm 0,01$	$8,1 \pm 0,3$
CB2E	$0,84 \pm 0,01 \pm 0,01$	$8,3 \pm 0,2$
CB3E	$0,83 \pm 0,01 \pm 0,01$	$8,4 \pm 0,2$
CB1H	$0,82 \pm 0,01 \pm 0,02$	$8,6 \pm 0,2$
CB2H	$0,834 \pm 0,007 \pm 0,004$	$8,5 \pm 0,1$
CB3H	$0,832 \pm 0,008 \pm 0,006$	$8,7 \pm 0,2$

$p_{Myon} > 10$ GeV		
Modul	ϵ_p (1500V)	Q_0^{norm} [fC/cm]
CB1E	$0,84 \pm 0,02 \pm 0,01$	$8,7 \pm 0,3$
CB2E	$0,822 \pm 0,012 \pm 0,006$	$9,0 \pm 0,2$
CB3E	$0,79 \pm 0,01 \pm 0,01$	$9,5 \pm 0,2$
CB1H	$0,832 \pm 0,011 \pm 0,008$	$8,8 \pm 0,2$
CB2H	$0,847 \pm 0,008 \pm 0,009$	$8,4 \pm 0,2$
CB3H	$0,849 \pm 0,009 \pm 0,010$	$8,8 \pm 0,2$

Tabelle 3.9: Getrennte Analyse für Myonimpulse ober- und unterhalb von 10 GeV; zur Bedeutung der angegebenen Größen siehe Tabelle 3.8.

der einzelnen Werte in der Größenordnung des systematischen Fehlers. Die Ergebnisse sind alle mit dem globalen momentanen H1-Wert von 0,85 verträglich, liegen aber systematisch unter diesem.

Die Ergebnisse der Untersuchungen in unterschiedlichen Impulsbereichen und Kalorimeterhälften können den Tabellen 3.9 und 3.10 entnommen werden.

Es ist tendenziell zu erkennen, daß höherenergetische Myonen mehr Ladung pro Weglänge deponieren, wie es aus Gleichung 2.1 zu erwarten ist. Dieser Effekt ist allerdings in den meisten Modulen nicht statistisch signifikant und im CB3H-Modul gar nicht zu beobachten. Die Werte für die Ladungssammlungseffizienz unterscheiden

Modul	obere Kalorimeterhälfte		untere Kalorimeterhälfte	
	ϵ_p (1500V)	p_{Fit} [ppm]	ϵ_p (1500V)	p_{Fit} [ppm]
CB1E	$0,83 \pm 0,002 \pm 0,02$	$2,5 \pm 0,3$	$0,87 \pm 0,01 \pm 0,02$	$1,7 \pm 0,2$
CB2E	$0,814 \pm 0,011 \pm 0,004$	$2,7 \pm 0,2$	$0,828 \pm 0,011 \pm 0,009$	$2,5 \pm 0,2$
CB3E	$0,815 \pm 0,011 \pm 0,008$	$2,7 \pm 0,2$	$0,81 \pm 0,01 \pm 0,01$	$2,8 \pm 0,2$
CB1H	$0,830 \pm 0,010 \pm 0,004$	$2,5 \pm 0,2$	$0,83 \pm 0,01 \pm 0,01$	$2,6 \pm 0,2$
CB2H	$0,839 \pm 0,007 \pm 0,005$	$2,4 \pm 0,1$	$0,842 \pm 0,008 \pm 0,005$	$2,3 \pm 0,1$
CB3H	$0,846 \pm 0,008 \pm 0,010$	$2,2 \pm 0,1$	$0,830 \pm 0,008 \pm 0,009$	$2,5 \pm 0,1$

Tabelle 3.10: Getrennte Analyse der oberen und unteren Kalorimeterhälfte; zur Bedeutung der angegebenen Größen siehe Tabelle 3.8.

sich nicht innerhalb der Fehler. Die Ergebnisse für ϵ_p aus Tabelle 3.8 liegen jeweils zwischen den beiden Werten.

In dem Grad der Verunreinigung in den verschiedenen Teilen des Kalorimeters ist kein systematischer Effekt zu beobachten. Auch die Werte für ϵ_p geben keinen Anhaltspunkt für lokale Unterschiede in der Verunreinigung.

Kapitel 4

Messung der Ladungssammlungseffizienz mit Halo-Myonen

Im folgenden Kapitel wird die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz mit Myonen aus dem Halo des Proton-Strahls beschrieben. Dazu wird zunächst kurz auf die Entstehung und Eigenschaften der im folgenden Halo-Myonen genannten Teilchen eingegangen und anschließend die Analyse vorgestellt. Dabei werden generelle Überlegungen aus Kapitel 3 übernommen.

4.1 Halo-Myonen

4.1.1 Entstehung

Der HERA-Protonstrahl läuft nicht wechselwirkungsfrei im Strahlrohr. Dabei spielen hauptsächlich zwei Prozesse eine Rolle [Joh87]:

- Protonen laufen im Strahlrohr nicht auf einer scharf begrenzten Bahn, sondern bilden ein Halo um die mittlere Strahllage. Protonen aus dem äußeren Bereich des Halo können mit Teilen des Strahlrohrs unter Bildung eines hadronischen Schauers wechselwirken. Analog zu den kosmischen Schauern in Kapitel 3.1 bildet sich dabei auch ein myonischer Anteil aus.

- Protonen des Strahls können mit Restgasmolekülen in dem Strahlrohr kollidieren und ebenfalls hadronische Schauer auslösen.

In Abbildung 4.1 ist die mittlere Lage des Protonstrahls für verschiedene Protonenergien in der x- und y-Ebene dargestellt. Die Abbildung bezieht sich zwar auf die positive z-Richtung des H1-Koordinatensystems, die prinzipiellen Gegebenheiten sind aber auf die negative z-Richtung übertragbar [Wil97]. Die dicke, durchgezogene Linie bezeichnet die Mitte des Strahlrohrs, auf der der Protonstrahl mit einer Energie von 820 GeV geführt wird. Die weiteren Linien stellen die Bahnen für Protonen mit kleineren Energien in einer Abstufung von 60 GeV dar. In der x-Ebene sieht man einen Knick bei 10 Metern. Dort werden Elektron- und Protonstrahl getrennt, beziehungsweise zusammengeführt. Eine weitere große Änderung in der x-Lage tritt

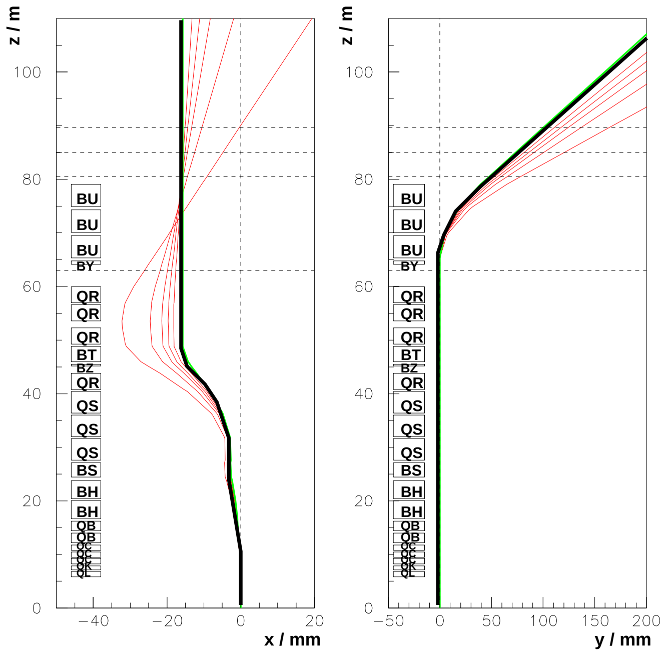

Abbildung 4.1: Mittlere Lage des Protonstrahls in der x- und y-Ebene für Energien zwischen 520 GeV und 820 GeV in Abstufungen von 60 GeV; die Bahn mit einer Teilchenenergie von 820 GeV wird durch die dicke Linie gekennzeichnet, die gleichzeitig die Mitte des Strahlrohrs darstellt. Bei z=0 befindet sich der Wechselwirkungspunkt im H1-Detektor. Seitlich sind die Strahlführungsmagnete eingezeichnet. [Wil97]

zwischen 30 und 45 Metern auf. Man kann erkennen, daß Protonen mit kleineren Energien stärker und somit aus der Mitte des Strahlrohrs abgelenkt werden. In y-Richtung wird der Strahl bei 65 Metern nach oben gelenkt, um in größerer Entfernung das Proton- und Elektronstrahlrohr schließlich übereinander führen zu können.

Die Protonen führen beim Umlaufen im Speicherring zusätzlich eine transversale Schwingung um ihren Orbit durch. Zur Beschreibung dieser sogenannten Betatronschwingung definiert man eine äußere Grenze der Bewegung σ, die sich zusammensetzt aus einer Konstanten ϵ und einer Funktion $\beta(z)$. Die Emittanz ϵ ist ein Maß für den Phasenraum der umlaufenden Protonen, die β-Funktion beschreibt die Amplitude der Betatronschwingung in Abhängigkeit von der Strahlposition z. [Wil92]

Abbildung 4.2 zeigt die x- und y-Komponenten der Schwingungsamplitude. Deutlich sind die Aufweitungen des Strahls bei 50 bis 60 Metern in der x-Ebene, beziehungsweise bei 30 bis 40 Metern in der y-Ebene zu sehen. An diesen Stellen reicht der Strahlhalo näher an die Strahlrohrwand, so daß Wechselwirkungen mit dieser wahrscheinlicher werden. Auch diese Darstellung läßt sich prinzipiell auf die

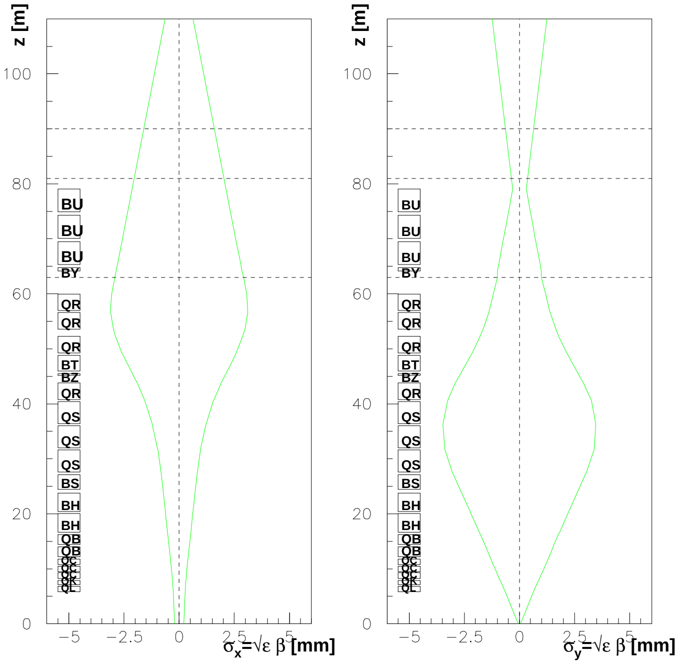

Abbildung 4.2: x- und y-Komponente der Betatronschwingung des Protonstrahls in positiver z-Richtung. [Wil97]

Richtung mit negativen z-Werten übertragen.

Durch die Datenselektion, auf die näher in Abschnitt 4.2 eingegangen wird, erhält man unter anderem je einen Auftreffort der Halo-Myonen in den beiden Stirnseiten des Eisenjochs. Durch diese beiden Orte wird eine gerade Spur gelegt, für die die z-Koordinate des Ortes mit dem kleinsten Abstand zum Protonstrahlrohr bestimmt wird. Dies sollte eine Aussage über den Entstehungsort der Halo-Myonen erlauben. Die Verteilung der z-Koordinaten ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

Deutlich ist ein Maximum bei -30 bis -50 Metern festzustellen. Dies ist der Bereich, in dem der Strahl in y-Richtung stark aufgeweitet ist und in x-Richtung eine große Ablenkung erfährt. Die Ausläufer der Verteilung zu kleineren z-Werten lassen sich durch die Aufweitung des Strahls in x-Richtung in diesem Bereich erklären. Aus dem Strahlverlauf erwartet man eine erhöhte Aktivität im Bereich des Detektors in x-Richtung. Die Strahlablenkung in y-Richtung sollte sich nicht so deutlich bemerkbar machen, da diese in den auslaufenden Bereich der Verteilung fällt.

4.1.2 Impulsbestimmung

Das Vorwärts-Myonspektrometer (siehe Abbildung 1.2) erlaubt die Bestimmung des Impulses der Myonen, nachdem sie das Eisenjoch und die darin liegenden Detektorkomponenten durchquert haben. Aus geometrischen Gründen ist die Impulsmessung

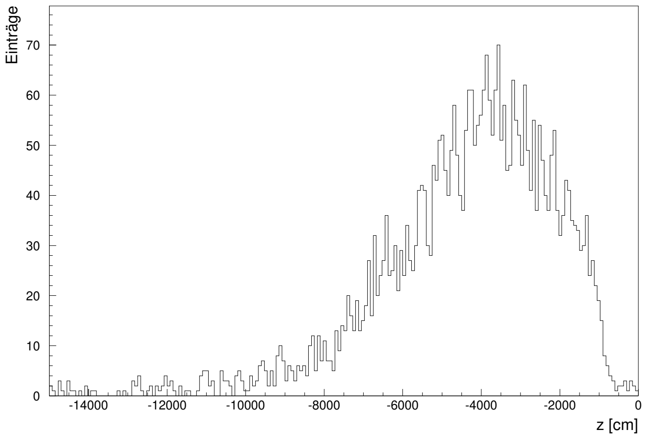

Abbildung 4.3: Verteilung der z-Koordinaten mit dem kleinsten Abstand zwischen Strahlrohr und Myonspur.

auf eine untere Grenze von 5 GeV limitiert, die zusätzlich zu den Energieverlusten im vorher durchquerten Detektor berücksichtigt werden muß. Nimmt man für diese zusätzlich 5 GeV an, so werden nur entstandene Myonen mit einem Impuls über 10 GeV registriert. Oberhalb von 200 GeV ist die durch den Toroidmagneten hervorgerufene Bahnkrümmung zu gering für eine zuverlässige Messung des Impulses [H1-97]. Abbildung 4.4 zeigt die Impulsverteilung von Halo-Myonen im Akzeptanzbereich des Spektrometers.

Das Spektrum ist mit dem der kosmischen Myonen aus Abbildung 3.20 vergleichbar. Es stehen ausreichend Myonen in einem Impulsbereich zur Verfügung, in dem der Energieverlust pro Weglänge nach Gleichung 2.1 relativ konstant ist. Somit stellen die Halo-Myonen eine für die Analyse nutzbare Teilchenquelle dar.

4.2 Datenselektion

Im Oktober 1997 wurden Runs mit verschiedenen Einstellungen der Hochspannung im Flüssigargon-Kalorimeter zur Messung einer HV-Kurve mit Halo-Myonen aufgenommen. Während der Datennahme war nur der Protonring in Betrieb. Neben den nach der Beschreibung in Abschnitt 4.2.1 selektierten Ereignissen wurden mit einer Rate von 1,65 Hz zusätzlich Zufallsereignisse registriert, die für systematische Untersuchungen im Kalorimeter benutzt werden. Die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse sowie die Einstellung der Hochspannung im Kalorimeter kann Tabelle 4.1 entnommen werden.

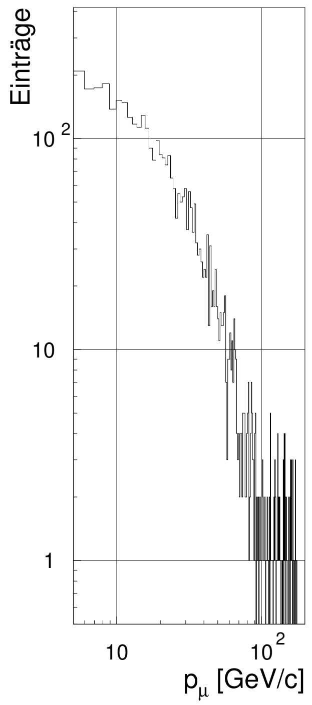

Abbildung 4.4: Impulsspektrum von Myonen aus dem Halo des HERA-Protonstrahls gemessen mit dem Vorwärts-Myonspektrometer des H1-Detektors im Akzeptanzbereich von 5 GeV/c bis 200 GeV/c.

4.2.1 Selektion bei der Datennahme

Zur Selektion der Halo-Myonen dienen Informationen der Veto-Wände und der beiden Stirnseiten des instrumentierten Eisens (siehe Abbildung 1.2). Daraus werden zwei sogenannte Subtrigger-Signale gebildet, die beide je ein nachgewiesenes Teilchen in den beiden Stirnseiten verlangen. Subtrigger S20 verlangt zusätzlich die Koinzidenz eines Signals in der inneren Veto-Wand, Subtrigger S21 in der äußeren. Durch die unterschiedliche Größe der beiden Veto-Wände ist ein S21-Triggersignal viel wahrscheinlicher. Um die Raten anzugleichen, wird nur jedes zwanzigste durch die äußere Veto-Wand registrierte Ereignis aufgezeichnet.

In Abbildung 4.5 ist ein Ereignis mit einem den H1-Detektor durchquerenden Halo-Myon dargestellt. Die beiden Veto-Wände sind in dieser Darstellung nicht zu sehen, sie befinden sich bei größeren z-Werten. Deutlich zu erkennen sind die Energieeinträge in den beiden Eisenstirnflächen. Außerdem wurde das Myon in der davor angebrachten Streamerkammer-Ebene registriert. Nach Durchqueren der ersten Hälfte des Vorwärts-Myonspektrometers, läßt es sich in der zweiten Hälfte nicht mehr nachweisen. Entweder hat es den Detektor seitlich verlassen, oder ist im To-

Run-Nummer	201865	201866	201871	201872	201873	201874
U_{HV} [V]	1500	1250	1000	750	500	250
N_{gesamt}	10257	10079	10022	10057	10048	10020
N_{Myon}	9362	9322	9585	9293	9660	9631
N_{Zufall}	895	757	437	764	388	389
$N_{Myon}^{analysiert}$	3911	4470	5243	4323	5533	5583

Tabelle 4.1: Statistik der Runs für die Meßreihe mit Halo-Myonen; angegeben ist die für einen bestimmten Run eingestellte Hochspannung U_{HV} im Flüssigargon-Kalorimeter und die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse N_{gesamt}, die sich aus der Zahl der Ereignisse mit Halo-Myonen N_{Myon} und der Zufallsereignisse N_{Zufall} zusammensetzt; in der letzten Zeile ist die Zahl der nach den im Text beschriebenen Schnitten zur Auswertung zur Verfügung stehenden Myonspuren $N_{Myon}^{analysiert}$ angegeben.

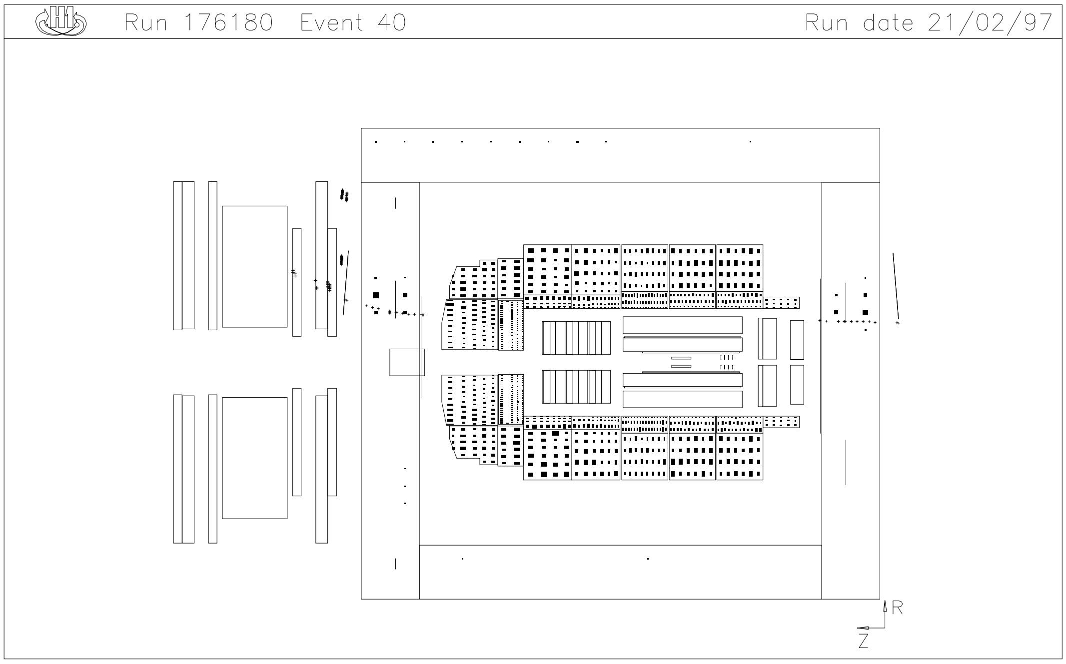

Abbildung 4.5: Ereignis mit einem Myon aus dem Halo des HERA-Protonstrahls im H1-Detektor.

roidmagneten gestoppt worden. Im Kalorimeter sind durch die auf Null gesetzte Energieschwelle bei der Auslese in allen Zellen Energieeinträge.

4.2.2 Selektionsschnitte bei der Auswertung

Da die meisten selektierten Myonen keine Spurkammer durchqueren und aus dem Kalorimeter keine Spurinformationen gewonnen werden können, muß die Rekontruktion der Spur alleine mit Hilfe des instrumentierten Eisens geschehen. Die Bestimmung der Bahnwinkel ist dort allerdings recht ungenau, so daß die Spur nur durch die Auftrefforte in den jeweils innersten Lagen der beiden Stirnseiten definiert wird. Zum Zeitpunkt der Datennahme war die Magnetfeldspule ausgeschaltet, so daß eine Abweichung durch die Lorentzkraft nicht berücksichtigt werden muß. Allerdings wäre sie auch bei einem herrschenden Magnetfeld zu vernachlässigen, da die Myonen sich vorwiegend in Richtung der Magnetfeldlinien bewegen. Die Krümmung der Myonspur im Eisen könnte analog zu den Überlegungen bei der Untersuchung mit kosmischen Myonen vernachläßigt werden, da nur die beiden innersten Auftrefforte als Spurinformation verwendet werden.

Um trotz der langen, zu extrapolierenden Strecke eine zuverlässige Beschreibung der Myonspur zu erhalten, werden folgende Bedingungen in der Analyse verlangt:

- Es werden jeweils genau eine Spur in der hinteren und vorderen Stirnseite des instrumentierten Eisens und in der Myon-Kammer-Ebene zwischen Eisenjoch und Vorwärts-Myonspektrometer verlangt, um Fehlidentifikationen durch mehrere, gleichzeitig den Detektor durchquerende Myonen zu vermeiden.

- Es darf maximal eine Teilchenspur im Vorwärts-Myonspektrometer registriert werden. Da viele Myonen diesen Detektor nicht durchqueren, werden auch Ereignisse analysiert, die keine dort nachgewiesene Spur haben.

- Um zu gewährleisten, daß die Myonen den Detektor auf einer möglichst geraden Bahn durchqueren, wird verlangt, daß die in den beiden Stirnseiten des instrumentierten Eisens gemessenen Polarwinkel der Teilchenbahn sich nicht um mehr als 5 Grad unterscheiden:

  $$||\theta_{vorne}| + |\theta_{hinter}| - \pi| < 5^o. \tag{4.1}$$

  Durch Vielfachstreuung ist für ein Myon mit einem Impuls von 10 GeV eine mittlere Differenz von etwa $1{,}2^o$ zu erwarten. Da die Winkelmessung im instrumentierten Eisen für Teilchen, die nicht direkt vom Wechselwirkungspunkt kommen, mit großen Fehlern behaftet ist, wird der Wert von 5^o gewählt.

- Mit R_{diff} wird die Differenz der radialen Abstände des nachgewiesenen Teilchenortes im instrumentierten Eisen von dem Strahlrohr für die hintere und vordere Stirnseite bezeichnet. Da sich die Myonen auf einer bezüglich des Strahlrohrs ansteigenden Trajektorie bewegen, sollte dieser Abstand in der

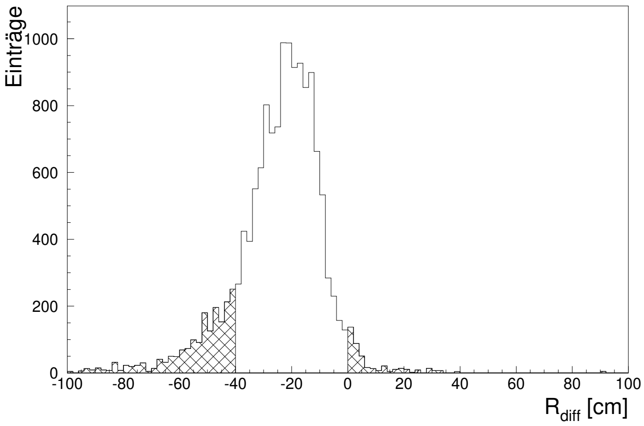

Abbildung 4.6: Mit R_{diff} wird die Differenz der radialen Abstände zwischen den Myon-Auftrefforten und dem Strahlrohr in der hinteren und vorderen Stirnseite des instrumentierten Eisens bezeichnet. Die Verwerfung von Ereignissen mit $R_{diff} > 0$cm unterdrückt zu starke Ablenkungen durch Vielfachstreuung, der Schnitt zu kleinen Werten zusätzlich einen zu schrägen Durchgang der Myonen durch die Ausleseschichten.

hinteren Stirnseite kleiner sein als in der vorderen. Verlangt man $R_{diff} < 0$cm, werden Abweichungen durch Vielfachstreuung in Richtung des Strahlrohrs unterdrückt. Durch einen zusätzlichen Schnitt $R_{diff} > -40$cm werden Myonen verworfen, deren Teilchenbahn einen großen Gradienten radial vom Strahlrohr weg und somit einen zu schrägen Durchgang durch die Ausleseschichten aufweisen. Die gewählten Schnitte werden in Abbildung 4.6 verdeutlicht.

- Durch Einschränken der Differenz zwischen den Azimutalwinkeln der beiden Auftrefforte werden starke Ablenkungen durch Vielfachstreuung senkrecht zu den bisher beschriebenen unterdrückt. Abbildung 4.7 zeigt die Auswirkung dieses Schnittes auf den Datensatz.

$$\Delta\varphi_{eisen} = \left| \arctan\left(\frac{y_{eisen}^{hinten}}{x_{eisen}^{hinten}}\right) - \arctan\left(\frac{y_{eisen}^{vorne}}{x_{eisen}^{vorne}}\right) \right| < 5^o \qquad (4.2)$$

- Um ein Maß für die Güte der Spurrekonstruktion zu haben, wird die durch die beiden Punkte in den Stirnseiten festgelegte Myonspur in Richtung des Auftreffortes in der Myon-Kammer-Ebene extrapoliert und der Abstand D_{eisen} zu diesem bestimmt. Für die weitere Analyse darf dieser nicht mehr als 6 cm betragen, wie in Abbildung 4.8 verdeutlicht wird.

Für die einzelnen Module gelten wiederum die in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Selektionskriterien. Die Verteilung von $D_{Fläche}$ in Abbildung 4.9 gleicht für die hadro-

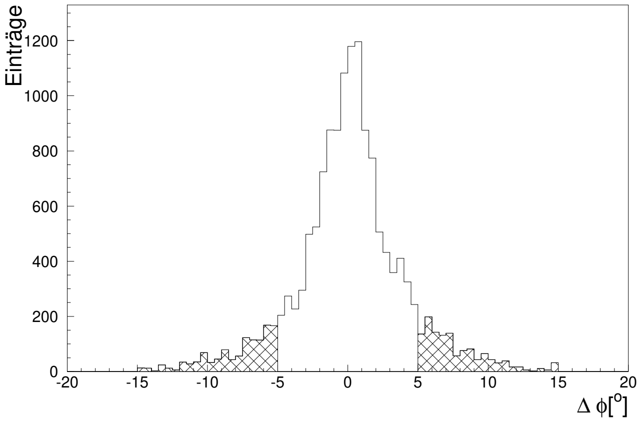

Abbildung 4.7: Mit $\Delta\varphi_{eisen}$ wird die Differenz der Azimutalwinkel der beiden Myon-Auftrefforte in der vorderen und hinteren Stirnseite des Eisenjochs bezeichnet. Um Vielfachstreuung zu unterdrücken, darf der Betrag der Abweichung nicht größer als 5^o sein.

nischen Module der aus Abbildung 3.9. Der starke Abfall zu höheren Werten in den elektromagnetischen Modulen kommt daher, daß die Myonen auf deren schmalster Seite auftreffen. Nur das IF1E-Modul bietet den Halo-Myonen eine große Auftreff-fläche und trägt somit zur Verteilung oberhalb von 14cm bei. Aus diesem Grund ist die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse für die BBE- und die FBE-Module geringer, wie aus Tabelle 4.2 entnommen werden kann.

Modul	U_{HV}[V]					
	250	500	750	1000	1250	1500
BBE	741	709	586	719	575	487
FB1E	675	670	544	647	540	465
FB2E	737	682	568	692	568	490
IF1E	1450	1498	1179	1429	1256	1041
IF2H	1391	1440	1119	1383	1198	986
FB1H	2140	2074	1577	1992	1696	1473
FB2H	2116	2042	1578	1984	1691	1466
OF1H	1695	1620	1272	1561	1304	1167
OF2H	1305	1259	1012	1236	1026	907

Tabelle 4.2: Anzahl der Myonspuren, die ein Modul so durchqueren, daß sie nach den im Text beschriebenen Schnitten für die Analyse genutzt werden können, in Abhängigkeit von der Auslesespannung U_{HV} im Kalorimeter.

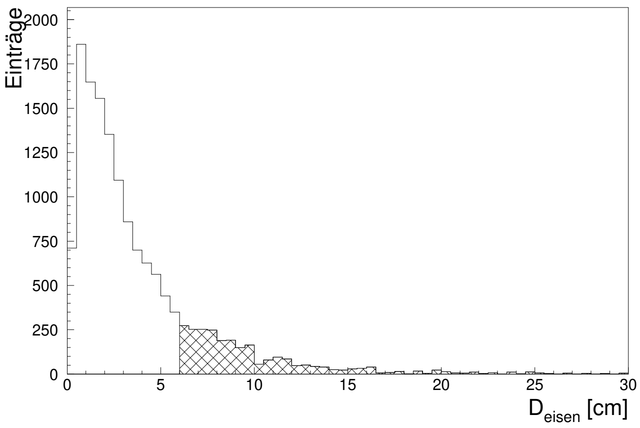

Abbildung 4.8: Wird die durch die beiden rekonstruierten Punkte in den Stirnseiten des Eisenjochs bestimmte Myonspur in Richtung der zwischen Eisenjoch und Vorwärts-Myonspektrometer angebrachten Myon-Kammer-Lagen extrapoliert, so läßt sich ein minimaler Abstand D_{eisen} zwischen der Spur und dem rekonstruierten Auftreffort in diesen Lagen berechnen. Um Ereignisse mit ungenau bestimmten Myonspuren zu unterdrücken, darf D_{eisen} in der Analyse nicht größer als 6cm sein.

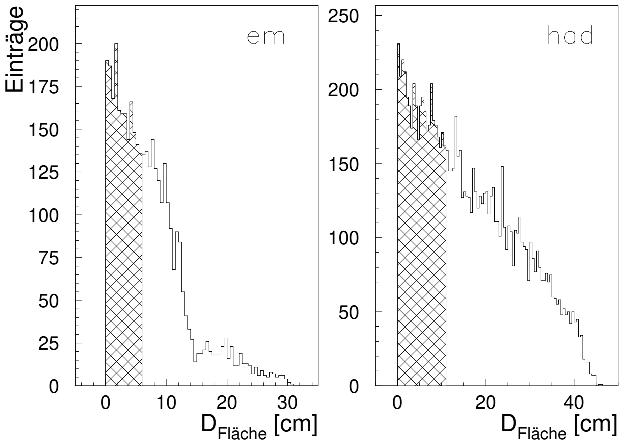

Abbildung 4.9: Schnitt auf den minimalen Abstand einer Myonspur zu der Seitenfläche eines Moduls für elektromagnetische (links) und hadronische Module (rechts). Die Myonspuren, deren $D_{Fläche}$ in dem schraffierten Bereich liegt, werden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

4.3 Signalaufbereitung

Da die weitere Signalaufbereitung analog zu der bei den Messungen mit kosmischen Myonen geschieht, soll hier hauptsächlich auf etwaige Unterschiede eingegangen werden. Ansonsten sei auf Kapitel 3.3 verwiesen.

4.3.1 Pedestal-Korrektur

Aus den aufgezeichneten Zufallsereignissen werden nach Formel 3.4 die Werte für die Nullpunktskorrekturen bestimmt. Die Spektren dieser Werte sind in Abbildung 4.10 für die Meßpunkte bei 250V und 1500V dargestellt. Auffällig sind eine Anzahl von Zellen mit einem großen negativen Wert von $Q_{pedestal}$. Diese liegen alle in einem OF2H-Modul und können der Analogbox-Karte 257 (siehe Anhang B.1) zugeordnet werden.

An die Verteilungen ist im Bereich von $\pm 2,5\sigma_{rms}$ um den Mittelwert eine Gauß-Funktion angepaßt. Im Vergleich mit Abbildung 3.10 ist zu erkennen, daß die Verteilung durch die Gauß-Funktion nicht so gut wiedergegeben wird wie dort, da vermehrt Einträge bei größeren positiven $Q_{pedestal}$ auftreten, die sich als leichte Stufe der rechten Flanke des Spektrums bemerkbar machen. Dies kann dadurch erklärt werden, daß es bei der Aufzeichnung der Zufallsereignisse zu Untergrundereignissen durch Wechselwirkungen des Protonstrahls kommt. Durch die exponierte Lage

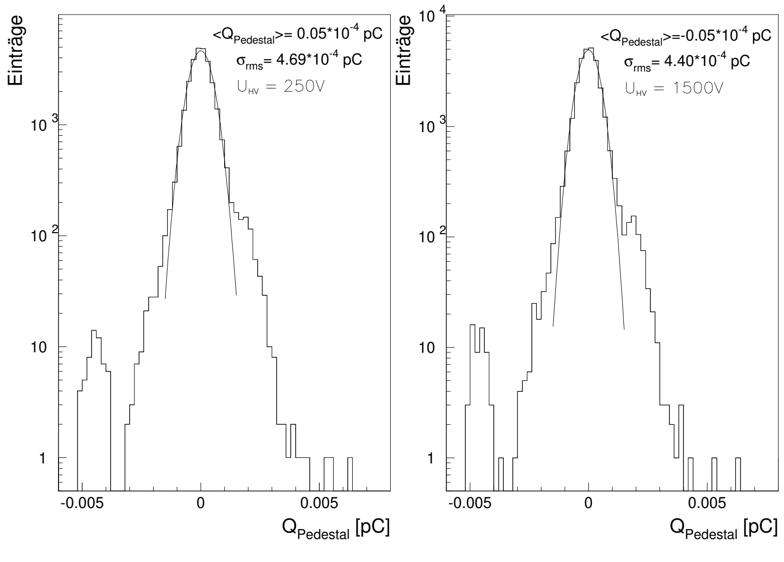

Abbildung 4.10: Korrektur der Nullpunktsverschiebung $Q_{pedestal}$ aus Zufallsereignissen für eine Hochspannung von 250V und 1500V in den mit Halo-Myonen untersuchten Modulen; an das Spektrum ist im Bereich von $\pm 2,5\sigma_{rms}$ um den Mittelwert eine Gauß-Funktion angepaßt.

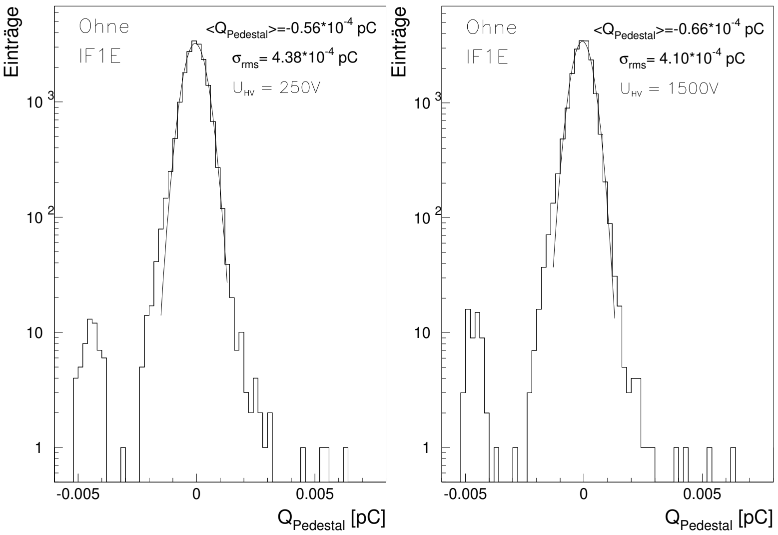

Abbildung 4.11: Korrektur der Nullpunktsverschiebung $Q_{pedestal}$ aus Zufallsereignissen für eine Hochspannung von 250V und 1500V in den mit Halo-Myonen untersuchten Modulen ohne Berücksichtigung der IF1E-Module; an das Spektrum ist im Bereich von $\pm 2,5\sigma_{rms}$ um den Mittelwert eine Gauß-Funktion angepaßt.

der IF1E-Module macht sich diese hauptsächlich in diesen bemerkbar und sorgt für erhöhte ausgelesene Signale. Das in Abbildung 4.11 gezeigte Spektrum für $Q_{pedestal}$ ohne Berücksichtigung der IF1E-Module ist deutlich schmaler und bestätigt die vorangegangenen Überlegungen.

4.4 Signalauswertung

Um ein für die Analyse verwertbares Signal aus den Kalorimeterdaten zu erhalten, wird die gemessene Ladung der innerhalb eines Zylinders um die Myonspur liegenden Zellen auf die Weglänge des Myons durch das Argon normiert. Für einen geeigneten Zylinderradius wird dann eine HV-Kurve erstellt, aus der die Ladungssammlungseffizienz bestimmt werden kann.

4.4.1 Ladungsspektrum im Zylinder

Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft die Spektren der Ladungen innerhalb eines Zylinders mit $R_{Zylinder} = 40$cm nach Abzug der Pedestal-Korrekturen für zwei verschiedene Auslesespannungen. Durch den großen Zylinderradius tragen hauptsächlich Zellen mit einem Rauschsignal zum Spektrum bei, so daß sich dieses durch eine um Null symmetrische Gauß-Verteilung beschreiben läßt, wie die in einem Bereich von

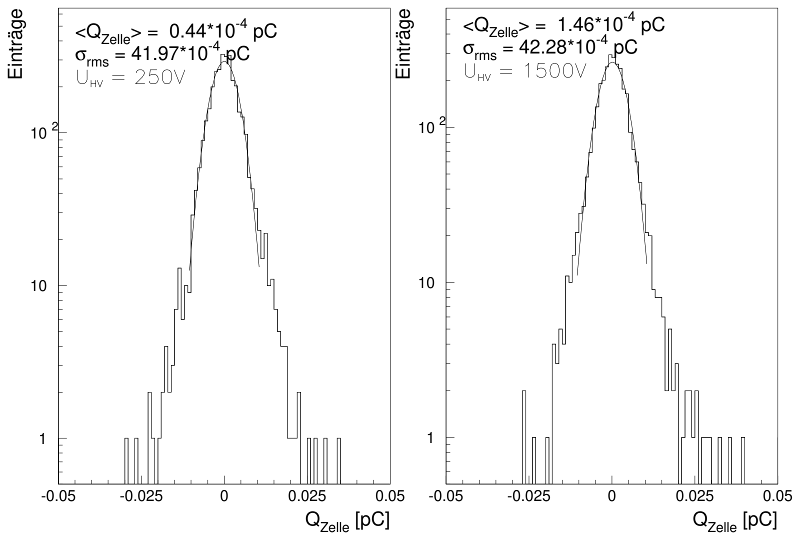

Abbildung 4.12: Spektrum der in den Zellen innerhalb eines Zylinders mit $R_{Zylinder}$ = 40cm um die Myonspur deponierten Ladung für eine angelegt Auslesespannung von U_{HV} = 250V (links) und U_{HV} = 1500V (rechts). Dargestellt ist jeweils das Ladungsspektrum der bei einem Ereignis analysierten Zellen mit einer angepaßten Gauß-Funktion $\pm 2\sigma_{rms}$ um den Mittelwert herum.

$\pm 2\sigma_{rms}$ um den Mittelwert angepaßte Funktion zeigt. Das zu extrahierende Signal sind die Einträge bei etwas größeren Ladungswerten, die bei der Auslesespannung von 1500V etwas deutlicher zu erkennen sind.

4.4.2 Normierung des Signals

Zur Normierung des Signals auf die zurückgelegte Weglänge durch das Argon muß nach Gleichung 3.5 die Dicke der Module D_{Modul} bekannt sein. Durch die beiden Schnittpunkte einer Myonspur mit den Seitenflächen eines Moduls ist die im Modul zurückgelegte Strecke L_{Modul} definiert. Die in Abbildung 4.13 gezeigten Verteilungen von L_{Modul} besitzen einen deutlichen Schwellwert, aus dem sich die bezüglich des Strahlrohrs longitudinale Ausdehnung des jeweiligen Moduls bestimmen läßt.

Die Verteilung für die IF2H- und OF2H-Module zeigt einige Auffälligkeiten. Die L_{Modul}-Verteilung der IF2H-Module zeigt eine scharfe Spitze bei 103,27±0,05 cm und darunter eine flache Verteilung bis etwa 95cm. Dies ist dadurch zu erklären, daß für die Beschreibung der IF2H-Module eine zusätzliche siebte Fläche verwendet wird, die eine durch die Kryostatenwand bedingte Abschrägung parametrisiert (siehe Abbildung A.3). Die scharfe Spitze stammt von Myonen, die das Modul durch die zur Eintrittebene parallele Seitenfläche verlassen. Aus dieser wird D_{Modul} und somit der Volumenanteil des Argons am gesamten Modul bestimmt. Die Ausläufer der Ver-

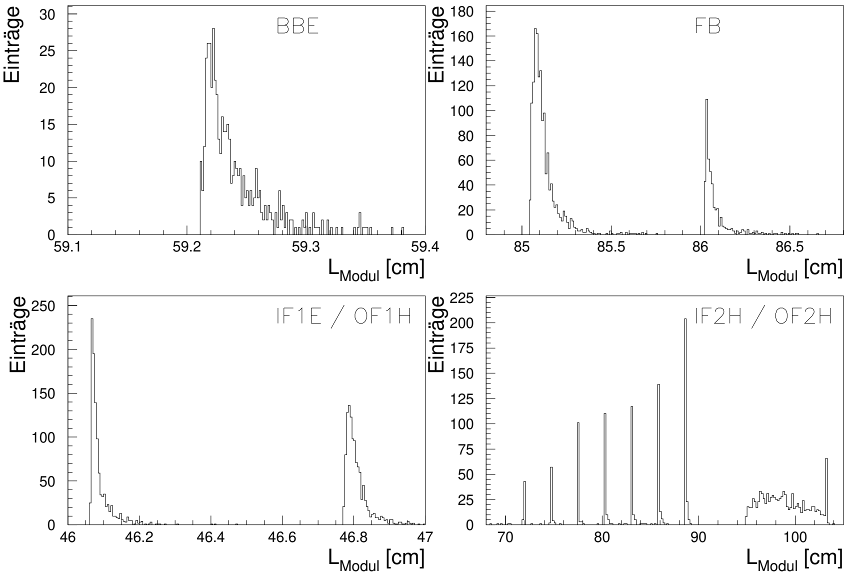

Abbildung 4.13: Bestimmung der Dicke D_{Modul} für bei der Messung mit Halo-Myonen ausgewerteten Module des Flüssigargon-Kalorimeters aus dem Schwellwert in der Verteilung der Spurlängen L_{Modul}.

teilung zu kleineren Werten stammen von Myonen, die das Modul durch die schräge Fläche verlassen. Obwohl auch das OF2H-Modul diese Abschrägung aufweist, wird es in der Kalorimeterbeschreibung als Quader behandelt. Um dennoch die korrekte Form zu berücksichtigen, wird hier bei der Bestimmung des Austrittsortes die Aufteilung in einzelne Lagen von Auslesezellen als Kriterium genommen. Die Spitze bei 88,62± 0,05 cm stammt von Myonen, die das Modul innen durchqueren. Die Spitzen bei kleineren Werte lassen sich Myonen zuordnen, die das Modul weiter außen und somit nicht mehr alle Ausleseschichten durchqueren. Zur Berechnung von f_{Argon} wurde der größte Wert von D_{Modul} und die maximale Zahl von Argonschichten im Modul verwendet.

Daraus ergeben sich für die Dicken der mit Halo-Myonen analysierten Module die in Tabelle 4.3 stehenden Werte. Die daraus resultierenden, ebenfalls dieser Tabelle zu entnehmenden Werte für den Volumenanteil f_{Argon} an einem Modul stimmen innerhalb von 2% mit denen für eine einzelne geometrische Zelle aus Tabelle 2.3 überein.

Die Vorgehensweise zur Bestimmung einer mittleren pro Weglänge deponierten Ladung wurde ausführlich in Kapitel 3.4.2 diskutiert. Abbildung 4.14 zeigt beispielhaft die Anwendung auf die FB1H-Module bei einem Zylinderradius von $R_{Zylinder}$ = 22cm.

Modul	BBE	FBE	IF1E	IF2H
D_{Modul} [cm]	59,21±0,05	86,02±0,05	46,06±0,05	103,27±0,05
f_{Argon} [%]	34,13	32,78	32,93	16,40
Modul		FBH	OF1H	OF2H
D_{Modul} [cm]		85,05±0,05	46,77±0,05	88,62±0,05
f_{Argon} [%]		17,89	17,84	17,75

Tabelle 4.3: Dicke D_{Modul} und Volumenanteil von Argon f_{Argon} für die mit Halomyonen analysierten Module im Flüssigargon-Kalorimeter

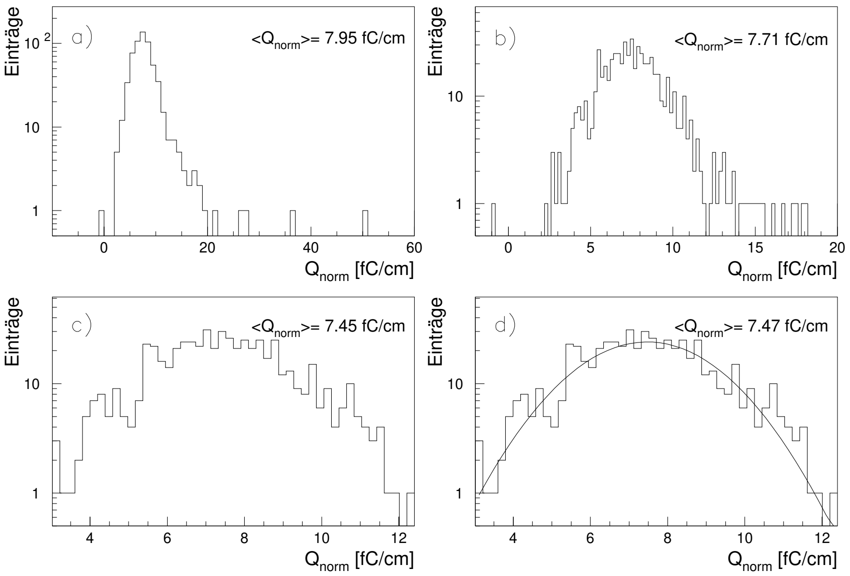

Abbildung 4.14: Schrittweise Anpassung einer Gauß-Funktion an die auf die Wegstrecke normierte Ladungsverteilung innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder} = 22$cm um die Myonspur in den FB1H-Modulen; die genaue Vorgehensweise wird in Kapitel 3.4.2 beschrieben; die Mittelwerte sind in den Abbildungen a) - c) das arithmetische Mittel, in Abbildung d) der Mittelwert aus der Gauß-Funktion.

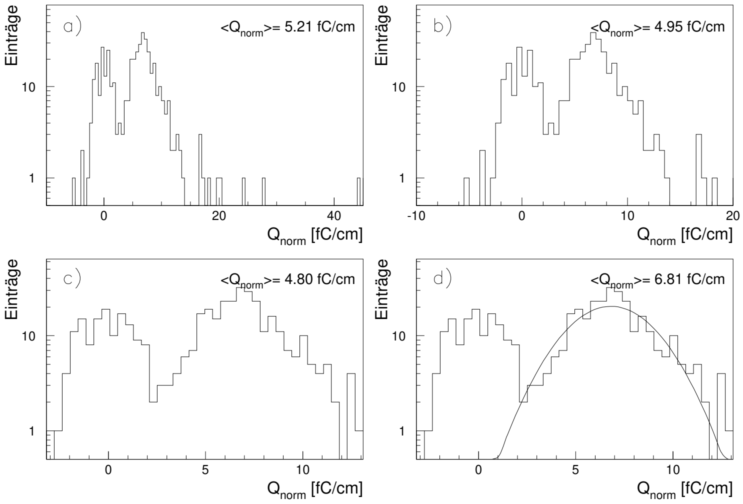

Abbildung 4.15: Schrittweise Anpassung einer Gauß-Funktion an die auf die Wegstrecke normierte Ladungsverteilung innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder} = 15\text{cm}$ um die Myonspur in den OF1H-Modulen bei einer Auslesespannung von $U_{HV} = 1500\text{V}$.

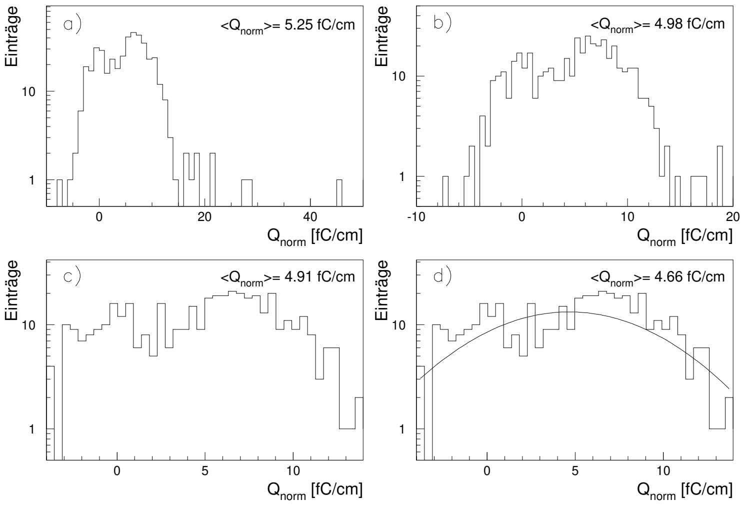

Abbildung 4.16: Schrittweise Anpassung einer Gauß-Funktion an die auf die Wegstrecke normierte Ladungsverteilung innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder} = 24\text{cm}$ um die Myonspur in den OF1H-Modulen bei einer Auslesespannung von $U_{HV} = 1500\text{V}$.

Schwierigkeiten treten im OF1H-Modul auf. In Abbildung 4.15 ist bei einem Zylinderradius von $R_{Zylinder} = 15$cm ein deutliches, gaußförmig um Null verteiltes Signal von Zylindern zu sehen, die keine Ladung enthalten. Hier gelingt es allerdings noch, durch Anpassung einer Gauß-Funktion die beiden Maxima zu separieren. Bei einem Zylinderradius von $R_{Zylinder} = 24$cm haben sich nach Abbildung 4.16 durch die wachsenden Anzahl von rauschenden Zellen im Zylinder die beiden Verteilungen so verbreitert, daß keine Trennung mehr möglich ist. In diesem Bereich funktioniert daher die Bestimmung des mittleren Ionisationssignals nicht mehr. Für niedrigere Auslesespannungen tritt dieser Effekt schon bei kleineren Radien auf, so daß sich zum Beispiel bei 250V Rauschen und Signal generell nicht gut trennen lassen.

Die Ursache für dieses Verhalten, das nur in diesen Modulen auftritt, ist noch nicht bekannt.

4.4.3 Wahl des Zylinderradius

Die Wahl der Zylinderradien R_0 für die Auswertung geschieht entsprechend den Überlegungen aus Kapitel 3.4.3 durch geometrische Untersuchungen. Am Beispiel eines elektromagnetischen und hadronischen FB1-Moduls wird in Abbildung 4.17 die Wahl der einzelnen Radien verdeutlicht. Durch die Form der Module und die damit verbundene verzerrte Lage der Zellen zueinander ist keine für alle Zellen zutreffende Bestimmung der Radien möglich, so daß repräsentative Durchschnittswerte bestimmt werden, die Tabelle 4.4 entnommen werden können.

Zur Kontrolle des Sättigungsverhaltens und der gewählten Radien wird die auf die Weglänge normierte Ladung $\langle Q_{norm} \rangle$ gegen den Zylinderradius $R_{Zylinder}$ aufgetragen. Abbildung 4.18 zeigt dies für die elektromagnetischen, Abbildung 4.19 für die hadronischen Module.

In den IF1E-Modulen wird der Anstieg durch die Anpassung der Gleichung 3.9 sehr gut wiedergegeben. Die sich schon bei der Bestimmung von $Q_{pedestal}$ störend bemerkbar machenden Untergrundereignisse durch den Protonstrahl sorgen hier dafür, daß kein stabiles Plateau erreicht wird, sondern für größer werdende Radien die nach-

Modul	R_{min} [cm]	R_0 [cm]	R_{max} [cm]
BBE	5	11	15
FBE	6	10	12
IF1E	4	6	7
FBH	16	22	30
IF2H	8	9	13
OFH	14	15	24

Tabelle 4.4: Die bei der Auswertung in den Modulen benutzten Zylinderradien R_0 sowie ein minimaler und maximaler Radius R_{min} und R_{max} für die Abschätzung eines systematischen Fehlers.

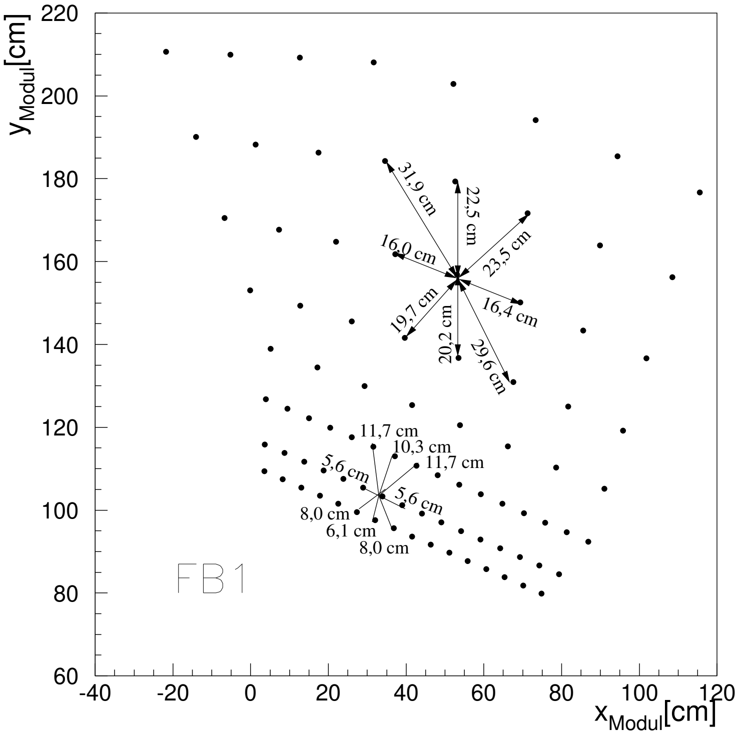

Abbildung 4.17: Schnitt durch eine Zellage eines elektromagnetischen (unterer Teil) und hadronischen (oberer Teil) FB1-Moduls zur Bestimmung von $R_{Zylinder}$; die Punkte geben dabei die Lage der einzelnen Zellmittelpunkte wieder.

gewiesene Ladung stetig ansteigt. Daher ist es bei diesen Modulen wichtig, daß der Radius R_0 direkt am Beginn des Plateaus liegt. Für die anderen elektromagnetischen Module wird ein Sättigungsbereich erreicht, der durch die geringere Statistik allerdings starken Fluktuationen unterworfen ist. Der Sättigungsbereich wird durch die angepaßte Funktion innerhalb der statistischen Fehler der Meßpunkte gut wiedergegeben.

Mit Ausnahme der OF1H-Module wird für alle hadronischen Module ein stabiles Plateau erreicht, das durch die angepaßte Funktion sehr gut beschrieben wird. Die Beschreibung des Anstiegs gelingt in den feiner segmentierten IF2H- und OF2H-Modulen am besten. In den anderen Modulen zeigen die Meßwerte in diesem Bereich keine charakteristische Form, da die Granularität der Ausleseplatten zu grob für eine gute Auflösung der Form der Energiedeposition ist. In den OF1H-Modulen wird für größere Hochspannungen durch den in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Effekt für Zylinderradien oberhalb von $R_{Zylinder} = 17$cm kein stabiler Sättigungswert erreicht. Für die Meßreihe mit einer Auslesespannung von 250V ist aus dem oben angeführten

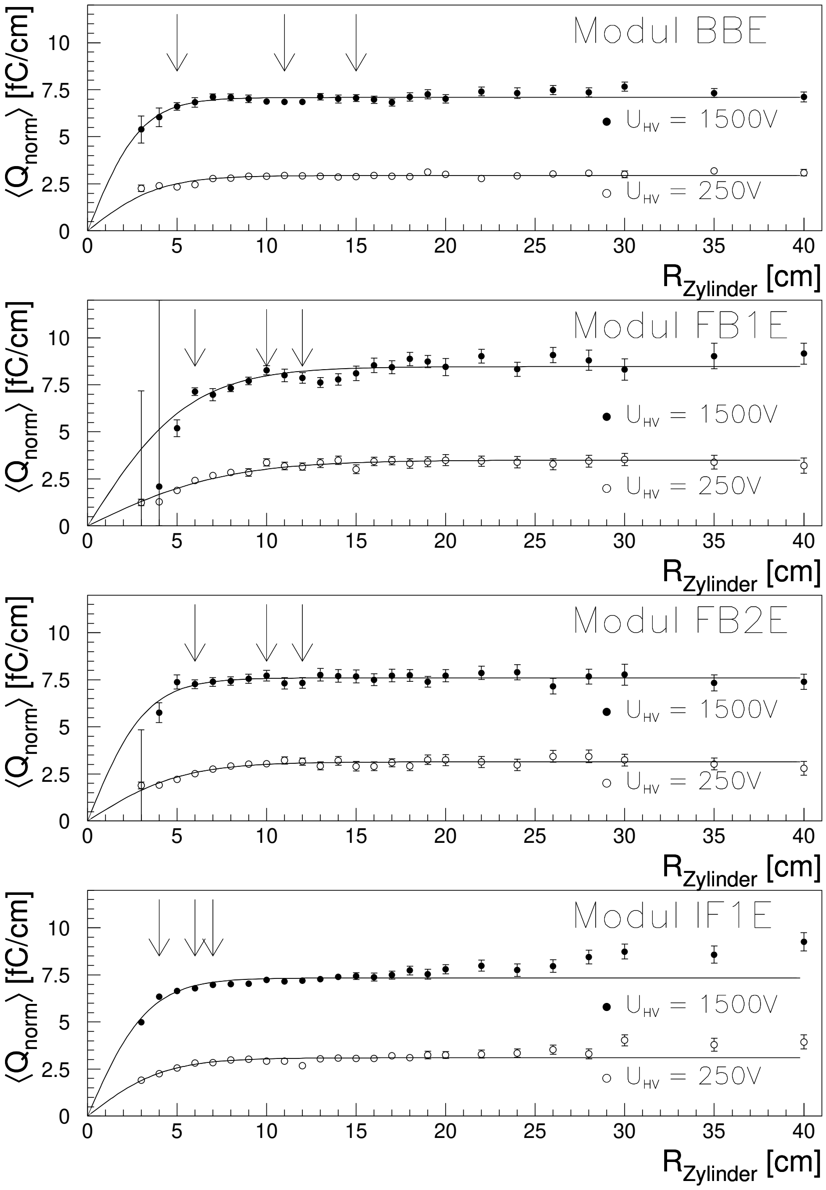

Abbildung 4.18: Summe der gemessenen Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$ für die mit Halo-Myonen untersuchten, elektromagnetischen Module. Die Pfeile bezeichnen die in Kapitel 3.4.3 erklärten Radien (von links nach rechts) R_{min}, R_0 und R_{max}. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Funktion $A\cdot$ tanh $(B \cdot R_{Zylinder})$ (3.9).

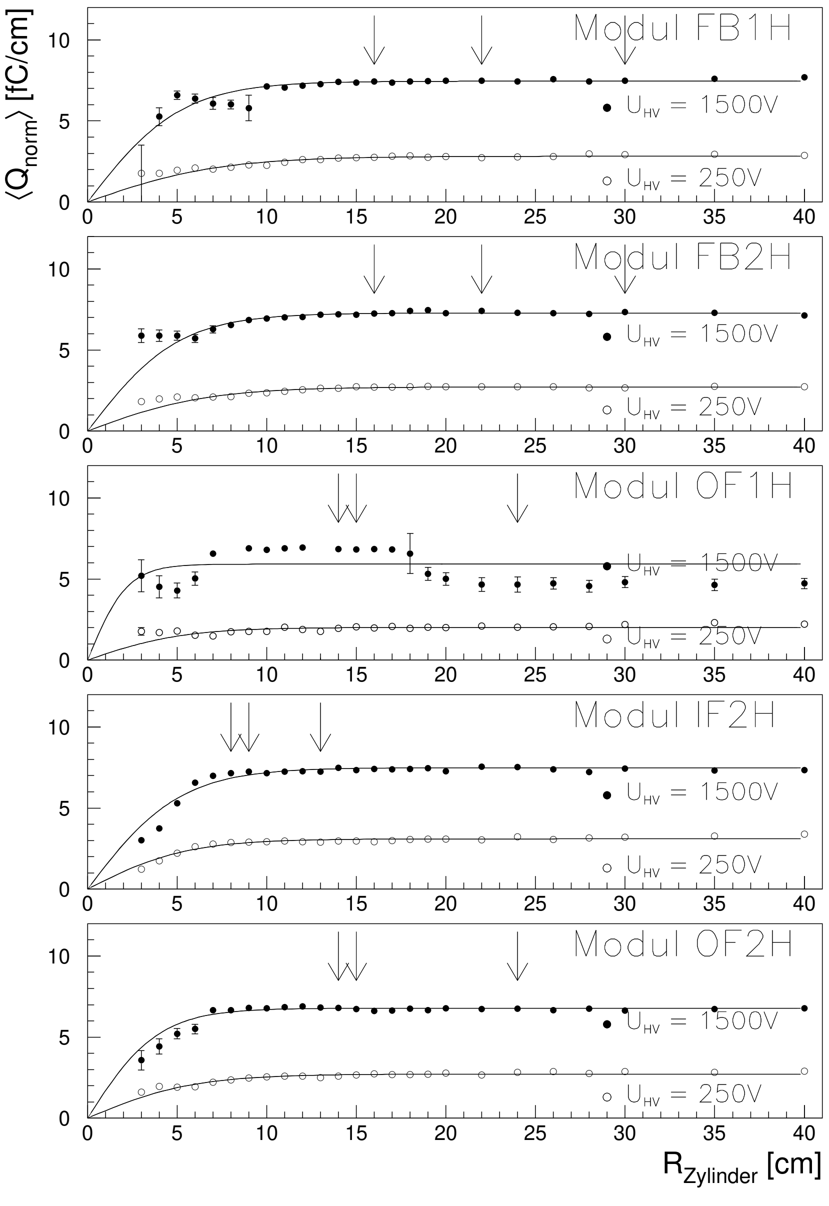

Abbildung 4.19: Summe der gemessenen Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$ für die mit Halo-Myonen untersuchten, hadronischen Module. Die Pfeile bezeichnen die in Kapitel 3.4.3 erklärten Radien (von links nach rechts) R_{min}, R_0 und R_{max}. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Funktion $A\cdot$ tanh $(B \cdot R_{Zylinder})$ (3.9).

Modul	A(250V)[fC/cm]	B(250V)[1/cm]	A(1500V)[fC/cm]	B(1500V)[1/cm]
BBE	$2,94 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,02$	$7,08 \pm 0,05$	$0,33 \pm 0,03$
FB1E	$3,50 \pm 0,08$	$0,130 \pm 0,006$	$8,5 \pm 0,1$	$0,176 \pm 0,009$
FB2E	$3,14 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,01$	$7,60 \pm 0,08$	$0,31 \pm 0,03$
IF1E	$3,10 \pm 0,03$	$0,236 \pm 0,008$	$7,34 \pm 0,04$	$0,296 \pm 0,008$
IF2H	$3,10 \pm 0,02$	$0,181 \pm 0,004$	$7,49 \pm 0,03$	$0,194 \pm 0,003$
FB1H	$2,82 \pm 0,02$	$0,136 \pm 0,004$	$7,45 \pm 0,02$	$0,191 \pm 0,009$
FB2H	$2,72 \pm 0,01$	$0,150 \pm 0,004$	$7,28 \pm 0,02$	$0,197 \pm 0,007$
OF1H	$2,01 \pm 0,03$	$0,19 \pm 0,02$	$5,92 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,06$
OF2H	$2,72 \pm 0,02$	$0,170 \pm 0,006$	$6,78 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,01$

Tabelle 4.5: Werte der beiden freien Parameter A und B aus der Anpassung von Gleichung 3.9 an die aufsummierte Ladung im Zylinder für die Meßpunkte bei 250V und 1500V (Abbildung 4.18 und 4.19).

Grund keine Variation des Signals zu bemerken.

Mit Ausnahme der IF2H-Module wird das Plateau bei kleineren Radien erreicht, als es von den geometrischen Überlegungen zu erwarten ist. Da keine großen Schwankungen auftreten, sollte dies aber in der weiteren Auswertung keinen starken Einfluß haben. Der Radius R_0 in den OF1H-Modulen liegt noch im Bereich, in der eine Trennung von Signal und Rauschen möglich ist.

Die Anpassung der Gleichnung 3.9 liefert die aus Tabelle 4.5 zu entnehmenden Werte für die beiden freien Parameter A und B.

Nach Gleichung 3.10 läßt sich daraus die in Abbildung 4.20 am Beispiel des Meßpunktes bei 1500V gezeigte Form der Profile der Ladungsdeposition errechnen.

4.4.4 HV-Kurve

Für die einzelnen Module werden die Mittelwerte der normierten Ladungsverteilung $\langle Q_{norm}^{korr} \rangle$ gegen die bei der Messung im Kalorimeter eingestellte Hochspannung aufgetragen. Dabei müssen die Korrekturfaktoren f_{korr} aus Anhang B.1 berücksichtigt werden, die den Einfluß unterschiedlicher Elektronendriftzeiten auf das gemessene Signal ausgleichen. Die daraus resultierenden HV-Kurven sind in Abbildung 4.21 für die elektromagnetischen, in Abbildung 4.22 für die hadronischen Module des Flüssigargon-Kalorimeters dargestellt. Die nur teilweise erkennbaren inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler durch die Mittelwertbestimmung wieder, die äußeren zusätzlich den aus f_{korr} resultierenden. Aus der Anpassung der Gleichung 2.18 lassen sich die beiden freien Parameter Q_0^{norm} und p_{Fit} bestimmen. Die starke Korrelation der beiden Parameter wird aus dem in Tabelle 4.6 angegebenen Korrelationskoeffizienten $\rho_{Q_0,p_{Fit}}$ deutlich. Die aus der Anpassung gewonnenen Ergebnisse sollen im folgenden Kapitel diskutiert werden.

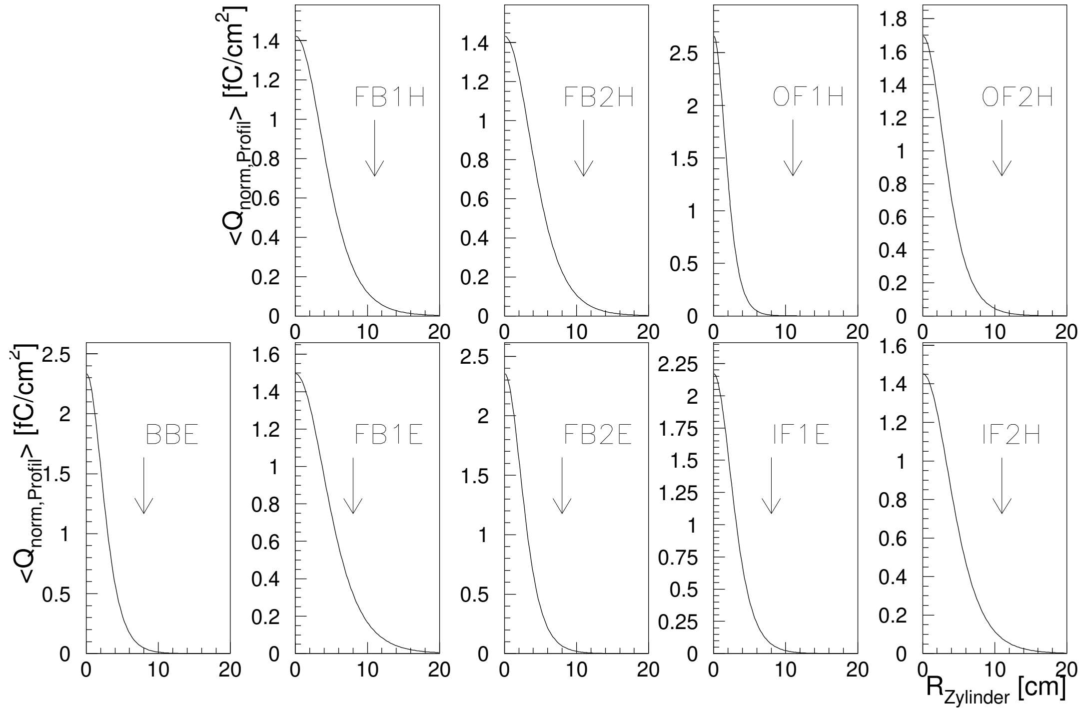

Abbildung 4.20: Profile der im Zylinder deponierten, auf die Wegstrecke normierten Ladungsverteilung berechnet aus Gleichung 3.10 mit den Werten aus Tabelle 4.5 für eine Hochspannung $U_{HV} = 1500$V. Durch die Pfeile wird der jeweilige Wert von $D_{Fläche}$ verdeutlicht.

Modul	BBE	FB1E	FB2E	IF1E	IF2H
$\rho_{Q_0,p_{Fit}}$	0,906	0,933	0,919	0,893	0,892
Modul		FB1H	FB2H	OF1H	OF2H
$\rho_{Q_0,p_{Fit}}$		0,912	0,911	0,958	0,906

Tabelle 4.6: Korrelationskoeffizient $\rho_{Q_0,p_{Fit}}$ der beiden freien Parameter Q_0^{norm} und p_{Fit} aus der Anpassung der Funktion 2.18 an die gemessenen HV-Kurven in den mit Halo-Myonen untersuchten Modulen des Flüssigargon-Kalorimeters.

4.5 Diskussion der Ergebnisse

Die Werte für Q_0^{norm} und p_{Fit} können Tabelle 4.7 entnommen werden. Analog zu Kapitel 3.5 lassen sich daraus die Werte von ϵ_p und ϵ_{Q_0} berechnen, die ebenfalls in der Tabelle angegeben sind. Ein systematischer Fehler von ϵ_p wird wieder dadurch bestimmt, daß in Abbildung 4.23 ϵ_p für ein Radiusintervall von R_{min} bis R_{max}

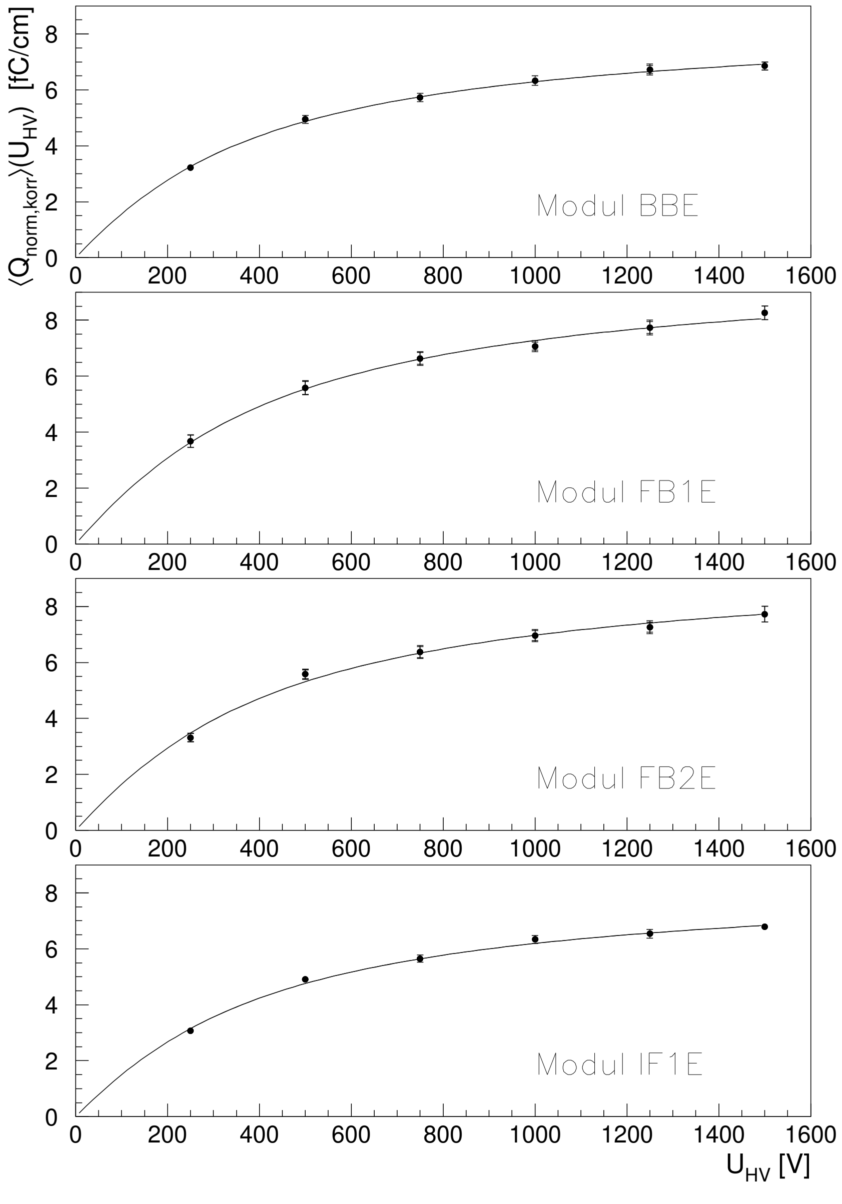

Abbildung 4.21: HV-Kurve der mit Halo-Myonen analysierten elektromagnetischen Module im Flüssigargon-Kalorimeter. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler der Mittelwertbildung durch Anpassung einer Gauß-Funktion an die Ladungsverteilung, die äußeren Fehlerbalken enthalten zusätzlich den Fehler durch die Bestimmung des Korrekturfaktors.

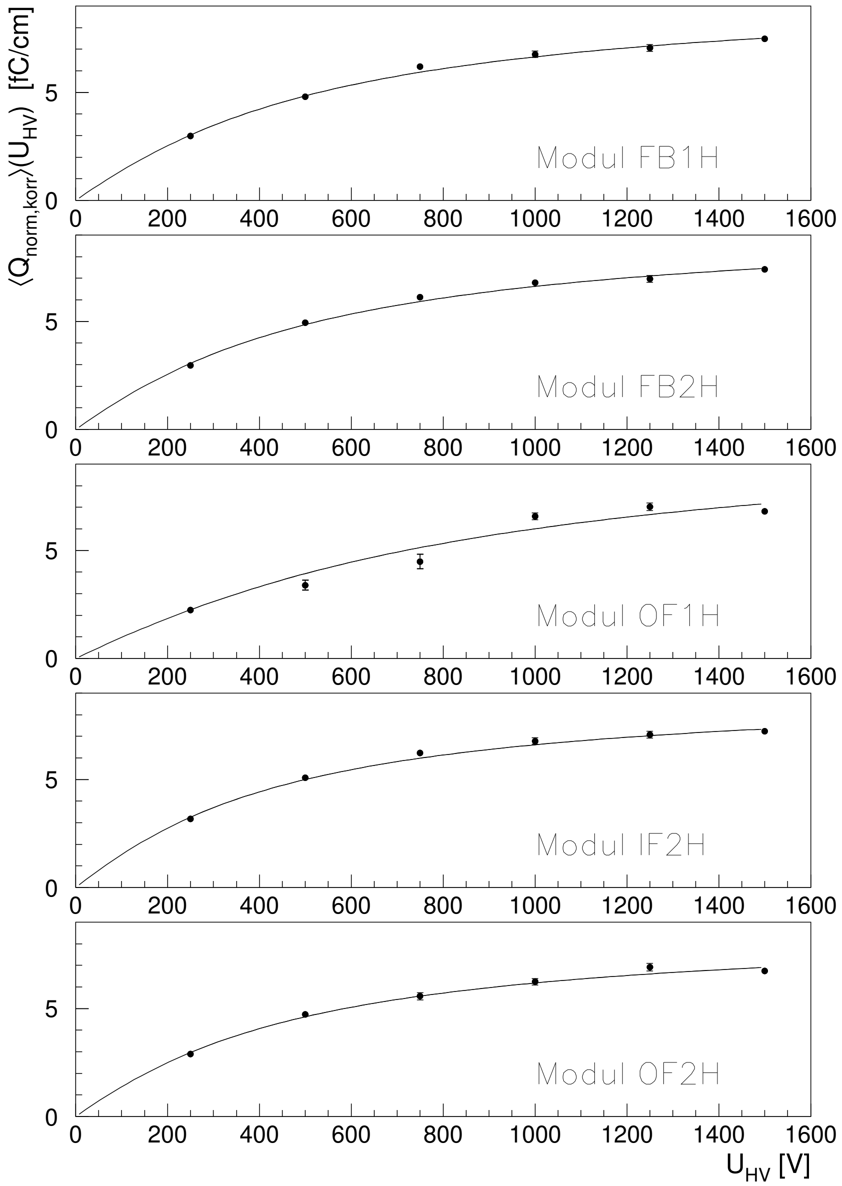

Abbildung 4.22: HV-Kurve der mit Halo-Myonen analysierten hadronischen Module im Flüssigargon-Kalorimeter. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler der Mittelwertbildung durch Anpassung einer Gauß-Funktion an die Ladungsverteilung, die äußeren Fehlerbalken enthalten zusätzlich den Fehler durch die Bestimmung des Korrekturfaktors.

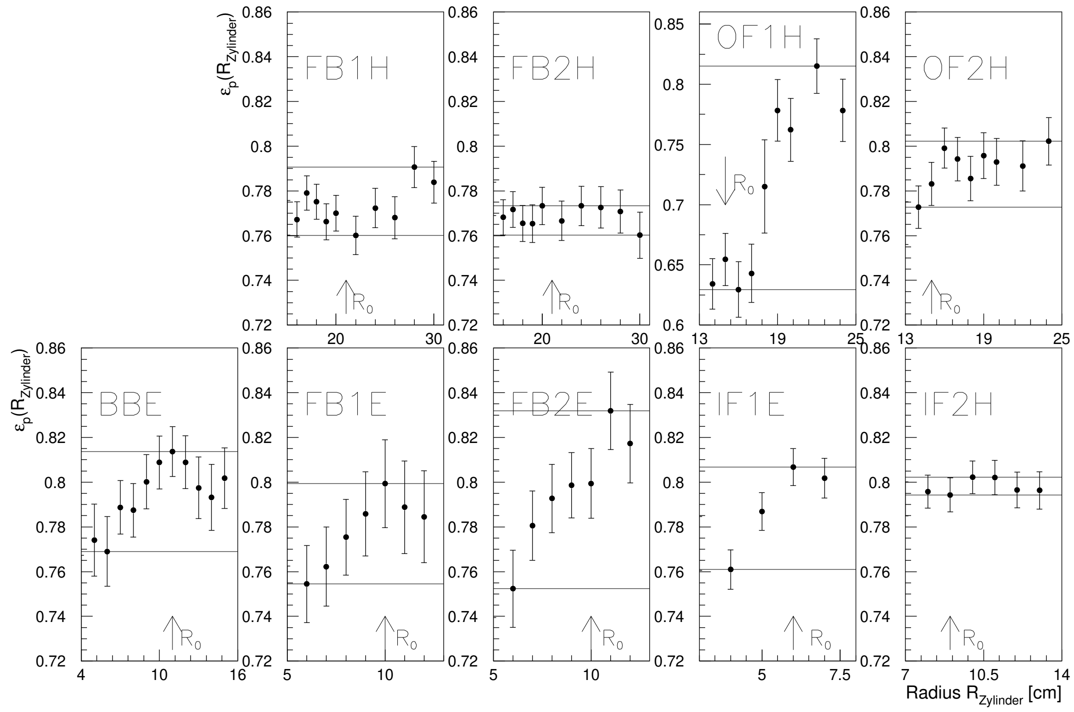

Abbildung 4.23: Bestimmung des systematischen Fehlers, der durch die Wahl eines fixen Radius entsteht. Aufgetragen ist die mit Gleichung 2.20 berechnete Ladungssammlungseffizienz ϵ_p gegen den Zylinderradius $R_{Zylinder}$ im Intervall von R_{min} bis R_{max}. Der bei der Analyse verwendete Wert R_0 ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Der systematische Fehler ergibt sich aus dem halben Abstand der durch Linien gekennzeichneten Minimal- und Maximalwerte von ϵ_p.

berechnet wird und als Fehler die Hälfte der Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert genommen wird. In den hadronischen Modulen sind die Fehler tendenziell kleiner. Bei den OF1H-Modulen ist zu beobachten, daß die Ladungssammlungseffizienz im Bereich von R_0 kleiner ist als bei größeren Radien, wo die Separation des Signals vom Rauschuntergrund nicht mehr gelingt. Dies liegt daran, daß in Abbildung 4.19 für größere Radien das gemittelte Signal abnimmt und die HV-Kurve flacher wird. Dadurch wird der Sättigungswert der maximal nachweisbaren Ladung ebenfalls kleiner und somit der Wert für die Ladungssammlungseffizienz größer.

Ein Vergleich der Ergebnisse für die Ladungssammlungseffizienzen in Tabelle 4.7 mit denen aus Tabelle 3.8 zeigt, daß diese systematisch unter denen der CB-Module liegen. Die Werte in den elektromagnetischen Modulen sind innerhalb der Fehler noch gut mit denen der elektromagnetischen CB-Module verträglich, die in den hadronischen Modulen liegen jedoch deutlich darunter, wobei die OF1H-Module

Modul	ϵ_p (1500V)	$\epsilon_{Q_0}(1500V)$	Q_0^{norm} [fC/cm]	p [ppm]
BBE	0,81±0,01±0,02	0,81±0,03	8,5±0,2	2,7±0,2
FB1E	0,80±0,02±0,02	0,82±0,04	10,1±0,4	2,9±0,3
FB2E	0,80±0,02±0,04	0,80±0,04	9,7±0,4	2,9±0,3
IF1E	0,81±0,01±0,02	0,80±0,02	8,5±0,2	2,7±0,1
IF2H	0,794±0,008±0,004	0,78±0,02	9,1±0,2	2,9±0,1
FB1H	0,760±0,009±0,015	0,76±0,02	9,9±0,2	3,3±0,1
FB2H	0,767±0,009±0,007	0,76±0,02	9,7±0,2	3,2±0,1
OF1H	0,65±0,02±0,09	0,62±0,03	11,0±0,5	5,4±0,5
OF2H	0,78±0,01±0,02	0,76±0,02	8,8±0,2	2,9±0,2

Tabelle 4.7: Werte für die Ladungssammlungseffizienz in den mit Halo-Myonen untersuchten Modulen des Flüssigargon-Kalorimeters; ϵ_p wurde mit Hilfe der Formel 2.20 berechnet. Die erste Fehlerangabe beschreibt den statistischen Fehler aus der Anpassung an die gemessen HV-Kurve, der zweite Fehler stammt aus den systematischen Untersuchungen zur Abhängigkeit des Ergebnisses vom gewählten Zylinderradius. Für den mit Formel 2.19 bestimmten Wert ϵ_{Q_0} wird nur der statistische Fehler angegeben. Die direkt aus der Anpassung gewonnenen Werte Q_0^{norm} und p_{Fit} lassen sich als die maximal auszulesende Ladung und die Verunreinigung des Argons interpretieren.

wegen der beschriebenen Probleme im folgenden vernachlässigt werden. Die Ergebnisse der beiden Methoden zur Berechnung der Ladungssammlungseffizienz ϵ_p und ϵ_{Q_0} stimmen sehr gut überein.

Auffällig ist, daß Module, die bei der Auslese in einer Partition zusammengefaßt sind (siehe Anhang B.1), untereinander konsistente Werte liefern. Die BBE-Module bilden dabei mit den CB-Modulen eine gemeinsame Partition. Demnach kommen als mögliche Erklärung nicht nur lokale Unterschiede in der Verunreinigung des Argons sondern auch Effekte in der Ausleseelektronik in Frage. So kann sich der Zeitpunkt t_{hold} des Hold-Signals der "Sample-and-hold"-Stufe in den einzelnen Partitionen unterscheiden und dadurch zu unterschiedlichen Signalhöhen führen. Des weiteren könnte auch die Dicke einer Argonschicht einen größeren Einfluß haben, als dies bei der Berechnung von f_{Argon} abgeschätzt worden ist, da die Dicke der Schichten vor dem Einbau des Kalorimeters nicht in allen Modulen nochmals überprüft worden ist.

In Analysen von Positron-Proton-Wechselwirkungen, deren Reaktionsprodukte überwiegend in den vorderen Bereichen des Kalorimeters nachgewiesen werden, wird dort eine Diskrepanz zwischen der gemessenen und der aus der Geometrie der Ereignisse rekonstruierten Energie festgestellt. Um den Unterschied auszugleichen, muß bei diesen Analysen die gemessen Energie in dem gesamten Vorwärtsbereich um 4% erhöht werden. [Meh98]

Der aus der Anpassung gewonnene Wert für die maximal meßbare Ladung Q_0^{norm}

stimmt innerhalb der Fehler nur in den BBE-, IF1E- und OF2H-Modulen mit dem nach Kapitel 3.5 zu erwartenden überein. In den anderen Modulen liegt er deutlich über diesem. Das gleiche gilt für den Vergleich der Verunreinigung p_{Fit} mit den Werten der CB-Module. Durch die starke Korrelation der beiden Parameter läßt sich allerdings nicht klar sagen, auf welchen Effekt diese Abweichungen genau zurückzuführen sind.

Kapitel 5

Analyse simulierter Daten

Neben der Auswertung realer Daten besteht die Möglichkeit, Ereignisse zu simulieren, um so die mit realen Daten gewonnenen Ergebnisse mit den in der Simulation benutzten Modellen vergleichen zu können. Ziel der im folgenden beschriebenen Studien ist es, die Energiedeposition von Myonen im H1-Flüssigargon-Kalorimeter zu untersuchen und die einzelnen Schritte der Auswertung zu überprüfen, indem eine HV-Kurve simuliert wird. Zuvor wird näher auf die Generierung und Simulation von Ereignissen mit Myonen eingegangen.

5.1 Myon-Generatoren

Um Ereignisse im H1-Detektor mit einem Computerprogramm simulieren zu können, muß dem Programm eine Information über Art, Ladung, Impulsvektor und Ursprungsort der zu simulierenden Teilchen zur Verfügung gestellt werden. Diese Information wird durch sogenannte Generator-Programme erzeugt. Bei der hier beschriebenen Generierung von Myonen dient ein Generator-Programm für kosmische Myonen [Mer90] als Grundlage, das den gestellten Anforderungen angepaßt worden ist.

Generell wird zunächst das Ladungsvorzeichen und die Energie des Myons generiert. Bei der anschließenden Erzeugung des Impulsvektors und des auf einem bestimmten Bereich zufallsverteilten Ursprungsortes, dem sogenannten Startvertex, werden äußere Randbedingungen wie zum Beispiel bekannte Winkelverteilungen und bei der realen Datennahme benutzte Triggerkriterien berücksichtigt.

5.1.1 Generierung kosmischer Myonen

In dem ursprünglichen Programm zur Generierung kosmischer Myonen wurde der Einfluß des H1-Magnetfeldes auf die Teilchenbahn nicht berücksichtigt, so daß hier Modifikationen notwendig waren. Übernommen werden konnte die Generierung der Ladungsasymmetrie von $N(\mu^+)/N(\mu^-) = 1,28$, des Energiespektrums und der Winkelverteilung.

Als Grundlage zur Berechnung des in Abbildung 5.1 gezeigten Impulsspektrums dienen Messungen von Allkofer et al. [All79]. Die Winkelverteilung gehorcht nach Kapitel 3.1 einer $\cos^2\theta_{zenit}$ - Abhängigkeit. In das H1-Koordinatensystem umgerechnet ergibt sich daraus die in Abbildung 5.2 gezeigte Verteilung für $\theta_{cosmic,gen}$

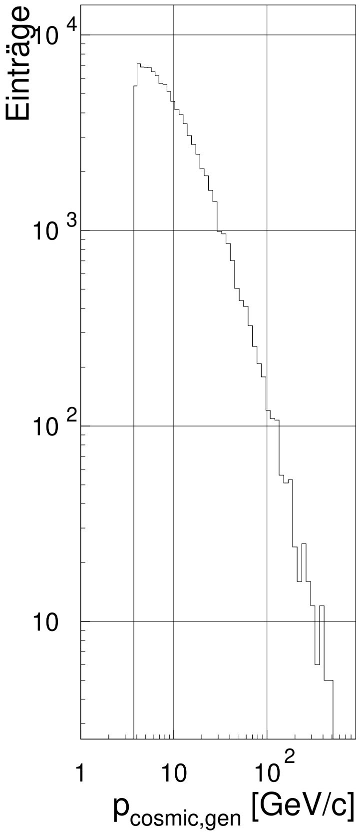

Abbildung 5.1: Impulsspektrum der generierten kosmischen Myonen.

und $\varphi_{cosmic,gen}$. Beide Abbildungen stellen die nach den folgenden Auswahlkriterien verbleibenden Verteilungen dar.

Ein Problem stellt die Generierung ausschließlich solcher Myonen dar, die ein CIP4-Trigger-Ereignis auslösen können. Es ist nicht möglich, die Myonen mit der gegebenen Winkelverteilung am Ort des CIP4-Triggers zu generieren und deren Spur dann durch das Magnetfeld nach außen zu extrapolieren. Die Winkelverteilung der Myonen außerhalb des Detektors würde dann nicht mit der beobachteten übereinstimmen.

Statt dessen wird ein Startvertex bei $y_{gen,1}$ = 5,25 m oberhalb des Detektors bestimmt, der auf einer Fläche von -17,1 m $< x_{gen,1} <$ 17,1 m in x-Richtung und -13,4 m $< z_{gen,1} <$ 24,8 m in z-Richtung gleichverteilt ist. Dadurch ist gewährleistet, daß Teilchen, die sich auf einer geraden Bahn zum Wechselwirkungspunkt bewegen, in einer Höhe von mindestens einem Meter oberhalb der Strahlrohrebene auf das Eisenjoch auftreffen.

Im nächsten Schritt wird überprüft, ob die Myonen bei der gegebenen Winkelver-

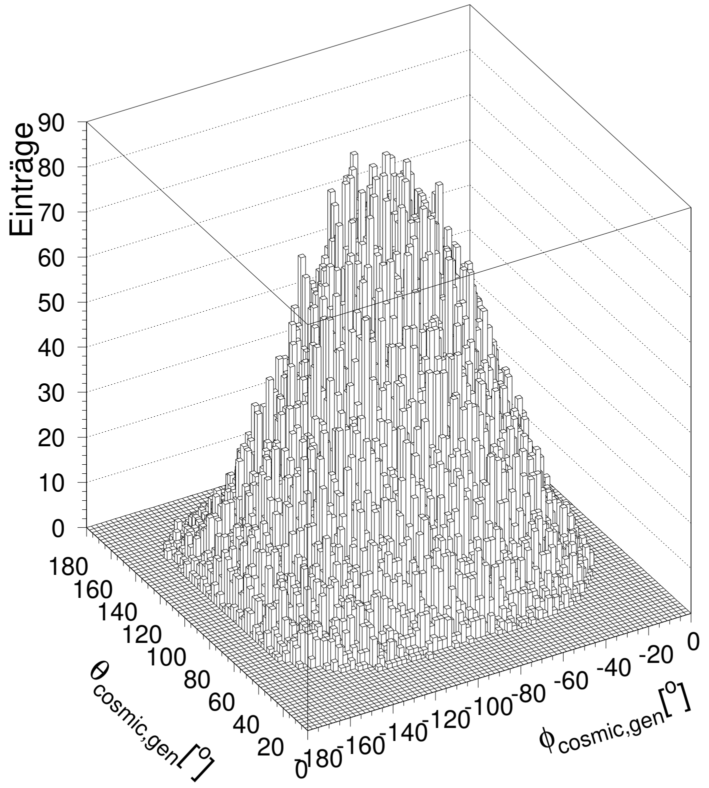

Abbildung 5.2: Verteilung der Winkel $\theta_{cosmic,gen}$ und $\varphi_{cosmic,gen}$ für generierte kosmische Myonen nach der Anwendung aller Vorselektionen.

teilung in einem definierten Bereich auf den H1-Detektor auftreffen. Dieser Bereich ist die Oberfläche eines Quaders mit den Maßen -4,40 m $< x_{gen} <$ 4,40 m, 1,00 m $< y_{gen} <$ 5,25 m und -3,80 m $< z_{gen} <$ 6,10 m. Für Spuren, die diese Bedingung erfüllen, wird der Auftreffort als neuer Startvertex verwendet, alle anderen werden verworfen.

Um eine weitere Vorselektion von Myonspuren treffen zu können, wird eine dem CIP4-Trigger nachempfundene Einschränkung gemacht. Die Myonen werden auf einer geraden Spur bis zu einem Radius von 2,30 m von dem Strahlrohr entfernt in den H1-Detektor extrapoliert und dann weiter als eine Helix beschrieben. Obwohl der Radius der Magnetfeldspule 3,50 m beträgt, wurde der kleinere Wert gewählt, um Effekte des außerhalb der Spule entgegengesetzt orientierten Magnetfeldes auszugleichen. Es wird verlangt, daß die Myonspur die Strahlrohrebene in einem Bereich um den Wechselwirkungspunkt von ±50 cm in x-Richtung und ±110 cm in z-Richtung schneidet. Die im Vergleich zur CIP-Kammer große Fläche in x-Richtung soll verhin-

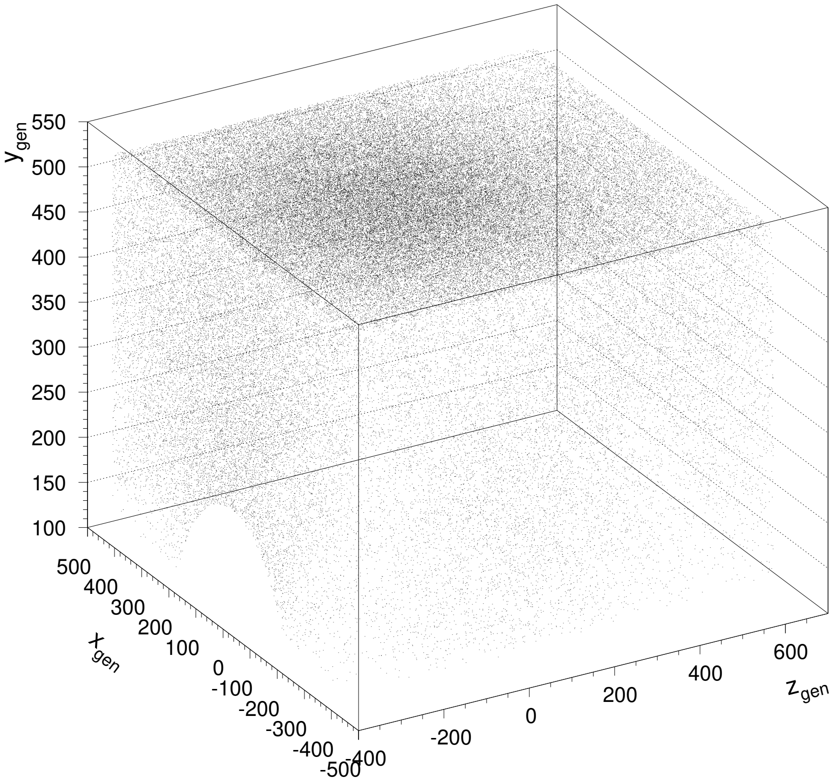

Abbildung 5.3: Startvertizes der generierten kosmischen Myonen auf einem Quader um den H1-Detektor.

dern, daß durch die ungenaue Beschreibung der Helix Ereignisse verworfen werden, die bei einer detailierteren Simulation die CIP4-Triggerbedingung erfüllen würden.

Die Startvertizes der verbleibenden Myonspuren sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Zusätzlich wird für diese Spuren aus der Teilchenenergie und den beiden Winkeln der Impulsvektor bestimmt und an das Simulationsprogramm übergeben.

5.1.2 Generierung von Halo-Myonen

Die Generierung von Halo-Myonen geschieht nach einem ähnlichen Schema wie die der kosmischen Myonen. Da zum Zeitpunkt der Generierung keine Informationen über das Ladungsverhältnis der Halo-Myonen vorlagen, wurde dieses gleich eins gesetzt. Beim Vergleich von Abbildung 3.20 und 4.4 wird deutlich, daß sich die beiden Impulsspektren nicht merklich unterscheiden, so daß auch bei den Halo-Myonen auf die bei den kosmischen Myonen verwendete Energieverteilung zurückgegriffen

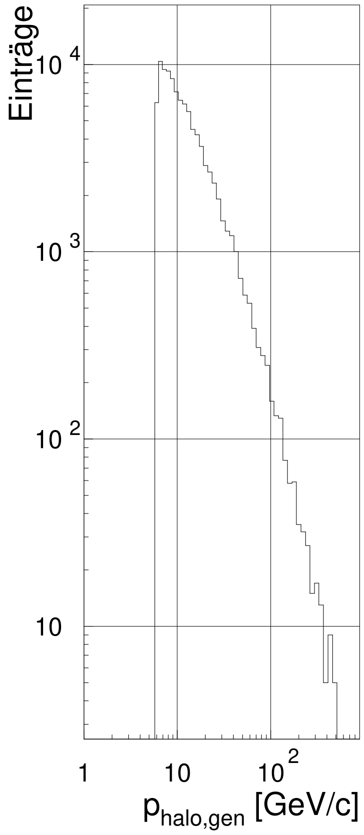

Abbildung 5.4: Impulsspektrum der generierten Halo-Myonen.

werden kann. Das Impulsspektrum der letztendlich verwendeten generierten Halo-Myonen zeigt Abbildung 5.4.

Der Startvertex der Halo-Myonen wird in einem Zylinder mit 6 cm $< R_{gen} <$ 250 cm generiert, der in einem Bereich von -10 m $< z_{gen} <$ -6 m um das Strahlrohr liegt. Dabei werden nach dem Zufallsprinzip die Entfernung vom Strahlrohr und der Azimutwinkel des Startvertex durch jeweils eine flache Verteilung bestimmt, so daß die Dichte der Vertizes nach außen hin abnimmt, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Durch die Wahl dieses Zylinders werden die Veto-Wände simuliert, die ein Myon bei der realen Datennahme durchqueren muß.

Die Spurbestimmung erfolgt, indem im Bereich der vorderen Stirnseite des Eisenjochs, also bei etwa 6,20 m, ein zweiter Ort für die Spur erzeugt wird. Für diesen Ort wird wiederum ein Azimutalwinkel, der maximal 10^o von dem im Vertex-Zylinder abweichen darf, und ein radialer Abstand von dem Strahlrohr generiert, der nicht kleiner als 80% und nicht größer als 140% des am Vertex verwendeten sein darf. Dadurch soll erreicht werden, daß die Halo-Myonen annähernd parallel zum Strahl-

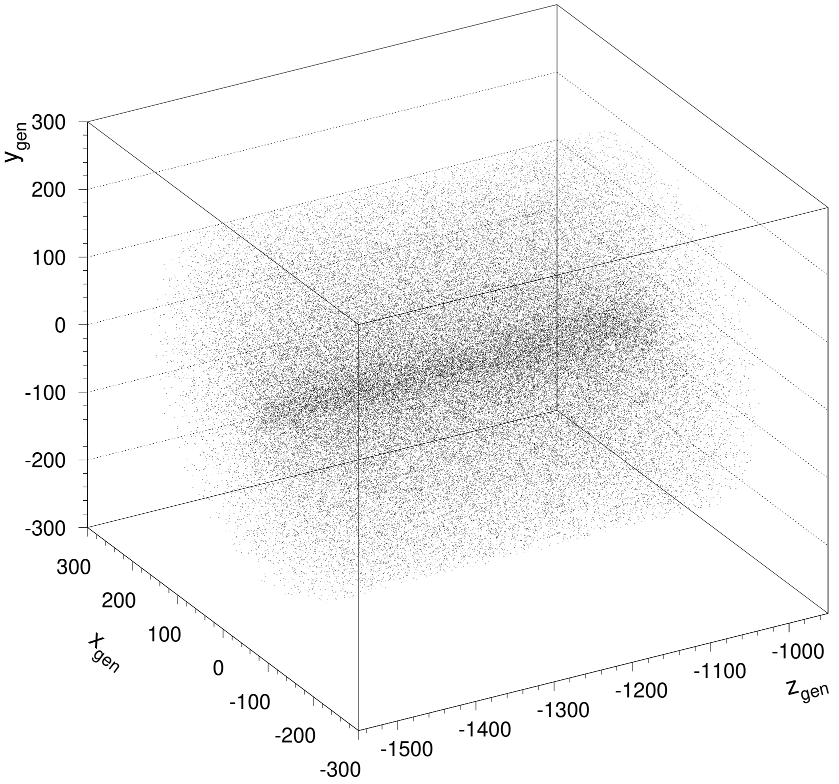

Abbildung 5.5: Lage der Startvertizes der generierten Halo-Myonen in einem Zylinder um das Strahlrohr.

rohr den Detektor durchqueren. Diese beiden Punkte definieren eine Gerade, die die Myonspur beschreibt. Aus ihnen lassen sich der Impulsvektor und die im H1-Koordinatensystem verwendeten Winkel berechnen. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung des so generierten Polarwinkels $\theta_{halo,gen}$.

5.2 Ereignis-Simulation

Zur Simulation von Ereignissen steht beim H1-Experiment das Programmpaket H1SIM zur Verfügung, das in drei Bearbeitungsstufen aus den generierten Eingabeparametern Daten berechnet, die mit real aufgezeichneten Daten vergleichbar sind [Mey89]. Die drei Stufen der Simulation sollen kurz beschrieben werden.

In H1SIM ist das Programmpaket GEANT integriert, das den Weg des Teilchens vom Startvertex durch den Detektor simuliert [Bru82]. Dazu kann es auf eine Datenbasis zugreifen, die detaillierte Informationen über die Geometrie und Mate-

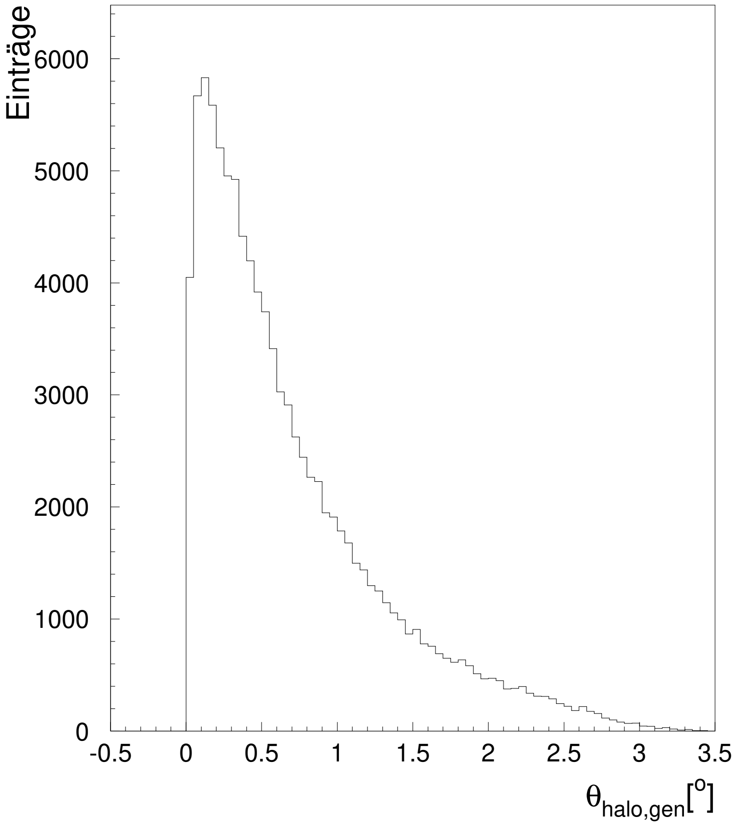

Abbildung 5.6: Verteilung des Polarwinkels $\theta_{halo,gen}$ generierter Halo-Myonen.

rialien des Detektors enthält. In kleinen Wegintervallen wird unter Berücksichtigung möglicher Wechselwirkungen die Spur des Teilchens durch den Detektor verfolgt und die Energiedeposition berechnet. Dabei entstehende Sekundärteilchen werden in der gleichen Weise behandelt. Ein Teilchen wird nicht mehr weiter verfolgt, sobald es eine bestimmte, wählbare Energieschwelle unterschritten hat. Ebenfalls wählbar ist die Feinheit in der Beschreibung der Detektormaterialien sowie die bei den Energieverlusten berücksichtigten physikalischen Prozesse.

Bei H1 ist es Standard, zur Beschreibung des Flüssigargon-Kalorimeters eine grobe Granularität zu verwenden, die die Energiedeposition der meisten bei einer Teilchenkollision entstehenden Teilchen ausreichend gut beschreibt. Dabei werden die verschiedenen in Kapitel 2.3 beschriebenen Kalorimetermaterialien durch ein homogenes "Durchschnittsmaterial" angenähert. Wie Untersuchungen gezeigt haben, ist dieses für die Simulation der Wechselwirkungen von Myonen im Flüssigargon-Kalorimeter aber zu ungenau, so daß eine feine Granularität mit niedrigen Energieschwellen gewählt werden muß [Gay92].

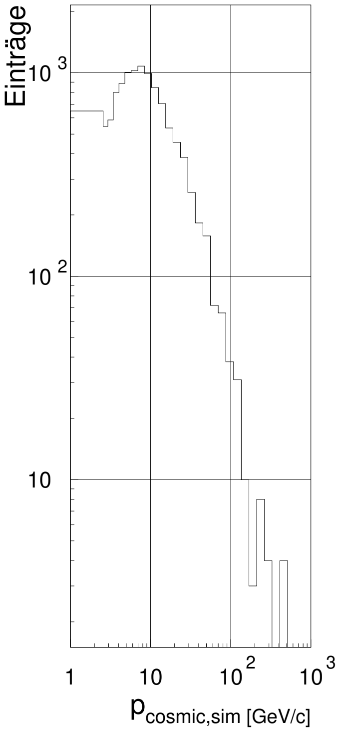

Abbildung 5.7: Aus den Daten der Spurkammern berechnetes Impulsspektrum simulierter kosmischer Myonen.

Im folgenden Schritt werden die deponierten Energien in Detektorsignale umgerechnet, die später wie reale Detektorsignale verarbeitet werden können. Beispielhaft ist in Abbildung 5.7 das aus simulierten Spurkammerinformationen berechnete Impulsspektrum kosmischer Myonen gezeigt. Dies zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem real gemessenen in Abbildung 3.20.

In einem letzten Schritt werden aus den simulierten Detektorsignalen Triggerinformationen berechnet. Da die Veto-Wände hauptsächlich zur Erkennung von Untergrundereignissen bei der wirklichen Datennahme dienen, sind sie in der Simulation nicht implementiert, so daß für Halo-Myonen nur jeweils ein rekonstruierter Auftreffort in der vorderen und hinteren Stirnseite des Eisenjochs verlangt werden kann. Durch die im letzten Abschnitt beschriebene Wahl des Startvertex wird die Lage der Veto-Wände dennoch berücksichtigt.

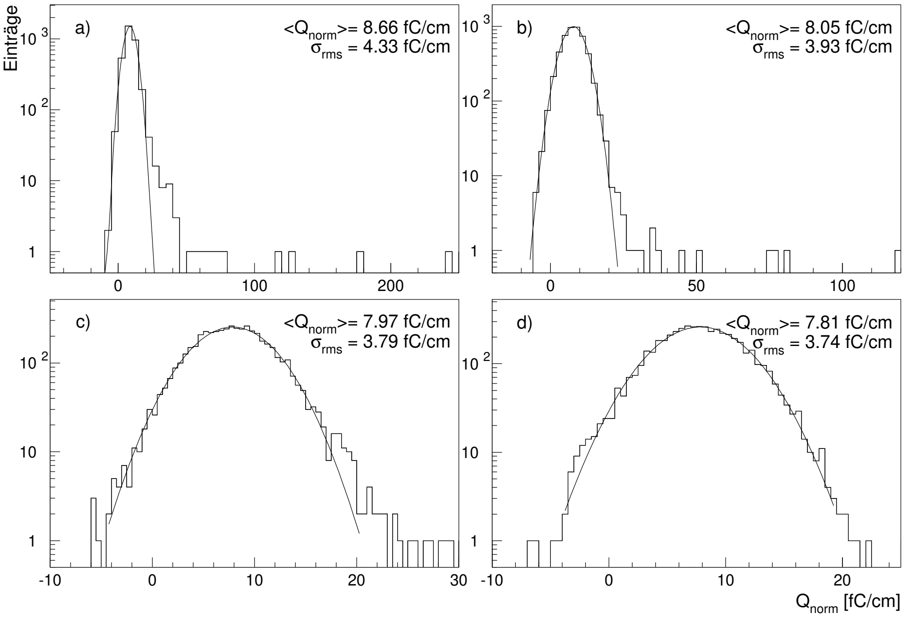

Abbildung 5.8: Ladungsspektrum der simulierten, innerhalb eines Zylinders mit $R_{Zylinder} = 11$ cm in den CB2E-Modulen deponierten Ladung Q_{norm} unter Berücksichtigung verschiedener Energieverlustprozesse; Abbildung a) zeigt eine volle Simulation, in Abbildung b) sind δ-Elektronen, in Abbildung c) zusätzlich Bremsstrahlung und in Abbildung d) Paarbildung weggelassen worden.

5.3 Deponierte Ladung in der Simulation

Für das Kalorimeter gibt das Simulationsprogramm das Signal nicht als Ladungswert sondern als die maximal nachweisbare Energie aus. Über die bekannte ideale Kalibrationskonstante kann diese wieder in Ladungen zurückgerechnet werden. Die Ladungswerte entsprechen somit der maximal meßbaren Ladung ohne Berücksichtigung von Verlusten. Trotz der detaillierten Simulation kann der Wert der maximal meßbaren Ladung jedoch bis zu 10% über dem theoretisch vorhergesagten liegen [Gay92].

Bei der Simulation wird das Rauschen der Kalorimeterzellen nicht berücksichtigt. Es ist jedoch möglich, bei der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse ein Zufallsereignis zu überlagern, das für alle Zellen ein Rauschsignal enthält. Um die Signale einer Zelle durch ein nicht zu Null symmetrisches Rauschsignal nicht systematisch zu verschieben, müssen aus den Rauschereignissen die Korrekturen $Q_{pedestal}$ bestimmt werden, die allerdings auch nur auf das Rauschen, nicht auf das simulierte Signal angewendet werden dürfen.

Um die Einflüsse verschiedener Energieverlustmechanismen auf die entlang einer

Myonspur deponierten Ladung zu untersuchen, wurden einige Wechselwirkungen bei der Simulation schrittweise nicht berücksichtigt. Abbildung 5.8 a) zeigt das mit der vollständigen GEANT-Simulation berechnete Spektrum der aufsummierten Ladungen entlang von Spuren kosmischer Myonen im CB2E-Modul mit einem Zylinderradius von $R_{Zylinder} = 11$ cm. Dieses simulierte Spektrum beschreibt das gemessene in Abbildung 3.14 mit einer gaußförmigen Verteilung und einzelnen Einträgen bei hohen Energien sehr gut. Bei der Berechnung des in Abbildung 5.8 b) dargestellten Spektrums wurde die Erzeugung von δ-Elektronen nicht berücksichtigt. Es ist zu erkennen, daß dadurch einige Zylinder mit Zellen, in denen sehr hohen Energieeinträgen simuliert werden, entfallen, wie es nach den Überlegungen in Abbschnitt 2.1.2 zu erwarten ist. Daß weitere hohe Energiedepositionen durch Bremsstrahlung erzeugt werden, läßt sich aus Abbildung 5.8 c) entnehmen. Mit den zusätzlich unterbundenen Bremsstrahlungsprozessen läßt sich das gesamte Spektrum gut durch eine Gaußkurve beschreiben, die eine leicht erhöhte Zahl von Einträgen in der Flanke zu großen Werten hat. Vernachlässigt man auch noch die direkte Paarbildung, verschwinden auch diese Einträge. In Abbildung 5.8 d) ist das hauptsächlich durch Ionisation erzeugte Spektrum mit überlagerten Rauschereignissen gezeigt.

Dies zeigt, daß die in Kapitel 3.4.2 diskutierte schrittweise Anpassung einer Gaußfunktion an die Ladungsspektren den durch Ionisation erzeugten Anteil am Signal sehr gut separieren kann. Die in Abbildung 5.8 zu beobachtende Abnahme des Mittelwerts der Gaußkurve entsteht durch den Wegfall verschiedener Energieverlustprozesse und dem damit verbundenen geringeren gesamten Energieverlust pro Weglänge.

Tabelle 5.1 kann unter $Q_0^{norm,in}$ die bei dem Zylinderradius R_0 gemessene mittlere Ladung in den einzelnen Modulen entnommen werden. Innerhalb der zehnprozentigen Genauigkeit stimmen die meisten Werte mit dem theoretisch erwarteten aus Gleichung 3.15 überein.

5.4 Überprüfung der Analyseschritte mit einer simulierten HV-Kurve

Um zu untersuchen, wie gut die in dieser Analyse verwendeten Algorithmen die Werte für die Verunreinigung p und die maximal meßbare Ladung Q_0^{norm} ermitteln können, wird auf Basis der simulierten Daten eine HV-Kurve erstellt und mit den einzelnen Analyseschritten dann wieder rekonstruiert. Dazu werden bei der Umrechnung der simulierten Energien in Ladungen diese zusätzlich mit Hilfe der Gleichung 2.18 für bestimmte Werte von U_{HV} skaliert, wobei auch der Wert von p und somit von ϵ variiert werden kann. Der Wert von p ist für diese Überprüfung frei wählbar. Bei der Wahl von p dienten zwischenzeitlich bei der Analyse ermittelte Werte als Vorgabe. Die maximal auslesbare Ladung Q_0^{norm} ergibt sich unmittelbar aus dem Mittelwert in den Zylindern für unskalierte Ladungen. Die in den einzelnen Modulen verwendeten Werte für $p \equiv p^{in}$ und ermittelten für $Q_0^{norm} \equiv Q_0^{norm,in}$ können

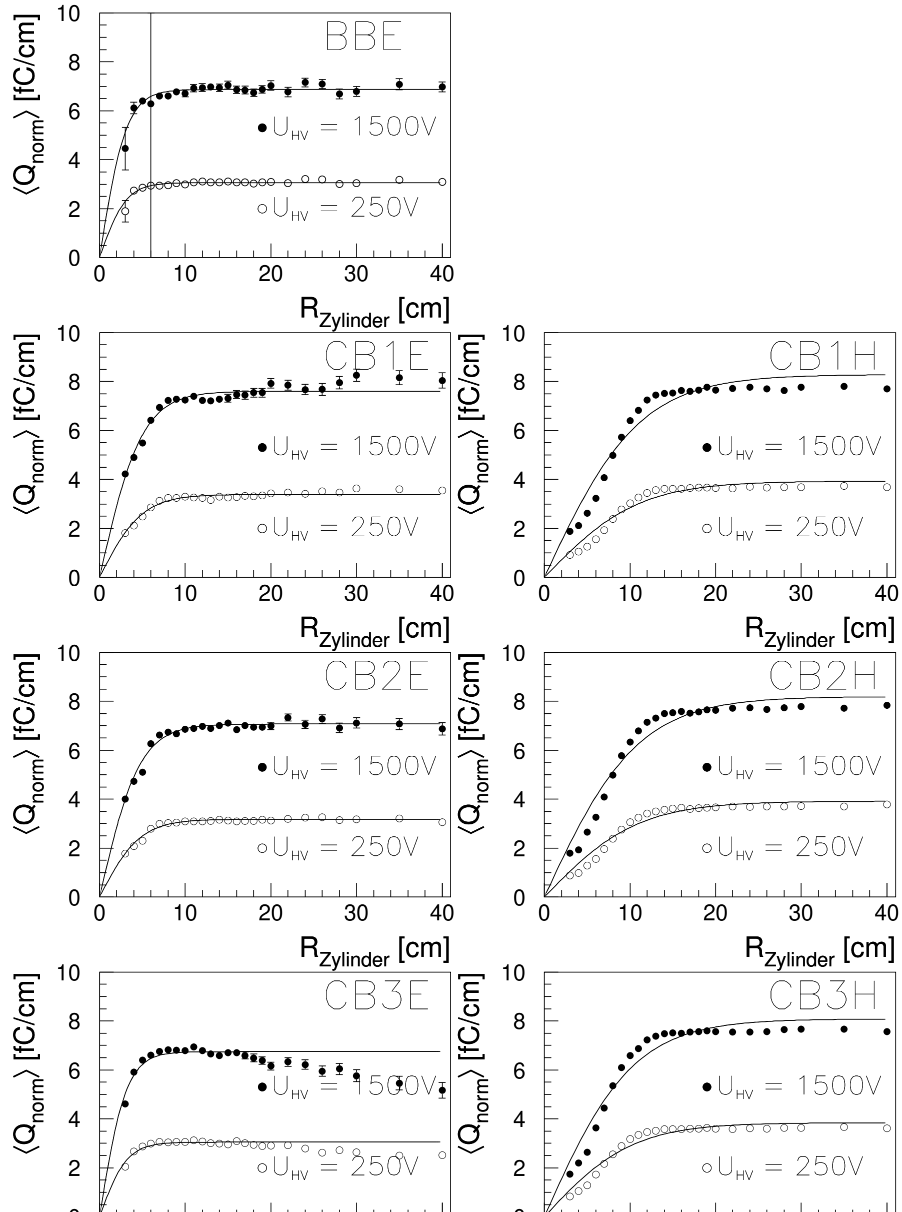

Abbildung 5.9: Summe der simulierten Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$.

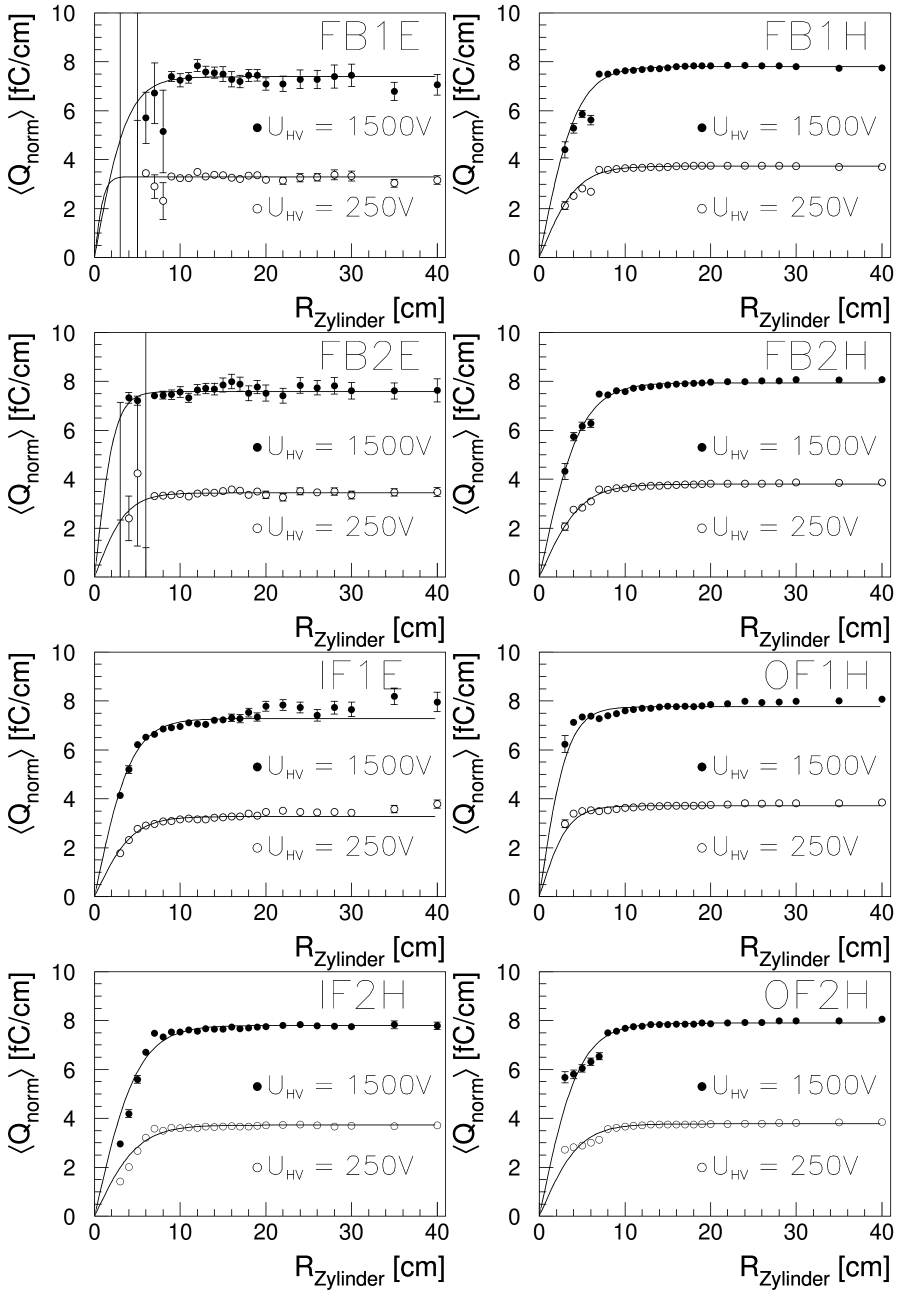

Abbildung 5.10: Summe der simulierten Ladungen der in den innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $R_{Zylinder}$ liegenden Zellen normiert auf die Weglänge durch das Argon in Abhängigkeit von $R_{Zylinder}$.

Modul	p^{in} [ppm]	$Q_0^{norm,in}$ [fC/cm]	p_{Fit}^{out} [ppm]	$Q_0^{norm,out}$ [fC/cm]
BBE	2,89	8,5±0,2	3,0±0,2	8,6±0,2
CB1E	2,97	9,1±0,1	3,1±0,1	9,2±0,1
CB2E	2,97	8,68±0,09	2,97±0,08	8,7±0,1
CB3E	2,97	8,55±0,09	2,98±0,07	8,53±0,09
FB1E	2,97	8,8±0,3	3,0±0,3	9,1±0,4
FB2E	2,97	9,3±0,2	2,9±0,2	9,4±0,3
IF1E	2,89	9,20±0,09	2,91±0,08	9,25±0,09
CB1H	2,71	9,26±0,08	2,69±0,06	9,25±0,08
CB2H	2,71	9,21±0,06	2,70±0,04	9,21±0,05
CB3H	2,71	9,18±0,07	2,72±0,05	9,19±0,07
FB1H	2,37	9,30±0,04	2,37±0,02	9,59±0,03
FB2H	2,37	9,77±0,04	2,37±0,02	9,75±0,04
OF1H	2,37	9,53±0,05	2,37±0,03	9,51±0,05
IF2H	2,53	9,15±0,08	2,52±0,06	9,21±0,08
OF2H	2,37	9,45±0,05	2,37±0,03	9,56±0,05

Tabelle 5.1: Für die Simulation von HV-Kurven vorgegebene Verunreinigung p^{in} sowie bei der Ereignissimulation deponierte Ladung $Q_0^{norm,in}$ im Vergleich zu den aus der Anpassung an die HV-Kurven erhaltenen Werten p_{Fit}^{out} und $Q_0^{norm,out}$.

Tabelle 5.1 entnommen werden.

Auf die simulierten Daten werden die gleichen Analyseschritte angewandt, wie auf die realen Daten. In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die aufsummierten, auf die Wegstrecke normierten Ladungen entlang der Myonspuren gegen der Radius $R_{Zylinder}$ des Zylinders um die Myonspur für die simulierten Hochspannungswerte von 250V und 1500V aufgetragen. Bei den meisten Modulen wird ein konstanter Plateauwert erreicht. Deutlich sind die größeren Fehlerbalken und das instabilere Plateau bei den elektromagnetischen, mit Halo-Myonen untersuchten Modulen zu erkennen. Dies läßt sich durch die kleine Auftrefffläche, die diese Module den Halo-Myonen bieten, und der daraus resultierenden geringeren Anzahl an verwertbaren Ereignissen erklären. Die bei den realen Daten festgestellte Substruktur im Anstiegsverhalten einiger Module ist auch hier zu sehen, so daß dies nicht auf einen Fehler in den Messungen sondern auf geometrische Ursachen durch eine gröbere Zellstruktur zurückzuführen ist. Daß die Kurven der OF1H-Module keine Auffälligkeiten zeigen, weist auf eine fehlerhafte Auslese bei der Aufzeichnung der Runs mit Halo-Myonen hin. Warum in den CB1E- und CB3E-Modulen die Werte für große Radien systematisch von einem Sättigungswert abweichen, ist nur durch eine unzureichende Pedestal-Korrektur der überlagerten Rauschereignissen zu erklären. Dieses Verhalten ist in den IF1E-Modulen auch zu erkennen, kann hier aber wegen der Untergrundereignisse durch den Protonstrahl bei der Aufnahme der Zufallsereignisse

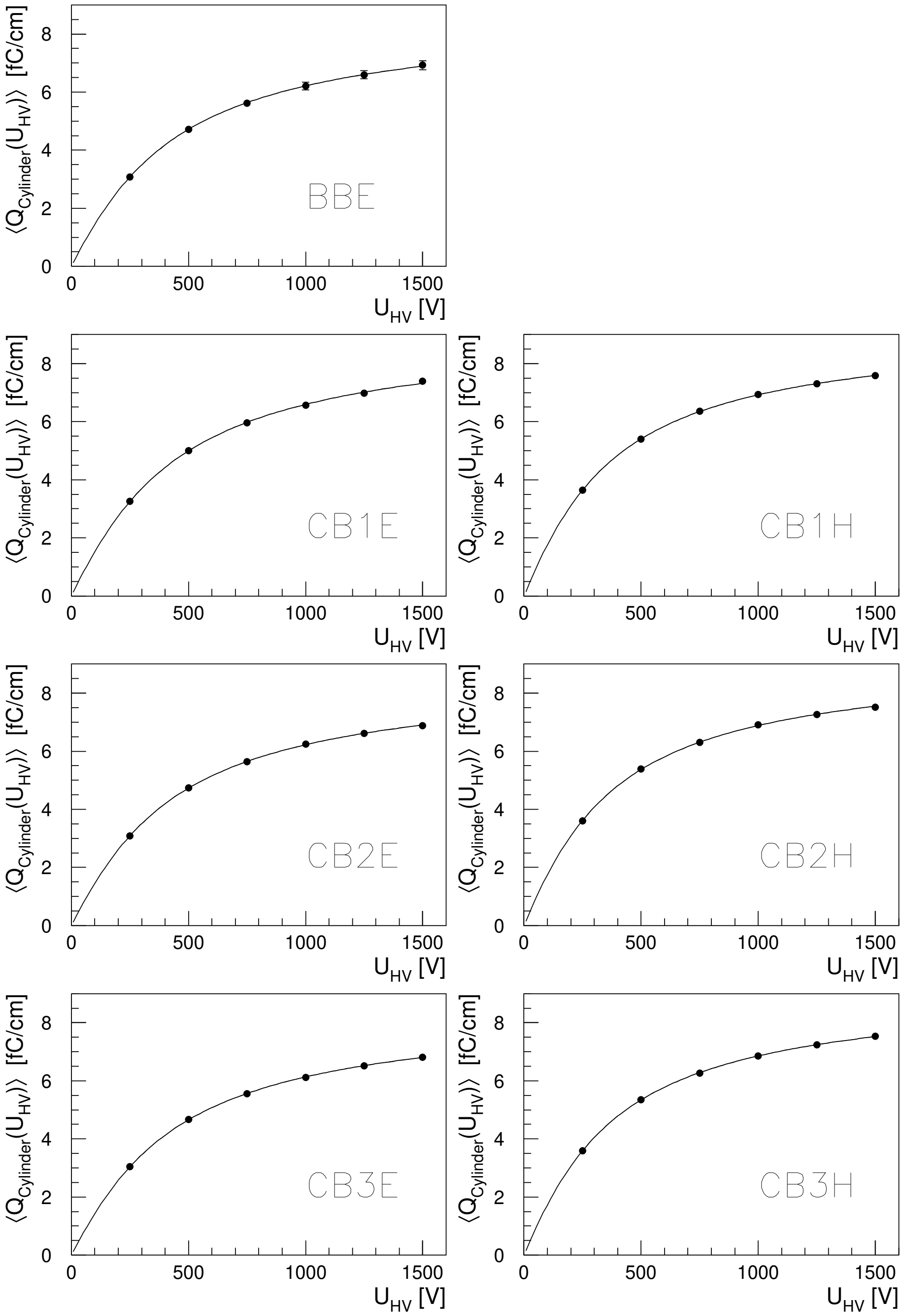

Abbildung 5.11: Mit simulierten Myonen in Modulen des Flüssigargon-Kalorimeters erstellte HV-Kurven.

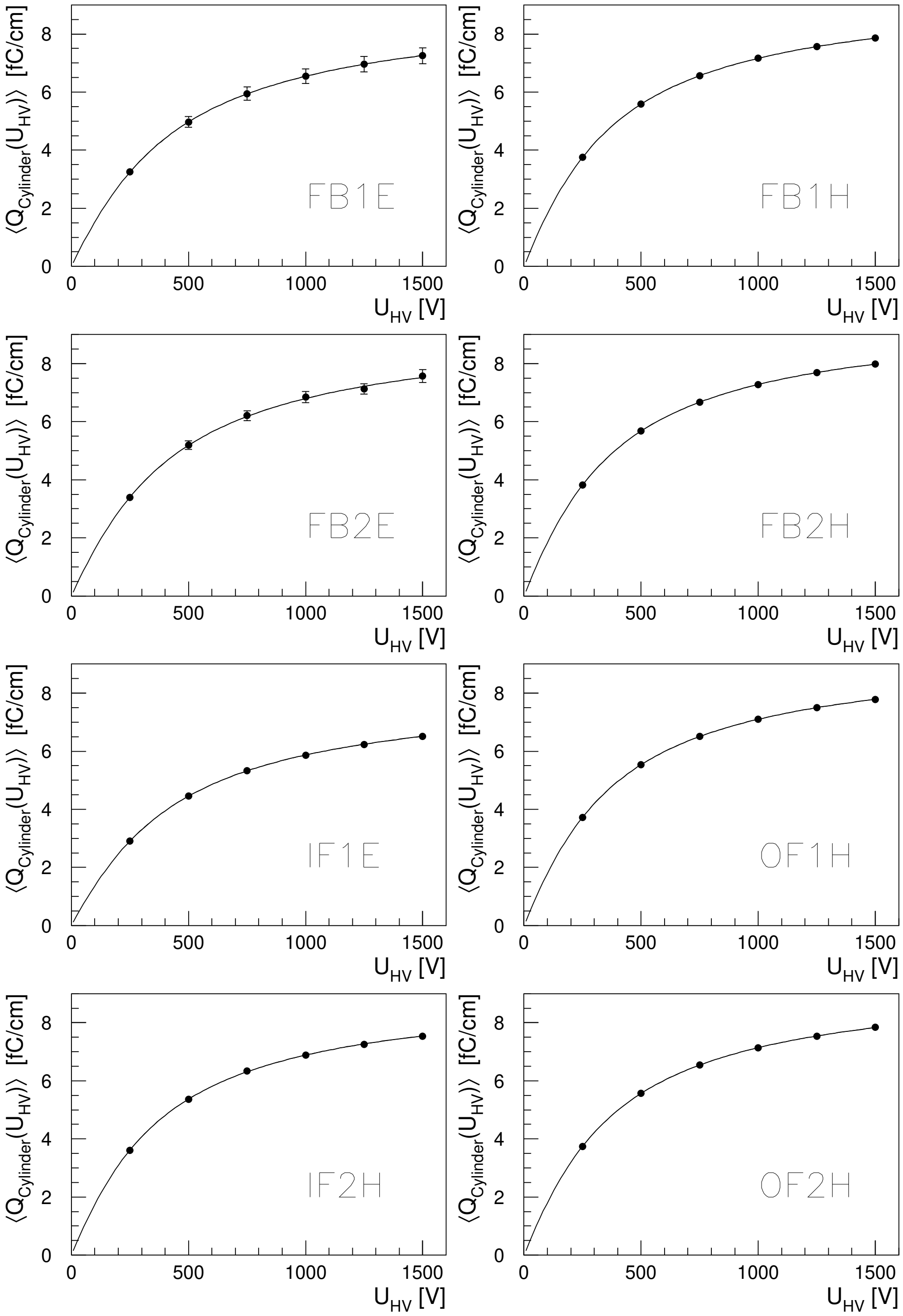

Abbildung 5.12: Mit simulierten Myonen in Modulen des Flüssigargon-Kalorimeters erstellte HV-Kurven.

Modul	ϵ^{in}	ϵ_p^{out}	$\epsilon_{Q_0}^{out}$
BBE	0,802	0,797±0,009±0,002	0,80±0,03
CB1E	0,797	0,795±0,006±0,002	0,80±0,02
CB2E	0,797	0,797±0,004±0,003	0,80±0,01
CB3E	0,797	0,797±0,004±0,002	0,80±0,01
FB1E	0,797	0,80±0,02±0,03	0,80±0,04
FB2E	0,797	0,80±0,01±0,04	0,81±0,03
IF1E	0,797	0,796±0,005±0,001	0,80±0,01
CB1H	0,819	0,820±0,003±0,003	0,82±0,01
CB2H	0,819	0,820±0,002±0,001	0,816±0,007
CB3H	0,819	0,819±0,003±0,002	0,821±0,009
FB1H	0,8188	0,8188±0,0014±0,0001	0,819±0,004
FB2H	0,8188	0,8189±0,0015±0,0007	0,819±0,004
OF1H	0,8188	0,8189±0,0021±0,0007	0,819±0,006
IF2H	0,8189	0,8193±0,0035±0,0003	0,82±0,01
OF2H	0,8188	0,8187±0,0020±0,0004	0,819±0,006

Tabelle 5.2: Vergleich der aus p^{in} berechneten Ladungssammlungseffizienz ϵ^{in} mit den beiden aus der Anpassung gewonnenen Werten ϵ_p^{out} und $\epsilon_{q_0}^{out}$.

verstanden werden.

Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen die nach Durchlaufen aller Analyseschritte gewonnenen HV-Kurven für die simulierten, skalierten Ladungen. Ein zusätzlicher Korrekturfaktor und daraus resultierende Fehlerbalken entfällt hier. Die aus der Mittelwertbildung stammenden Fehlerbalken sind in den meisten Fällen so klein, daß sie nicht zu erkennen sind.

In Tabelle 5.1 sind die bei der Simulation verwendeten Werte für p^{in} und $Q_0^{norm,in}$ den aus der Anpassung der Funktion 2.18 gewonnenen p_{Fit}^{out} und $Q_0^{norm,out}$ gegenübergestellt. In den meisten Fällen läßt sich eine sehr gute Rekonstruktion der Eingabewerte feststellen.

Nach Gleichung 2.20 läßt sich aus p^{in} direkt eine simulierte Ladungssammlungseffizienz ϵ^{in} berechnen. Diese kann in Tabelle 5.2 mit den durch die beiden Methoden aus den HV-Kurven gewonnenen verglichen werden. Die hervorragende Übereinstimmung der rekonstruierten mit den zur Simulation verwendeten Werten zeigt, daß die gewählte Form der Analyse prinzipiell in der Lage ist, die Ladungssammlungseffizienz aus den Daten zu bestimmen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Verfahren untersucht, die Ladungssammlungseffizienz im H1-Flüssigargon-Kalorimeter während des laufenden Detektorbetriebs in den einzelnen Kalorimetermodulen selbst und nicht in gesonderten Proben zu messen. Die Messung der Ladungssammlungseffizienz geschieht mit Hilfe einer auf Untersuchungen von Hofmann et al. zurückgehenden Methode. Dabei werden Kalorimetersignale bei verschiedenen Einstellungen der an die Auslesezellen angelegten Hochspannung aufgezeichnet.

Für die Messungen im CB-Teil des Kalorimeters mit kosmischen Myonen wurde ein von G. Best angewendetes Verfahren verbessert, das eine Messung ohne durch simulierte Ereignisse ermittelte Korrekturen erlaubt. Erstmals war es außerdem möglich, die Ladungssammlungseffizienz in den Kalorimetermodulen des Vorwärtsbereichs direkt zu bestimmen. Für diese Messungen wurde die Ladungsdeposition von Myonen aus dem Halo des HERA-Protonstrahls untersucht.

Die Ergebnisse für die Ladungssammlungseffizienz ϵ_p stimmen innerhalb der vier einzelnen Kalorimeterbereiche gut miteinander überein. Die Ergebnisse im vorderen Bereich des Kalorimeters liegen jedoch systematisch einige Prozent unter denen des zentralen Bereichs. Ergebnisse unabhängiger Untersuchungen bestätigen eine Diskrepanz dieser Größenordnung in der rekonstruierten Energie. Generell liegt der Wert für die Ladungssammlungseffizienz systematisch unter dem durch die Proben gemessenen Wert von 0,85, ist aber im CB-Bereich noch sehr gut mit diesem verträglich. Die zur Kontrolle nach einer anderen Formel berechneten Werte ϵ_{Q_0} stimmen in den einzelnen Modulen sehr gut mit ϵ_p überein.

Während die Werte der pro Weglänge in den einzelnen Modulen deponierten Ladung in den CB-Modulen sehr gut mit dem theoretisch erwarteten Wert von $(17,7^{+0,6+0,4}_{-1,2-0,2})$ fC/cm innerhalb der Fehler übereinstimmen, liegen sie in den anderen Bereichen in den meisten Fällen deutlich über dem Theoriewert. Dies kann möglicherweise als ein Hinweis auf einen noch nicht berücksichtigten systematischen Effekt im Vorwärtsbereich interpretiert werden, der sich aber durch die starke Korrelation der beiden freien Parameter in der Anpassung bisher nicht genauer verifizieren läßt. Auch die Werte für die Verunreinigung p des Argons weichen im Vorwärtsbereich nach oben hin von denen im zentralen Bereich ab.

Zur Kontrolle der Analyse wurden Myonereignisse detailliert simuliert. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Ionisation des Argons durch Myonen sich durch eine gaußförmige Verteilung der gemessenen, auf die Weglänge normierten Ladungen, beschreiben läßt. Einzelne Ereignisse mit einer hohen Energiedeposition lassen sich durch das Auftreten von δ-Elektronen und Bremsstrahlung erklären. Die simulierte Ladungsdeposition stimmt innerhalb der bekannten Fehler mit der in dieser Analyse gemessenen überein. Mit Hilfe der Gleichung, die die Abhängigkeit der ausgelesenen

Ladung von der Hochspannung beschreibt, wurden die simulierten Ladungen für verschiedene Spannungswerte skaliert und dadurch eine HV-Kurve simuliert, um die einzelnen Schritte der Analyse zu überprüfen. Die berechneten Ergebnisse stimmen sehr gut mit den vorgegebene Werten überein, so daß große systematische Fehler in diesem Bereich der Analyse ausgeschlossen werden können.

Die Analyse hat gezeigt, daß HV-Kurven mit Myonen eine genaue lokale Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz schon während, beziehungsweise sogar vor der allgemeinen Datennahmeperiode ermöglichen. Sie bieten damit die Möglichkeit, die Energierekonstruktion im H1-Flüssigargon-Kalorimeter durch den Übergang von einer globalen zu einer differenzierteren Beschreibung der Kalibration deutlich zu verbessern. Erste Ergebnisse von Physik-Analysen, bei denen die neuen Werte der Ladungssammlungseffizienz berücksichtigt worden sind, bestätigen dieses.

Anhang A

Geometrische Details in Kalorimeter-Modulen

A.1 Aufbau einer Auslesezelle

Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, werden mehrere Samplingschichten zu einer Auslesezelle zusammengefaßt. Durch die unterschiedliche Anforderung an die Detektorgranularität in verschiedenen Bereichen variiert die Zahl der Samplingschichten in einer Auslesezelle. Tabelle A.1 gibt einen Überblick über die Unterteilung in den einzelnen Kalorimeter-Modulen. Die Auslesezellen werden dabei durch den Index ihrer Zellage im Modul charakterisiert, der im CB-Teil radial nach außen und in den anderen Bereichen in z-Richtung zunimmt. Die Zahl von 11 Samplingschichten in der sechsten Lage im IF2H-Modul bezieht sich nur auf den nahe zum Strahlrohr liegenden Bereich, da nach außen hin ihre Zahl zur Anpassung an die Kryostatenwand abnimmt.

Weitere Details zur Segmentierung der einzelnen Module können [Bri87] entnommen werden.

A.2 Indizes der Modul-Seitenflächen

Die Seitenflächen eines Kalorimeter-Moduls werden zur Unterscheidung intern in der H1-Software mit Indizes versehen [Fen89]. Prinzipiell läuft der Index von 0 bis 5, für einige Module bis 6. Dabei bekommt die dem Strahlrohr zugewandte Fläche den Index 0, die ihr gegenüberliegende Fläche den Index 1. Die Flächen 4 und 5 liegen senkrecht zur Strahlrichtung, wobei Fläche 4 die mit dem kleineren z-Wert ist. Die Zuordnung der Indizes 2 und 3 für die verbleibenden beiden Flächen erfolgt so, daß die Fläche mit dem kleineren φ-Wert mit 2 bezeichnet wird. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung A.1 die Numerierung der Flächen eines elektromagnetischen Moduls gezeigt.

Bei den hadronischen Modules ist die äußere Fläche geteilt, um sich möglichst gut der gekrümmten Kryostatenwand anzupassen. Die weiterhin parallel zur Fläche 0 liegende Seite behält den Index 1, die abgewinkelte zusätzliche Fläche bekommt den Index 6 (siehe Abbildung A.2).

In Abbildung A.3 ist ein Oktant des IF2H-Rings dargestellt. Obwohl sich dieser

Modul	Index der Zellage											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
BBE	8	8	7	7	6	-	-	-	-	-	-	-
CB1E	4	9	8	-	-	-	-	-	-	-	-	-
CB2E	4	9	8	-	-	-	-	-	-	-	-	-
CB3E	3	9	9	-	-	-	-	-	-	-	-	-
FB1E	4	4	4	4	5	5	5	5	6	6	6	6
FB2E	7	7	7	7	8	8	8	8	-	-	-	-
IF1E	3	6	8	15	-	-	-	-	-	-	-	-
CB1H	7	8	8	8	-	-	-	-	-	-	-	-
CB2H	7	8	8	8	-	-	-	-	-	-	-	-
CB3H	7	8	8	8	-	-	-	-	-	-	-	-
FB1H	5	4	5	5	6	6	-	-	-	-	-	-
FB2H	7	7	8	9	-	-	-	-	-	-	-	-
OF1H	8	9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
IF2H	6	6	7	7	11	-	-	-	-	-	-	-
OF2H	7	6	8	5	3	3	-	-	-	-	-	-

Tabelle A.1: Anzahl der Samplingschichten, die in einer Auslesezelle zusammengefaßt sind; Die Auslesezellen werden dabei durch einen Index für die Zellage charakterisiert, der im CB-Teil radial und in den anderen Bereichen in z-Richtung ansteigt. [Bri87]

Ring mechanisch aus zwei Halbkreisen zusammensetzt, werden die einzelnen Oktanten wie eigenständige Module behandelt. Die Abbildung zeigt die Seitenflächen der symbolischen Begrenzung solch eines Moduls. Auch hier ist zur Anpassung an die Kryostatenwand eine Fläche geteilt worden, allerdings die äußere Fläche 5. Wiederum erhält die zusätzlich entstandene Fläche den Index 6.

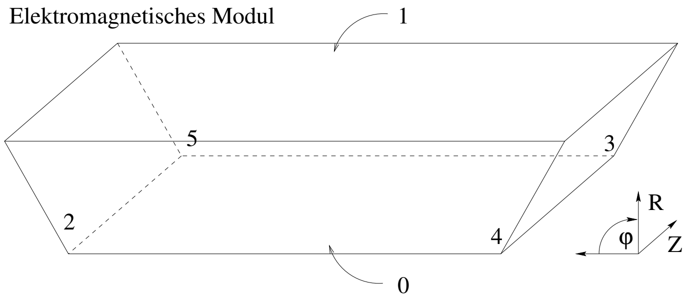

Abbildung A.1: Indizierung der Seitenflächen eines elektromagnetischen Moduls im BarrelBereich des Flüssigargon-Kalorimeter

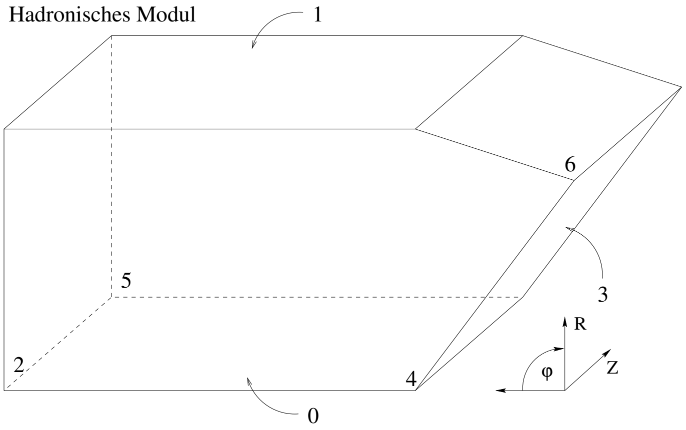

Abbildung A.2: Indizierung der Seitenflächen eines hadronischen Moduls im Flüssigargon-Kalorimeter

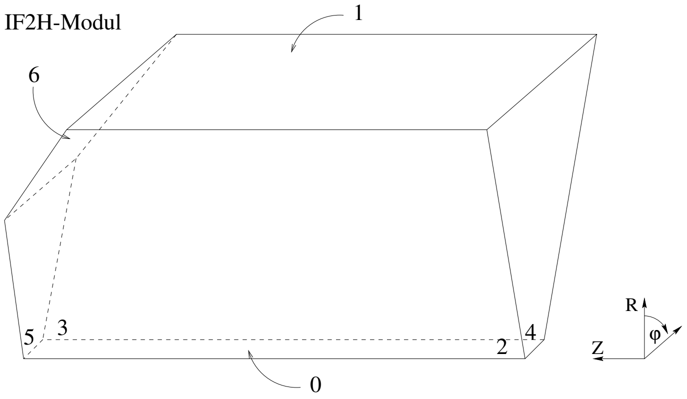

Abbildung A.3: Indizierung der symbolischen Seitenflächen eines hadronischen Moduls im Inner-Forward-Bereich des Flüssigargon-Kalorimeters

Anhang B

Signalauslese und Einfluß der Driftgeschwindigkeit der Elektronen auf das Signal

B.1 Ausleseelektronik

Die in den Auslesezellen driftende Ladung influenziert auf den Ausleseplatten einen Strom, der über bis zu zehn Meter lange Kabel zu außerhalb des Kryostaten liegenden Vorverstärkern geleitet wird. Abbildung B.1 zeigt die Form des Eingangsstroms an einem Vorverstärker als durchgezogene Linie. Die Länge des Signal berechnet sich aus der Driftzeit der Elektronen in der Ausleseschicht und beträgt bei der nominellen Hochspannung von 1500V ungefähr 0,5 μs. Aus dem verstärkten Signal wird in einem daran anschließenden Pulsformer ein bipolares Spannungssignal erzeugt, in Abbildung B.1 als gepunktete Linie dargestellt. Etwa 2,4 μs nach Begin der Datenauslese im H1-Detektor steht aus schnell zugänglichen Detektorinformationen eine erste Entscheidung fest, ob die vorhandenen Signale weiter verarbeitet werden. Dies wird durch die erste Stufe des vierstufigen H1-Trigger-Systems gesteuert [Sef95]. Fällt diese Entscheidung positiv aus, so wird durch eine dem Pulser direkt nachfolgende, sogenannte "Sample-and-hold-Stufe" ein konstantes Signal erzeugt. Die "Sample-and-hold-Stufe" erzeugt aus einem zeitlich variablen Eingangssignal ein konstantes Ausgangssignal, indem der Wert des Eingangssignals zu einem bestimmten Zeitpunkt t_{hold} registriert und von da ab als Ausgangssignal verwendet wird. Um ein hohes Signal zu erhalten, sollte der durch das Triggersystem generierte Zeitpunkt t_{hold} möglichst mit dem Erreichen des Maximums des Pulsformersignals zusammenfallen. Dieses wird durch eine einstellbare Zeitverzögerung des Triggersignals erreicht. Abbildung B.1 verdeutlicht die bisherigen Stufen der Signalverarbeitung.

Die Signale mehrerer Auslesekanäle werden über zwei Multiplexer-Stufen durch eine gemeinsame Leitung aus dem unmittelbaren Bereich des Kryostaten heraus auf sogenannte ANRUs [1] gegeben. Um die Signale einer Weiterverarbeitung mit Rechnersystemen zugänglich zu machen, werden sie in Analog-Digital-Wandlern, sogenannten ADCs [2], digitalisiert. Damit die Bandbreite der ADCs auch von niedri-

---

[1] **AN**alog **R**eceiving **U**nits

[2] **A**nalog to **D**igital-**C**onverter

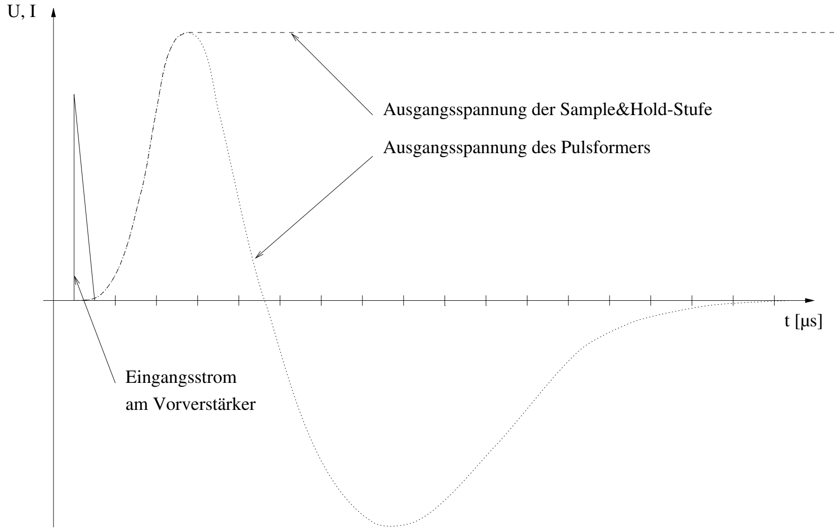

Abbildung B.1: Form des Kalorimeter-Signals in verschiedenen Stufen der Bearbeitung: die durchgezogene Linie zeigt das Eingangssignal aus der Auslesezelle in den Vorverstärker, die punktierte Linie das Signal nach dem Pulsformer und die gestrichelte Linie das Signal, nachdem es die "Sample-and-Hold-Stufe" passiert hat.

gen Signalen optimal genutzt werden kann, werden die Signale vor den ANRUs mit ganzzahligen Faktoren, die sich nach den typischerweise in der betreffenden Zelle deponierten Energien richten, skaliert. Bei Zellen, in denen die Höhe des Signals stark fluktuiert, werden die Auslesekanäle vor den ANRUs geteilt und in zwei getrennten Kanälen mit unterschiedlicher Verstärkung weiterverarbeitet, so daß insgesamt etwa 60 000 Kanäle digitalisiert werden. Durch Verwerfen des ungünstiger digitalisierten Signals reduziert sich die Zahl der Kanäle später wieder auf 44 351.

Abbildung B.2 gibt eine Übersicht über die beschriebene, analoge Ausleseelektronik. Das mit "Analogbox" bezeichnete Bauteil befindet sich direkt an der Kryostaten-Außenwand und vereinigt 8 "Motherboards", auf denen jeweils 16 der oben beschriebenen Auslesekanäle bis zur "Sample-and-hold-Stufe" integriert sind. Die mit "ANRU" und "ADC-Board" bezeichneten Bauteile befinden sich außerhalb der Betonabschirmung des H1-Detektors ebenso wie der sogenannte "Front-end-sequencer", der die Verbindung zur Triggerelektronik schafft und den zeitlichen Ablauf der Signalverarbeitung steuert. Die Auslesekanäle des Flüssigargon-Kalorimeters sind in vier Partitionen unterteilt, denen je ein "Front-end-sequencer" zugeordnet ist. Dabei bilden die CB- einschließlich der BBE- Module, die FB-, die IF1E- und die FH-Module je eine Partition. [Ber92]

Abbildung B.2: Schaltplan der analogen Ausleseelektronik des Flüssigargon-Kalorimeters; das mit “Analog Box” bezeichnete Bauteil befindet sich direkt an der äußeren Kryostatenwand, die weitere Elektronik außerhalb der Betonabschirmung des Detektors. [H1-93a]

B.2 Einfluß der Driftgeschwindigkeit der Elektronen auf das Signal

Von Lekner [Lek67] wurden theoretische Vorhersagen über die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in flüssigem Argon unter Einfluß eines elektrischen Feldes gemacht, die in dem für das H1-Flüssigargon-Kalorimeter relevanten Bereich der Feldstärke experimentell überprüft wurden [Mil68]. Die Ergebnisse sowie deren Übertragung auf die Verhältnisse im Flüssigargon-Kalorimeter können Tabelle B.1 entnommen werden.

Der Einfluß der unterschiedlichen Driftzeiten und nach Gleichung 2.11 damit auch der unterschiedlichen Signaldauern auf die Ausleseelektronik wird an einem Testaufbau untersucht.

Das Eingangssignal wird durch einen Spannungs-Pulsgenerator mit variierbarer Pulsdauer t_{puls} und einstellbarem Pulsabstand erzeugt. Durch Verzerrung eines Dreiecksignals kann ein Sägezahnsignal wie in Abbildung B.1a) angenähert werden. Das erreichbare Verhältnis der Längen von ansteigender und abfallender Flanke beträgt maximal 1:5. Um einen Strom zu simulieren, wird das Pulsersignal über einen Widerstand $R = 100\text{k}\Omega$ auf den Vorverstärker gegeben. Der Pulsabstand wird mit einer Millisekunde so gewählt, daß er groß gegenüber der Pulsdauer ist. Um eine

E [V/mm]	U_{HV} [V]	v_d [mm/μs]	t_d [ns]
104	250	2,0	1200
208	500	2,8	857
313	750	3,5	686
417	1000	4,0	600
521	1250	4,3	588
625	1500	4,5	533

Tabelle B.1: Driftgeschwindigkeit v_d von Elektronen in flüssigem Argon in Abhängigkeit vom elektrischen Feld nach [Mil68]; unter Annahme einer durchschnittlichen Schichtdicke des Argon von d_{gap} = 2,4 mm läßt sich daraus die anzulegende Hochspannung U_{HV} und die resultierende Driftzeit t_d im H1-Flüssigargon-Kalorimeter berechnen

gleichbleibende deponierte Ladung Q_{in} in der Auslesezelle zu simulieren, muß nach

$$Q_{in} = \frac{U_{in}}{R} \cdot t_{puls} \tag{B.1}$$

die Eingangsspannung U_{in} der Signaldauer so angepaßt werden, daß das Intergral über den Spannungspuls für alle Messungen konstant ist.

Das Ausgangssignal wird zwischen Pulsformer und "Sample-and-hold-Stufe" abgegriffen und dessen Höhe U_{out} und zeitlicher Abstand Δt zum Eingangssignal an der Stelle des Maximums gemessen. Δt gemessen für ein Eingangssignal der Länge t_{puls} = 533ns wird als Referenzzeit genommen und als t_{Reff} bezeichnet. Da die Einstellungen an diesem Meßpunkt den Gegebenheiten bei der nominelle Hochspannung von 1500V im Kalorimeter entsprechen, ist t_{Reff} gleich der Zeit t_{hold}, von der an die "Sample-and-hold-Stufe" ein konstantes Ausgangssignal liefert. Für die weitere Analyse ist die Höhe der Ausgangsspannung $U_{t_{Reff}}$ zum Zeitpunkt t_{Reff} für alle anderen Meßpunkte von Interesse.

Die Meßwerte können Tabelle B.2 entnommen werden. Zur Veranschaulichung der Messung sind in Abbildung B.3 und B.4 die Ein- und Ausgangssignale der simulierten Hochspannungen von 1500V und 250V dargestellt.

Deutlich zu erkennen ist die Verschiebung des Ausgangspuls-Maximums zu größeren Zeiten Δt für längere Eingangssignale. Daß dies nur ein Effekt der Signallänge ist, konnte durch Messungen mit konstantem U_{in}=1,00 V bestätigt werden, die die gleichen Zeitverschiebungen zeigten. Außerdem wurde dieses überprüft, indem für eine konstante Signallänge von t_{in} = 533ns die Eingangsspannung variiert wurde. In einem Bereich von 78 ± 1 mV $< U_{in} < 4,80 \pm 0,02$ V wurde ein konstantes Δt gemessen, erst danach zeigte sich eine leichte Verschiebung zu größeren Zeiten im Bereich von einigen Prozent. Nach Gleichung B.1 entspricht die obere Grenze einer deponierten Ladung von 25,6 pC und ist somit um vier Größenordnungen höher, als die in der Analyse gemessenen Ladungsdepositionen.

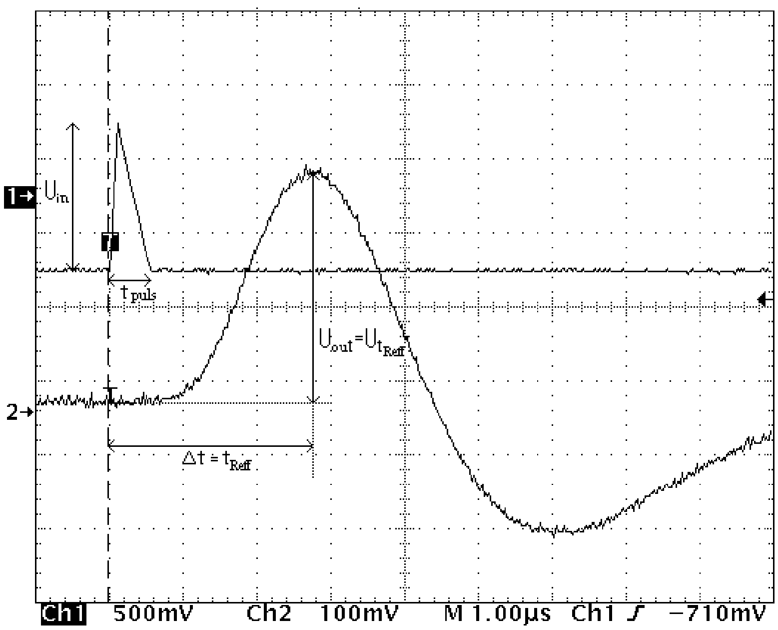

Abbildung B.3: Simulation einer Auslesespannung von 1500V; untersucht wird der Einfluß der Signallänge des Eingangssignals (oben) auf das Ausgangssignal

Desweiteren ist eine Abnahme des Maximalwertes des Ausgangssignals für längere Eingangssignale festzustellen.

Diese beiden Effekte führen zu einer systematischen Verringerung des nachgewiesenen Signals. Zunächst macht sich nur die generelle Abnahme der Signalamplitude bemerkbar, für größere zeitliche Verschiebungen kommt als weiterer Effekt hinzu, daß die Signalmessung auf der ansteigenden Flanke des Pulsersignals stattfindet und somit nochmals eine Signalreduktion eintritt. Um dieses bei der Messung einer HV-Kurve zu berücksichtigen, wird ein Korrekturfaktor f_{korr} eingeführt, der definiert wird durch das Verhältnis der maximalen Signalamplitude U_0 des simulierten 1500V-Punktes zu der zum Zeitpunkt t_{Reff} gemessenen Amplitude $U_{t_{Reff}}$:

$$f_{korr} = \frac{U_0}{U_{t_{Reff}}} \tag{B.2}$$

mit dem Fehler

$$\sigma_{f_{korr}} = \sqrt{\sigma^2_{U_0} \frac{1}{U^2_{t_{Reff}}} + \sigma^2_{U_{t_{Reff}}} \left(\frac{U_0}{U^2_{t_{Reff}}} \right)^2}. \tag{B.3}$$

Die Korrekturfaktoren, mit denen die ausgelesene Ladungs zu multiplizieren ist, können für unterschiedliche Einstellungen der Hochspannung aus Tabelle B.2 entnommen werden.

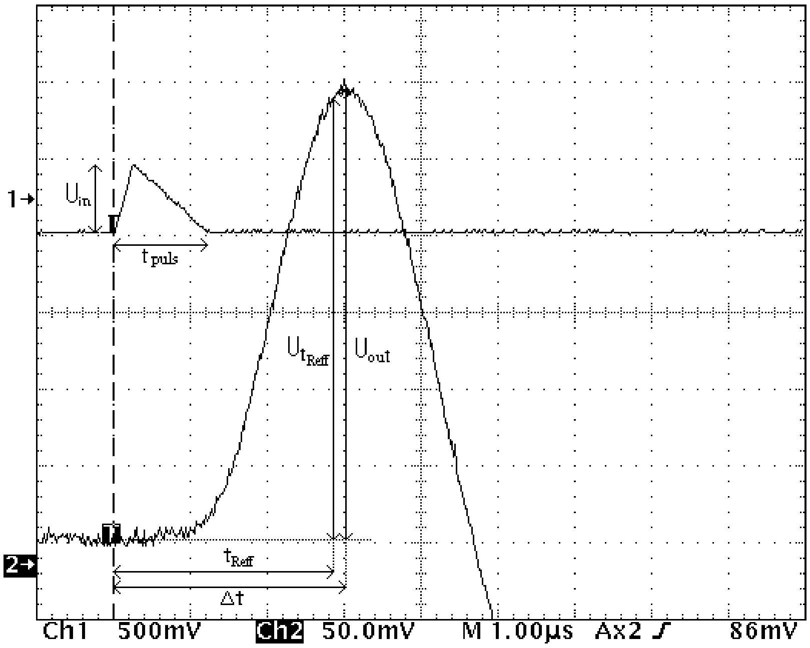

Abbildung B.4: Simulation einer Auslesespannung von 250V; untersucht wird der Einfluß der Signallänge des Eingangssignals (oben) auf das Ausgangssignal (unten)

t_{puls} [ns]	U_{in} [mV]	$\Delta t[\mu s]$	U_{out} [mV]	$U_{t_{Reff}}$ [mV]	f_{korr}
533	1000 ± 2	$2,78 \pm 0,04$	306 ± 4	306 ± 4	1,00
558	955 ± 2	$2,78 \pm 0,04$	303 ± 4	303 ± 4	$1,01 \pm 0,02$
600	888 ± 2	$2,81 \pm 0,04$	299 ± 4	299 ± 4	$1,02 \pm 0,02$
686	777 ± 2	$2,81 \pm 0,04$	295 ± 4	295 ± 4	$1,04 \pm 0,02$
857	622 ± 2	$2,87 \pm 0,04$	291 ± 4	288 ± 4	$1,06 \pm 0,02$
1200	444 ± 2	$3,02 \pm 0,04$	289 ± 4	282 ± 4	$1,09 \pm 0,02$

Tabelle B.2: Messung der Höhe U_{out} und zeitlichen Verzögerung Δt des Ausgangssignals des Pulsformers für verschiedene Längen t_{puls} sowie daran angepaßte Höhe U_{in} des Eingangssignals. Außerdem sind die Werte für die Signalhöhe zum Zeitpunkt $t_{Reff} = 2,78\mu$s und die daraus resultierenden Korrekturfaktoren f_{korr} bei der Ladungsmessung angegeben

Literaturverzeichnis

[All79] O. C. Allkofer et al., *Cosmic Ray Muon Spectrum up to 1-TeV at 75-degrees Zenith Angle*, Phys. Rev. D19 (1979) 1368

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

[Bab94] A. Babaev, *Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter*, Interner Bericht H1-12/94-413 (1994)

[Ber92] R. Bernier et al., *H1 calorimeter electronics*, Interner Bericht H1-07/92-237 (1992)

[Bes96] G. Best, *Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz des H1-Flüssigargon-Kalorimeters mit kosmischen Myonen*, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1996

[Bri87] V. Brisson, *Tower and Pad Segmentation of the H1 Liquid Argon Calorimeter*, Interner Bericht H1-TR-114 (1987)

[Bru82] R. Brun, M. Hansroul, J. C. Lasalle, *GEANT User's Guide*, DD/EE/82 edition, 1982

[Bor98] M. Borowski, *Untersuchungen zum Verhalten der Ausleseelektronik des H1-Flüssigargon-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1998

[Fen89] Z. Feng, C. Vallee, *Mapping Function of H1 Liquid Argon Calorimeter*, Interner Bericht H1-12/89-124 (1989)

[Fla87] W. Flauger, *Some Properties of High Resistive Coating (HRC)*, Interner Bericht H1-04/91-171 (1991)

[Fle97] M. Fleischer, *The Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter*, DESY 98-005 (1998)

[Gay92] J. Gayler, *Muon Scale in Data and Monte Carlo using Calibration by Electrons*, Talk (16.1.92)

[Gru84] C. Grupen, *Neuigkeiten aus der Physik kosmischer Strahlung*, Universität Siegen SI-84-7 (1984)

[Gru93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag Mannheim, Leipzig, Wien (1993)

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

[H1-93b] H1 Collaboration, *Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations*, Nucl. Instr. Meth. A366 (1993) 499

[H1-94] H1 Collaboration, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 57

[H1-97] H1 Collaboration, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. A386 (1997) 310-347 and 348

[Hil37] R. Hilsch, R. W. Pohl, *Eine quantitative Behandlung der stationären lichtelektrischen Primär- und Sekundärströme in Kristallen, erläutert am KH-K-Br-Mischkristall als Halbleitermodell*, Z.Physik 108 (1937) 55

[Hof76] W. Hofmann et al., *Production and transport of conduction electrons in a liquid argon ionization chamber*, Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 151

[Joh87] D. P. Johnson, *Beam-Gas Background at HERA*, Interner Bericht H1-07/87-65

[Kel68] S. R. Kelner, Yu. D. Kotov, Sov. J. Nucl. Phys. 7 (1968) 237

[Kle29] O. Klein, Y. Nishina, Z. Phys. 52 (1929) 853

[Lek67] J. Lekner, *Motion of Electrons in Liquid Argon*, Phys. Rev. 158 (1967) 130

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

[Loh85] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss, *Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV*, CERN 85-03 (1985)

[Mar69] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Vol.I, Academic Press, New York (1969)

[Meh98] A Mehta, Y Siro, H1 weekly meeting, 12.3.98

[Mer90] T. Merz, *A small note for CMG (Cosmic Muon Generator)*, Hilfe-Datei (1990)

[Mey89] J. Meyer, *Guide for the H1 simulation program H1SIM*, Interne Software-Note 03-11/89 (1989)

[Mil68] L. S. Miller, S. Howe, W. E. Spear, *Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe*, Phys. Rev. 166 (1968) 871

[Miy74] M. Miyajima et al., *Average Energy Expended per Ion Pair in Liquid Argon*, Phys. Rev. A9 (1974) 1439

[Mon96] Miguel N. Mondragón, *Summer Stay at DESY*, Report of Activities (1996), unpublished

[Par90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Lett. B 239 (1990)

[Par96] Particle Data Group, *Particles and Fields*, Phys. Rev. D 54 (1996)

[Per90] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley Bonn, München, Reading, Mass (u.a.) (1990)

[Pre92] S. Prell, *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurkammer des H1-Detektors*, Diplomarbeit Universität Hamburg, Interner Bericht FH1T-92-04 (1992)

[Ros41] B. Rossi, D. B. Hall, *Variation of the Rate of Decay of Mesotrons with Momentum*, Phys. Rev. 59 (1941) 223

[Ros52] B. Rossi, *High-Energy Particles*, Prentice-Hall (1952)

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

[Sch84] K. Schaifers, G. Traving, *Meyers Handbuch Weltall*, Bibliographisches Institut Mannheim, Wien, Zürich (1984)

[Sch94] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit Universität Hamburg, Interner Bericht H1-02/94-341 (1994)

[Sef95] F. Sefkow et al., *Experience with the First Level Trigger of H1*, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.42, No.4 (1995) 900

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

[Ste82] R. M. Sternheimer, M. J. Berger, S. M. Seltzer, Phys. Rev. B 26 (1982) 6067; erratum in B27 (1983) 6971

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

[Sti91] J. Stier, *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters mit kosmischen Myonen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992)

[Tho87] J. Thomas and D. A. Imel, *Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon*, Phys. Rev. A36 (1987) 614

[Uns91] A. Unsöld, B. Baschek, *Der neue Kosmos*, Springer-Verlag (1991)

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

[Wii91] B. H. Wiik, *HERA Status*, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA (1991)

[Wil97] T. Wilksen, Private Mitteilung

[Wil92] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner-Verlag Stuttgart (1992)

[Wil74] W. J. Willis, V. Radeka, *Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors*, Nucl. Instr. Meth. 120 (1974) 221

Danksagung

An dieser Stelle sei allen ein Dank ausgesprochen, die durch Ihre Unterstützung zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die ebenso interessante wie fruchtbare Aufgabenstellung und seine kritische und stets hilfreiche Betreuung danken.

Herrn Prof. Dr. P. Buchholz danke ich für die spontane Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitgutachters für diese Arbeit zu übernehmen.

Ein großer Dank gilt Herrn Dr. Manfred Fleischer, der bei allen größeren und kleineren Problemen mit Rat und Tat geholfen hat. Durch den gelben Zettel an seiner Tür war glücklicherweise schon von weitem zu erkennen, ob selbige für Fragen offen stand. Ausserdem bedanke ich mich für die kritische Durchsicht dieser Arbeit. Allzeit Hp1!

Herrn Dr. Jürgen Spiekermann sei $10^3\cdot$ Dank für die doppelplusgute “Rundumbetreuung” ausgesprochen, die er mir auch dann noch zukommen ließ, als dies schon lange nicht mehr zu seinen Aufgaben gehörte. Ebenso ein Dank dafür, daß er diese Arbeit fehlermäßig durchgescannt hat.

Die unvoreingenommene Korrektur dieser Arbeit durch Herrn Roman Pöschl war mir eine unschätzbare Hilfe. Dafür sei ihm genau so gedankt, wie für die zahlreichen Diskussionen, bei denen wir von Anfang an einer Meinung waren.

Ein Dankeschön auch an Herrn Gerald Best, der mir bei der Einarbeitung in das Thema der Arbeit sehr geholfen und fehlerfrei laufende Programme (!) zur Verfügung gestellt hat, sowie an Herrn Dr. Alexei Babaev für die Unterstützung bei den Messungen. Außerdem bedanke ich mich bei der ESCALE-Gruppe für das Interesse am Fortschreiten dieser Analyse.

Daß ich mich immer wieder für die Arbeit motivieren konnte, war nicht zuletzt auch ein Verdienst der Mitarbeiter des Lehrstuhls EV, insbesondere der “Bewohner” des 1d-Doppelbüros. Für die wirklich gute Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei Frau Çiğdem İşsever und den Herren Dr. Guillermo Contreras und ChrisTOF/toph Wissing.

Ein ganz besonders großer Dank geht an meine Eltern, die mir alle erdenkliche Unterstützung haben zukommen lassen.

Und schließlich noch ein Wort an Sandra, die nicht nur teure Telefonrechnungen und kurzfristige Änderungen im Zeitplan zu ertragen hatte und durch die ich die innere Ruhe für diese Arbeit gefunden habe: Danke!

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter der Nummer 05 7Do 55 P gefördert.