

Interner Bericht  
DESY FH1K-92-04  
Dezember 1992

# **Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kolorimeters mit kosmischen Myonen**

von

J. Stier

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Kalibration des  
H1 Flüssig-Argon Kalorimeters  
mit kosmischen  
Myonen

Physikalische Diplomarbeit  
durchgeführt am  
II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

von  
*Joachim Stier*

Hamburg 1992

**Abstract**

A calibration of the central barrel region of the H1 liquid argon calorimeter with cosmic muons is described.

For this analysis cosmic data are used which were collected in four time intervals between april 1991 and april 1992. The muonsignal was stable to 2% in this period. From the measured high voltage curves a charge collection efficiency of  $0.93 \pm 0.01$  is deduced for a nominal voltage of 1500 V.

The calibration method is based on a comparison of simulated and measured signals of cosmic muons in the calorimeter. The most important error contribution to the calibration constants is due to the influence of the noise on the muonsignal. The total error of the estimated constants is 7.7% and 6% for the electromagnetic and hadronic calorimeter sections respectively.

These calibration constants agree within errors with the two measured calibration constants determined from test runs of H1 at the electron beam at CERN.

# Einleitung

In der Mitte des Jahres 1992 begannen die ersten Elektron-Proton Kollisionsexperimente am Speicherring *HERA* bei DESY in Hamburg, dessen Infrastruktur und Injektionssystem in Abb. 0.1 gezeigt sind.

Durch *HERA* werden in zwei getrennten Strahlführungssystemen auf einem Umfang von ca. 6.3km Elektronen auf eine Energie von 30GeV und Protonen auf eine Energie 820GeV beschleunigt. Der Teilchenstrom besteht aus Teilchenpaketen, die alle 96ns an vier Orten im Strahlrohr zur Kollision gebracht werden können. An zwei dieser Wechselwirkungspunkte wurden Detektoren gebaut, die zu den Experimenten *H1* in der Nord-Halle und *ZEUS* in der Süd-Halle gehören.

Bei der Kollision von Elektronen und Protonen in *HERA* werden Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 314\text{GeV}$  erreicht, wobei aufgrund des hohen Protonimpulses das Schwerpunktsystem nach der Reaktion nicht mit dem Laborsystem übereinstimmt; die Reaktionsprodukte werden bevorzugt in die Vorwärtsrichtung (Flugrichtung der Protonen) der Detektoren gestreut.

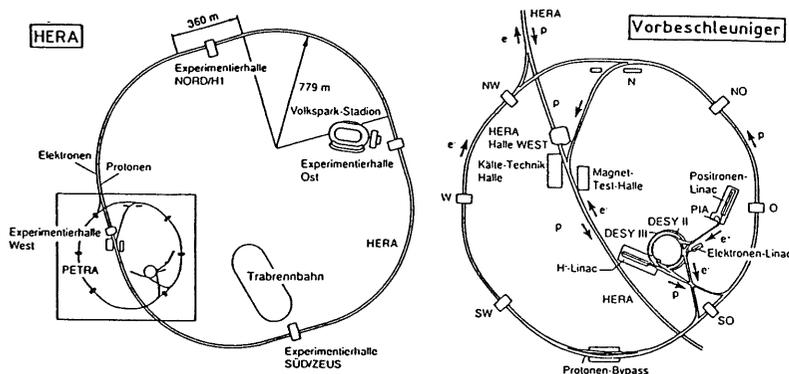


Abbildung 0.1: Blick auf den Speicherring *HERA* und dessen Vorbeschleuniger

Die maximal möglichen Impulsüberträge von  $Q^2 \approx 10^5 \text{GeV}^2$  liegen etwa drei Größenordnungen über den erreichbaren Impulsüberträgen herkömmlicher Experimente mit ruhendem Target (z.B. *SLAC* und *EMC*) und ermöglichen eine Auflösung von Substruk-

turen des Protons bis zu  $10^{-18} \text{cm}$ . Bei derart großen  $Q^2$ -Werten kann die tiefinelastische ep-Streuung, deren relevanter Feynmangraph in Abb. 0.2 gezeigt ist, als eine elastische Streuung des Elektrons an einem Quarkkonstituenten des Protons angesehen werden.

Streuprozesse zwischen Quarks und Leptonen können nach Weinberg und Salam durch die Eichtheorie der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben werden, in der als Austauschteilchen (Feldquanten) das Photon, die massiven Vektorbosonen  $W^\pm$  und das  $Z^0$  vorkommen. Man unterscheidet neutrale Ströme (neutral current, *NC*), in denen die Wechselwirkung durch Austausch eines Photons oder eines  $Z^0$  Bosons vermittelt wird, von den geladenen Strömen (charged current, *CC*), in denen ein  $W^+$  oder  $W^-$  Boson an der Wechselwirkung beteiligt ist.

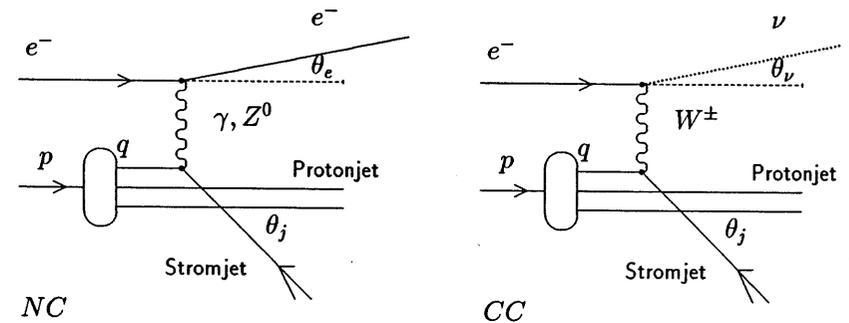


Abbildung 0.2: Feynman-Diagramm zur Lepton-Proton Wechselwirkung; die vermittelnden Feldquanten sind  $\gamma$  und  $Z^0$  für *NC* Ereignisse und  $W^\pm$  für *CC* Ereignisse

Die Kinematik dieser Ereignisse kann durch die Variablen  $x$  und  $Q^2$  bestimmt werden, wobei  $x$  der Quotient ist aus dem Impuls des gestreuten Quarks und dem Impuls des einlaufenden Protons. Insbesondere geben Wechselwirkungen mit großem  $Q^2$  interessante Einblicke in „neue“ Physik. Aus diesem Grund wird von dem *H1* Detektor eine gute relative Energieauflösung, insbesondere für hadronische Jets, bis zu Energien von einigen hundert GeV gefordert. Da sich die relative Energieauflösung von Kalorimetern mit steigender Teilchenenergie verbessert, stellt das Flüssig-Argon Kalorimeter eine der wichtigsten Detektorkomponenten des *H1* Detektors dar.

Eines der Hauptziele der Physik bei *HERA* ist die Messung der Strukturfunktionen des Protons über einen möglichst großen kinematischen Bereich — sie geben Auskunft über die Impulsverteilung der Quarkkonstituenten innerhalb des Protons.

Der Bereich möglicher  $x$  und  $Q^2$  Werte, in denen die Strukturfunktionen mit einer bestimmten Genauigkeit gemessen werden können, wird durch die erreichte Genauigkeit der Kalibrationskonstanten des Kalorimeters eingegrenzt. Es muß demzufolge das Ziel sein, die Kalibrationsfehler möglichst klein zu halten; es wird ein Wert im Bereich eines Prozents angestrebt.

## Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit

Der geringe mittlere Energieverlust kosmischer Myonen von ca.  $1.6\text{GeV}/m$  in Blei und ca.  $1.3\text{GeV}/m$  in Eisen läßt das von ihnen im Kalorimeter erzeugte Signal nahezu unabhängig von ihrer Eindringtiefe werden. Dies ermöglicht eine direkte Kalibration der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermodule.

Kosmische Myonen sind ständig verfügbar und ermöglichen Testmessungen während der gesamten Lebensdauer des H1 Experiments in den Zeitperioden ohne Strahl. Diese Messungen geben eine Kontrolle über die vollständige Kette der Signalverarbeitung; d.h. von der elektronischen Auslese bis hin zur Rekonstruktion des vom Myon im Detektor erzeugten Signals.

In der Zeitspanne von einem Jahr nach dem ersten Test der Detektorkomponenten mit kosmischen Myonen im April 1991 wurden weit über eine Million Myonereignisse auf Bändern abgespeichert. In diesem Zeitraum gab es vier Perioden, in denen eine größere Anzahl von Daten genommen wurde:

*April 1991, November 1991, März 1992 und April 1992*

Ein Ziel dieser Arbeit ist der Vergleich des Signals kosmischer Myonen zwischen den verschiedenen Runperioden, um damit eine Aussage über die zeitliche Stabilität der gemessenen Daten zu gewinnen. Letztendlich geht es um die Bestimmung von sechs Kalibrationskonstanten für den zentralen Barrel Bereich des Flüssig-Argon Kalorimeters und um den Vergleich mit den entsprechenden Konstanten aus den *H1*-Testdaten, die am *CERN* genommen worden waren.

## Gliederung

Das erste Kapitel behandelt die Entstehung kosmischer Myonen durch Wechselwirkungsprozesse der primären kosmischen Strahlung in der Atmosphäre und beschreibt einige Verteilungsgrößen der kosmischen Myonen auf Meereshöhe. Anschließend werden die Energieverlustprozesse und -verteilungen von Myonen dargestellt. Der folgende Abschnitt ist eine knappe Einführung in die theoretischen Grundlagen der Kalorimetrie und beschreibt speziell die Signalerzeugung in flüssigem Argon, welches als Nachweismedium in dem H1 Kalorimeter verwendet wird. Die einzelnen Aspekte dieses ersten Kapitels wurden im Hinblick auf die Bedeutung für eine Kalibration mit kosmischen Myonen behandelt; so wurde der für kalorimetrische Energiemessungen wichtige Abschnitt über Schauerphysik nur kurz gehalten.

Das zweite Kapitel beginnt mit einem Überblick über die Komponenten des H1 Detektors. Darauf folgt eine detaillierte Beschreibung des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters und der elektronischen Signalauslese, sowie eine Diskussion von Rauschbeiträgen zum Myonsignal in den Kalorimetermodulen. Danach wird der Aufbau des Zentraldetektors und die zur Analyse kosmischer Daten verwendeten Trigger beschrieben.

Die Beschreibung der Rekonstruktion des Myonsignals in dem LAr Kalorimeter, ausgehend von den Rohdaten bis zur Analysemethode, ist dem dritten Kapitel vorbehalten. In diesem Kapitel werden alle Korrekturen erwähnt, die für eine Kalibration mit kosmischen Myonen notwendig sind.

Das vierte Kapitel beschreibt die Datenanalyse zur Kalibration und zeigt die aus den Hochspannungskurven ermittelten Parameter, sowie Ergebnisse über die Stabilität des gemessenen Myonsignals in den vier analysierten Zeitperioden. Danach folgt eine Beschreibung der Kalibrationsmethode und der ermittelten Kalibrationskonstanten.

# Kapitel 1

## Physikalische Grundlagen

### 1.1 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung ist eine Teilchenquelle, die permanent zur Verfügung steht. Mit ihr gelangen wichtige Entdeckungen wie z.B. der Nachweis einer Expansion des Universums durch die von G. Gamov im Jahre 1949 vorausgesagte Mikrowellenhintergrundstrahlung, die von Penzias und Wilson 1964 „wiederentdeckt“ wurde [Kip85]. Das Positron und das Myon wurden zuerst von Anderson in der Sekundärkomponente der kosmischen Strahlung entdeckt [Seg65].

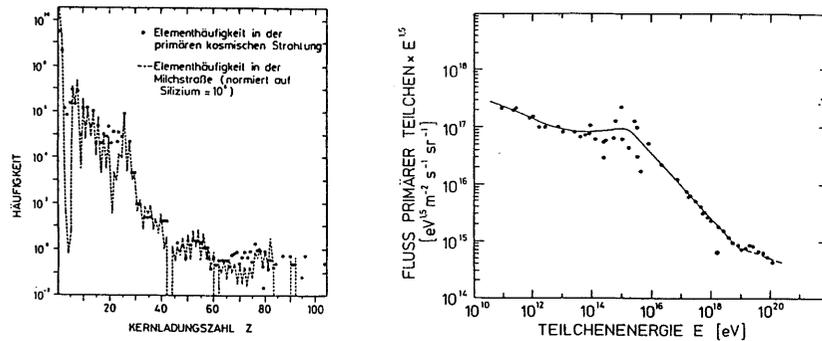


Abbildung 1.1: Chemische Zusammensetzung und Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung [Gru84]

#### 1.1.1 Primäre kosmische Strahlung

Das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung reicht bis zu Energien von mehr als  $10^{11}$  GeV (siehe Abb. 1.1), jedoch beträgt der Fluß von Teilchen mit Energien

größer als  $10^{11}$  GeV nur zwei pro Quadratkilometer Erdoberfläche und Jahr. Die geladene Komponente der primären kosmischen Strahlung besteht überwiegend aus vollständig ionisierten Atomkernen (*Plasma*). Es dominieren Wasserstoffkerne mit ca. 85% gefolgt von Heliumkernen mit ca. 12%. Weniger als 3% der Kerne haben Kernladungszahlen  $Z \geq 3$ , der Anteil an Elektronen liegt um 1% [Gru84].

Alle in der primären kosmischen Strahlung nachgewiesenen Antiteilchen (z.B. Positron und Antiproton) sind aus heutiger Sicht Produkte aus Wechselwirkungsprozessen der von kosmischen Quellen stammenden primären Teilchenstrahlung. Die ursprüngliche Richtungsinformation der kosmischen Strahlung wird durch irreguläre galaktische Magnetfelder völlig verwischt — die primäre kosmische Strahlung fällt isotrop auf die Erde ein.

#### 1.1.2 Kosmische Strahlung auf Meereshöhe

Die Lufthülle der Erde ist für kosmische Teilchen ein Hindernis von 12 Kernwechselwirkungs- bzw. 28 Strahlungslängen. Ein primäres auf die Erde treffendes Teilchen löst in der Atmosphäre hadronische oder elektromagnetische Kaskaden aus, die als Luftschauer nachgewiesen werden können. Durch diese Wechselwirkungen wird die ursprüngliche korpuskulare Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung völlig verändert (siehe Abb. 1.2).

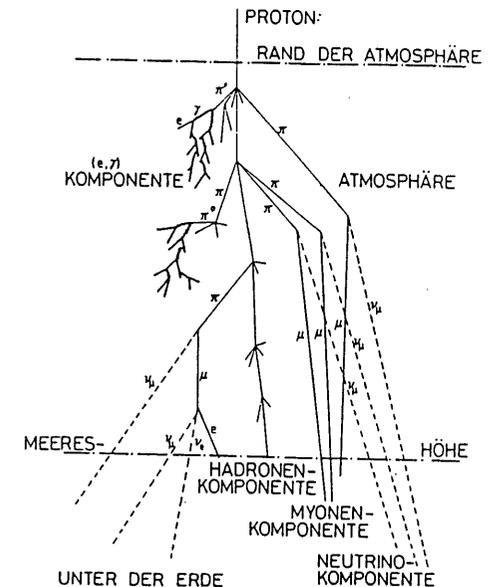


Abbildung 1.2: Wechselwirkungsprozesse in der Atmosphäre [Gru84]

Die *hadronische Komponente* dieser sekundären Strahlung besteht fast ausschließlich aus geladenen Pionen, die mit einer Halbwertszeit von  $2.6 \cdot 10^{-8} s$  [PDG90] gemäß

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

in Myonen zerfallen, die die durchdringende, harte *myonische Komponente* bilden. Sie erreichen aufgrund ihrer großen Impulse und der damit verlängerten Lebensdauer im Laborsystem (*Zeitdilatation*) zum größten Teil die Erde. Ihr Anteil beträgt 80% der geladenen Teilchen auf Meereshöhe und bildet den dominierenden Teil der harten sekundären Komponente. Der Fluß kosmischer Myonen liegt auf Meereshöhe bei  $200 \text{ Myonen}/m^2 s$  und hat eine mittlere Energie von  $2 \text{ GeV}$ , mit einem wie  $E^{-2}$  (für Energien oberhalb einiger  $\text{TeV}$  wie  $E^{-3.6}$ ) abfallenden Intensitäts-Spektrum. Die Abhängigkeit des Myonenflusses  $I_\mu$  vom Zenitwinkel  $\theta_z$  ist [All80, All84, All85]:

$$I_\mu(\theta_z) \propto \cos^{(1.85 \pm 0.10)}(\theta_z), \quad (1.1)$$

sie ist eine Folge der unterschiedlichen Atmosphärendicke für verschiedene Winkel  $\theta_z$ . Aufgrund des positiven Ladungsüberschusses der primären kosmischen Strahlung ist das Ladungsverhältnis von positiv zu negativ geladenen Myonen ungleich eins

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} = 1.25 \pm 0.05$$

und nahezu unabhängig von der Energie. Die *Elektron-Photon-Komponente* entsteht durch die Zerfälle

$$\begin{aligned} \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_\mu^{(-)} + \nu_e^{(-)} \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \end{aligned}$$

Ca. 20% der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe sind Elektronen, der Hadronenanteil liegt um 1%.

### 1.1.3 Kosmische Myonen unter der Erde

Die Elektron-, Photon- und Hadron Komponente der sekundären kosmischen Strahlung wird schon in geringen Tiefen unter der Erdoberfläche (einige Meter) vollständig absorbiert. Myonen können aufgrund ihres relativ geringen Energieverlustes in Materie große Tiefen unter der Erde erreichen. Noch bei etwa  $1000 m$  Tiefe beträgt ihr Fluß zwei *Myonen  $km^{-2} h^{-1}$* .

Dies bedeutet, daß der im H1 Detektor gemessene kosmische Untergrund fast ausschließlich aus Myonen gebildet wird, die mit einer Frequenz von ca.  $3 \cdot 10^3 \text{ Hz}$  das Flüssig-Argon Kalorimeter durchqueren.

### 1.1.4 Monte Carlo Produktion kosmischer Myonen

Simulationsrechnungen sind für eine Kalibration mit kosmischen Myonen unumgänglich, um auf systematische Effekte, die z.B. durch Selektionskriterien entstehen können,

zu korrigieren. Außerdem zeigen sie, inwieweit die analysierten Daten theoretisch verstanden sind. Eine Beschreibung der verwendeten Programme befindet sich im Anhang A. Die Zenitwinkelverteilung kosmischer Myonen an der Erdoberfläche ist abhängig von der geographischen Breite und den betrachteten Myonimpulsen. Die Anzahl der Myonen pro Intervall des Zenitwinkels  $\theta_z$  wurde durch

$$\frac{dN_\mu}{d\theta_z} \propto \cos^2(\theta_z) \sin(\theta_z) \quad (1.2)$$

approximiert (siehe Abb. 1.3). Die Verteilung besitzt ein Maximum bei  $\theta_z^{max} = 35.3^\circ$ . Je größer  $\theta_z$ , desto mehr Erdmaterial muß ein kosmisches Myon durchdringen, um den Detektor zu erreichen; dies schaffen nur hinreichend energetische Myonen, deren Anzahl mit  $E^{-2}$  unterdrückt ist. Aus diesem Grund treffen die meisten kosmischen Myonen unter kleinen Zenitwinkeln  $\theta_z$  auf den H1 Detektor.

Für das im Computer simulierte Energiespektrum kosmischer Myonen an der Erdoberfläche werden die von Allkofer [All84] in Meereshöhe gemessenen Zahlenwerte verwendet. Myonen mit kleineren Impulsen als  $3.5 \text{ GeV}/c$  sind nicht energetisch genug, um das Flüssig-Argon Kalorimeter in dem H1 Detektor zu erreichen, und sie wurden in dem Generationsschritt verworfen (siehe Abb. 1.3).

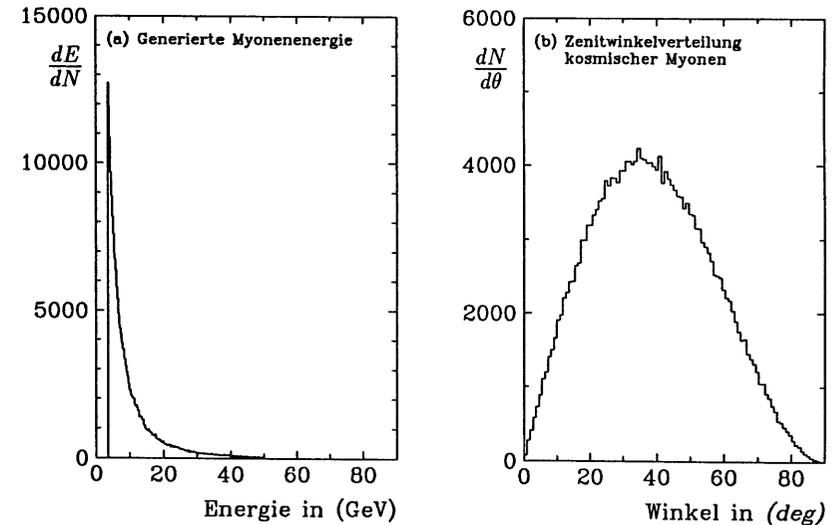


Abbildung 1.3: Häufigkeitsverteilungen der Energie (a) und des Zenitwinkels (b) generierter Myonen an der Erdoberfläche

## 1.2 Energieverlustprozesse von Myonen in Materie

Myonen verlieren beim Durchqueren von Materie einen Teil ihrer Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit der Umgebung. Der Größe des Beitrags zum Gesamtenergieverlust nach geordnet, sind daran folgende Prozesse beteiligt: Ionisation (Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ ), Elektron-Positron-Paarbildung  $\mathcal{O}(\alpha^4)$  und Bremsstrahlung  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  [Loh85].

Eine kurze Darstellung dieser Energieverlustmechanismen und der Energieverlustverteilungen wird in den folgenden Abschnitten gegeben.

### 1.2.1 Ionisation

Durch elektromagnetische Wechselwirkung der Myonen mit den Hüllenelektronen der durchquerten Materie kommt es zur Ionisation des Mediums entlang der Spur des Myons. Eine quantenmechanische Berechnung des mittleren Energieverlustes durch Ionisation für relativistische und schwere ( $m \gg m_e$ ) Teilchen ist durch die *Bethe-Bloch* Gleichung

$$\frac{dE}{dx} = \frac{DZ_{med}\rho_{med}}{A_{med}} \left(\frac{Z}{\beta}\right)^2 \left[ \ln\left(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2c^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_{med}} \right] (1 + \nu) \quad (1.3)$$

gegeben [Fan76], wobei  $D=4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 MeV$ .  $Z_{med}$  und  $A_{med}$  sind die Ladungs- und Atomzahl und  $\rho_{med}$  die Massendichte des Mediums und  $Z$  die Ladung des Teilchens.  $I$ ,  $C$ ,  $\nu$  und  $\delta$  sind phänomenologische Funktionen mit folgenden Bedeutungen:

- $I(Z_{med})$  ist das effektive Ionisationspotential

$$I(Z_{med}) \approx 16 \cdot (Z_{med})^{0.9} eV \quad \text{für } Z_{med} > 1 \quad (1.4)$$

und beschreibt die Bindungsstärke der Hüllenelektronen an die Atome des Mediums.

- $\delta(\beta)$  repräsentiert den Beitrag des Dichteeffekts zu dem Energieverlust des Myons. Hierunter versteht man eine durch Polarisation des Mediums entstehende Abschirmung des elektrischen Feldes des eindringenden Myons. Eine Parametrisierung der Dichtekorrektur wurde von Sternheimer an verschiedene Substanzen angepaßt [Ste83], sie lautet:

$$\delta(\beta) = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.606X + K + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.606X + K & X_1 < X \end{cases} \quad (1.5)$$

wobei  $X = \log(\beta\gamma)$  und  $K = -2\ln(I/h\nu_p) - 1$ ,  $\nu_p$  ist die Plasmafrequenz des Mediums.  $X_0, X, a$  und  $m$  sind empirische Größen, die für einige Materialien in Tabelle 1.1 aufgeführt sind. Der Dichteeffekt macht sich in flüssigem Argon bei Myonenimpulsen ab  $p_\mu \approx 0.3 GeV/c$  bemerkbar und bewirkt für relativistische Teilchen ( $\gamma > 10$ ) eine Sättigung des Energieverlustes durch Ionisation [Feh89].

- Der Faktor  $(1 + \nu)$  ist eine Korrektur infolge quantenelektrodynamischer Prozesse höherer Ordnung, die für kosmische Myonen bis 1% zu dem totalen Energieverlust durch Ionisation beitragen kann [Kop85].

Material	-C	X <sub>0</sub>	X <sub>1</sub>	a	m
Blei	6.202	0.378	3.807	0.940	3.161
Eisen	4.219	-0.001	3.153	0.147	2.963
flüssiges Argon	5.217	0.201	3.000	0.196	3.000

Tabelle 1.1: Dichte-Korrektur-Konstanten [Loh85]

- Die Funktion  $C$  berücksichtigt Korrekturen für Schaleneffekte, die nur eine Bedeutung für Teilchen mit Geschwindigkeiten größer als die der schnellsten im Medium gebundenen Elektronen haben.

Für Energien kleiner als  $E_\mu \approx 100 GeV$ , d.h. für den überwiegenden Teil kosmischer Myonen, bildet die Ionisation den Hauptteil des Energieverlustes; andere beitragende Prozesse können vernachlässigt werden (siehe Abb. 1.4).

### 1.2.2 Bremsstrahlung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust eines Myons durch Bremsstrahlung kann nach Petrukhin und Shestakov [Pet68] durch

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \alpha^3 \left( 2Z_{med}\lambda_e \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}\varepsilon + \varepsilon^2 \right) \phi(\delta) \quad (1.6)$$

berechnet werden.  $\varepsilon = E_\gamma/E_\mu$  ist der Bruchteil der Energie des Myons, die es bei der Wechselwirkung an das Photon abgegeben hat, und  $\lambda_e$  ist die Comptonwellenlänge des Elektrons. Der Formfaktor  $\phi(\delta)$  kann für  $Z_{med} > 10$  durch die Funktion

$$\phi(\delta) = \ln \frac{\frac{2}{3} \frac{189m_\mu}{m_e} Z_{med}^{-2/3}}{1 + \frac{189\sqrt{\varepsilon}}{m_e} \delta Z_{med}^{-1/3}} \quad (1.7)$$

approximiert werden, wobei  $\delta = m_e \varepsilon / 2E_\mu (1 - \varepsilon)$  den minimalen Energieübertrag zum Kern darstellt,  $e$  ist die Eulersche Zahl.

### 1.2.3 Paarbildung

Eine Parametrisierung des Energieverlustes von Myonen durch *Elektron-Positron-Paarbildung* wird von Kokoulin und Petrukhin in [Kok71] angegeben. Dieser Effekt liegt in der Größenordnung des Beitrags der Bremsstrahlung. Der Anteil der  $\mu^+ \mu^-$ -Paarbildung an dem totalen Energieverlust des Myons liegt für Energien kleiner als  $10 TeV$  unter 0.01% für fast jedes Material und kann vernachlässigt werden.

Ab Energien von mehr als  $500 GeV$  (in Eisen) bzw.  $150 GeV$  (in Blei) sind Elektron Paarbildung und Bremsstrahlung die dominierenden Prozesse für den Energieverlust eines Myons in Materie (siehe Abb. 1.4). Photonukleare Wechselwirkungsprozesse zwischen Myonen und den Atomkernen des Mediums können aufgrund ihres kleinen Wirkungsquerschnittes von  $3 \cdot 10^{-4} mb$  für Myonenenergien  $E_\mu < 30 GeV$  vernachlässigt werden.

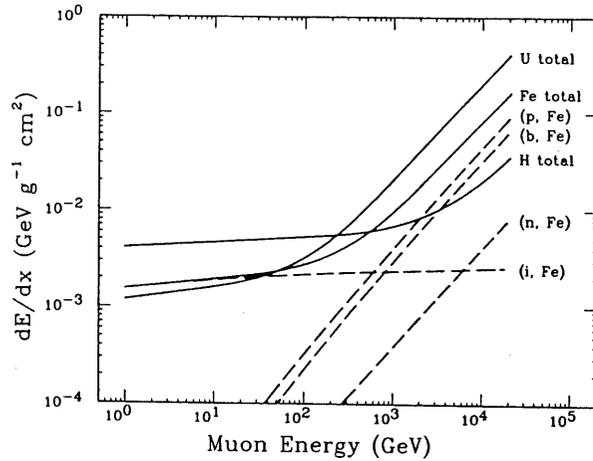


Abbildung 1.4: Beiträge zum mittleren Energieverlust von Myonen in Wasserstoff, Eisen und Uran: (p)  $e^+e^-$  Paarbildung, (b) Bremsstrahlung, (i) Ionisation und (n) photonukleare Wechselwirkungen [PDG90]

### 1.2.4 Energieverlustverteilungen

Nach Gleichung (1.3) ist die Größe  $(dE/dx)\delta x$  der mittlere Ionisationsenergieverlust durch Wechselwirkung mit den Elektronen eines Mediums der Dicke  $\delta x$ . Für jedes endliche  $\delta x$  sorgen Poissonfluktuationen für Abweichungen von diesem Mittelwert. Nur für sehr dicke Lagen  $(dE/dx)\delta x \gg 2m_e\beta^2\gamma^2c^2$  ist der Energieverlust nahezu normalverteilt. Fluktuationen um den Mittelwert entstehen durch eine kleine Anzahl von Kollisionen mit großen Impulsüberträgen (z.B. seltene frontale Zusammenstöße mit den Elektronen des Mediums).

Durchquert ein schweres Teilchen ( $m \gg m_e$ ) dünne Lagen eines Materials, kann die Energieverlustverteilung  $f$  durch folgende Transportgleichung beschrieben werden [Sel64]:

$$\frac{\partial f(x, \Delta)}{\partial x} = \int_0^b \omega(\epsilon) f(x, \Delta - \epsilon) d\epsilon - f(x, \Delta) \int_0^{\epsilon_{max}} \omega(\epsilon) d\epsilon \quad (1.8)$$

mit  $\begin{cases} b = \Delta & \text{für } \Delta \leq \epsilon_{max} \\ b = \epsilon_{max} & \text{für } \Delta > \epsilon_{max} \end{cases}$

$f(x, \Delta)$  ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß beim Durchgang eines Teilchens der Energie  $E$  im Material der Dicke  $x$  die Energie  $\Delta$  deponiert wurde. Die Wahrscheinlichkeit pro Einheitsweglänge für einen Energieverlust des Teilchens innerhalb  $[\epsilon, \epsilon + d\epsilon]$ , durch eine einzelne Wechselwirkung mit einem Atom, ist durch  $\omega(\epsilon, E)$  gegeben, wobei  $\epsilon$  relativ zur ursprünglichen Teilchenenergie  $E_0$  als klein vorausgesetzt wird.  $\epsilon_{max}$  stellt den für eine einzelne Kollision maximal möglichen Energieübertrag dar.

Lösungen der Transportgleichung (1.8) wurden von Landau und später von Simon und Vavilov gefunden, die sich hinsichtlich der Annahme von  $\epsilon_{max}$  unterscheiden [Leo87].

## Landaus Theorie

Landau [Lan44] berechnete  $f(x, \Delta)$  unter der Annahme, daß der Energieverlust eines Teilchens beim Durchqueren der endlichen Schichtdicke  $x$  groß sei im Vergleich zur Bindungsenergie der Hüllenelektronen des Mediums;  $\epsilon_{max}$  nahm er als unendlich an. Durch Anwendung einer inversen Laplacetransformation auf die Transportgleichung (1.8) erhielt Landau

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \phi_L(\lambda), \quad (1.9)$$

wobei  $\xi$  die mittlere vom Teilchen deponierte Energie pro Weglänge  $x$  in dem durchquerten Medium darstellt. Die nur von der dimensionslosen Variablen  $\lambda$  abhängende Funktion

$$\phi_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-\frac{1}{2}y\pi) \cos(y\lambda + y \ln y) dy, \quad (1.10)$$

wird als *Landaudichte* bezeichnet. Es ist  $\lambda = (\Delta - E_{mop})/\sigma_V$ , wobei  $\sigma_V$  ein Maß für den Fehler des wahrscheinlichsten Energieverlustes  $E_{mop}$  darstellt.

Eine Parametrisierung der Landauverteilung wurde von Moyal in der folgenden Form angegeben [Moy55]:

$$f_M(\lambda) = \alpha \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda))\right). \quad (1.11)$$

## Vavilovs und Simons Theorie

Voneinander unabhängig nahmen Vavilov [Vav57] und Simon einen der „Wirklichkeit“ näher kommenden endlichen Wert für den maximalen Energieübertrag  $\epsilon_{max}$  einer einzelnen Wechselwirkung an. Dies resultiert in einer allgemein gültigen, von den Parametern  $\beta = v/c$  und  $\kappa = \xi/\epsilon_{max}$  abhängigen Lösung der Transportgleichung (1.8):

$$f(x, \Delta) d\Delta = \frac{1}{\xi} \phi_V(\lambda, \kappa, \beta^2) d\lambda, \quad (1.12)$$

mit der Vavilov Funktion

$$\phi_V(\lambda, \kappa, \beta^2) = \frac{\kappa}{\pi} \exp(\kappa(1 + \beta^2\gamma)) \int_0^\infty \exp(\kappa f_1) \cos(y\lambda + \kappa f_2) dy \quad (1.13)$$

und

$$f_1(y) = \beta^2 \left( \log y + \int_0^y \frac{\cos u}{u} du \right) - \cos y - y \int_0^y \frac{\sin u}{u} du, \quad (1.14)$$

$$f_2(y) = y \left( \log y + \int_0^y \frac{\cos u}{u} du \right) - \sin y. \quad (1.15)$$

Man kann folgende Grenzbereiche unterscheiden:

$\kappa \leq 0.01$  Es gibt nur wenige Stöße pro Energieverlustintervall, deren Anzahl poissonverteilt ist. Im Grenzfall  $\kappa \rightarrow 0$  geht die Vavilovverteilung in eine Landauverteilung über, die einen charakteristischen Ausläufer zu hohen Energien besitzt.

$\kappa \geq 1$  Es gibt sehr viele Stöße pro Energieverlustintervall, mit entsprechend kleineren statistischen Fluktuationen. Für  $\kappa \rightarrow \infty$  reduziert sich die Vavilovverteilung auf die Gaußsche Form.

Für intermediäres  $\kappa$  liegt Vavilovs Verteilung zwischen den beschriebenen Grenzbereichen. Die Vavilovverteilung (Gl. (1.12)) ist zusammen mit Landaus Verteilung (Gl. (1.9)) in Abb. 1.5 dargestellt.

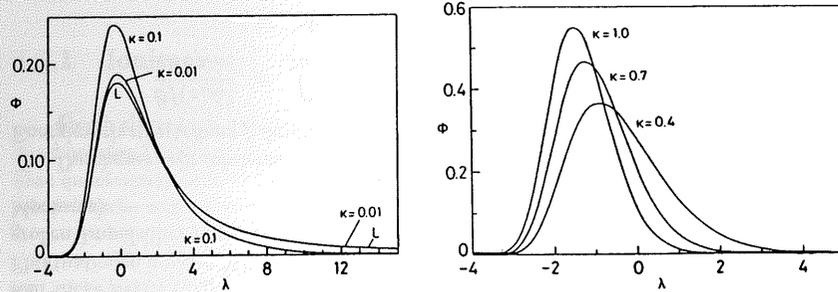


Abbildung 1.5: Vavilovverteilungen für verschiedene  $\kappa$  und zum Vergleich Landaus Verteilung (mit  $L$  gekennzeichnet) [Leo87]

### 1.3 Kalorimetrie

Kalorimeter sind Detektoren, die hauptsächlich zur Messung der Energie von Teilchen(-jets) benutzt werden.

Trifft ein hochenergetisches Elektron auf einen Materieblock, so kommt es durch Bremsstrahlung und Paarbildung zu einer lawinenartigen Produktion neuer Teilchen: Es entwickelt sich ein elektromagnetischer Schauer. Seine Dimensionen können durch drei Größen charakterisiert werden [Fab85, Wig86]. Für hochenergetische Elektronen der Energie  $E$  beschreibt

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\frac{E}{X_0} \quad (1.16)$$

den Energieverlust durch Bremsstrahlung, wobei die *Strahlungslänge*  $X_0$  die longitudinale Komponente der Schauerentwicklung bestimmt. Der *Molière Radius*  $R_M = 21X_0/\epsilon_c$  ist ein Maß für die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers. Oberhalb der *kritischen Energie*  $\epsilon_c$  dominiert der Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung gegenüber dem durch Ionisation.

Ist das primäre Teilchen ein Hadron, kommt es durch inelastische Stöße mit den Atomkernen des Mediums zur Entwicklung eines hadronischen Schauers. Die longitudinale Entwicklung dieses Schauertyps wird durch die *Absorptionslänge*  $\lambda_0$  bestimmt, die für

Elemente mit hoher Dichte  $\rho$  groß im Vergleich zur Strahlungslänge  $X_0$  ist. Dies hat zur Folge, daß hadronische Schauerdetektoren im allgemeinen größere Dimensionen als elektromagnetische Kalorimeter besitzen. Die eben genannten Schauerparameter sind für einige wichtige Materialkonstanten des H1 Detektors in Tabelle 1.2 dargestellt.

Element	Z	A	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$X_0$ [cm]	$\epsilon_c$ [MeV]	$R_M$ [cm]	$\lambda_0$ [cm]
Flüssiges Argon	18	39.95	1.40	14.00	21.5	13.7	83.7
Eisen	26	55.85	7.87	1.76	20.5	1.8	16.6
Blei	82	207.19	11.35	0.56	7.2	1.6	17.1

Tabelle 1.2: Einige für das H1 Kalorimeter wichtige Materialkonstanten [PDG90]

In beiden Schauerarten wächst die longitudinale Ausdehnung nur logarithmisch mit der Energie  $E$  des primären Teilchens. Die Energieauflösung  $\delta E/E$  wird durch Fluktuationen der Teilchenanzahl  $N_{max}$  am Schauermaximum bestimmt, dabei ist  $N_{max} \propto E$ . Mit zunehmender Energie verbessert sich das relative Auflösungsvermögen damit proportional zu  $1/\sqrt{E}$ . Außerdem ist es möglich die Energie ungeladener Teilchen zu messen. Diese Vorteile sorgen für eine zunehmende Bedeutung von Kalorimetern beim Bau heutiger Detektoren. Es werden vorwiegend folgende aktive Medien benutzt:

- (i) In Szintillatoren (z.B. Natriumjodid), werden bei dem Durchgang eines geladenen Teilchens, durch Übergänge von angeregten Elektronenzuständen, mit Photomultipliern nachweisbare Photonen emittiert.
- (ii) In Čerenkov-Zählern wird der charakteristische Winkel zwischen der von angeregten Atomen emittierten kohärenten Wellenfront und der Teilchenspur gemessen. Diese sogenannte Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn sich ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v > c/n$  durch ein dielektrisches Medium mit dem Brechungsindex  $n$  bewegt.
- (iii) In Gasen und Flüssigkeiten werden die durch Ionisation eines primären Teilchens erzeugten Ladungsträger durch ein elektrisches Feld abgesogen, es entsteht ein nachweisbarer Strom.

#### 1.3.1 Homogene Kalorimeter

Ist das absorbierende mit dem aktiven Medium identisch, nennt man das Kalorimeter *homogen*. Der Vorteil gegenüber den noch zu besprechenden Sampling Kalorimetern ist die bessere Energieauflösung, der folgende Nachteile gegenüberstehen:

- (i) Aktive Materialien haben meist kleine Kernladungszahlen und besitzen damit relativ große Strahlungs- und Absorptionslängen. Deshalb müssen homogene Kalorimeter für die Messung der gesamten von einem Teilchen im Material deponierten Energie große Tiefen besitzen,

- (ii) die üblichen Materialien sind schwierig zu handhaben, und ein homogenes Kalorimeter kann nur unter großem Aufwand genügend fein segmentiert werden, um eine befriedigende Ortsauflösung zu erhalten.

### 1.3.2 Sampling Kalorimeter

Einen Kompromiß zwischen Energieauflösung und Detektorabmessungen bilden Sampling Kalorimeter, die aus einem schichtweisen Aufbau aus absorbierendem und aktivem Material bestehen. Um die Kalorimeterdimensionen in Grenzen zu halten, bestehen die aktiven Schichten in den elektromagnetischen Modulen aus Materialien mit hoher Kernladungszahl  $Z$  und kleiner Strahlungslänge  $X_0$  und in den hadronischen Modulen sollte das Material eine hohe Dichte  $\rho$  und eine kleine Absorptionslänge  $\lambda_0$  aufweisen. (Eine 80cm dicke Bleischicht genügt, um im Mittel 95% der Energie eines 300 GeV Pionenschauers zu absorbieren [Fab89]).

Die Lücken (*Gaps*) zwischen den absorbierenden Schichten enthalten das aktive, signalerzeugende Material. Trifft ein primäres Teilchen auf ein Sampling-Kalorimeter, deponiert es sowohl in den aktiven als auch in den inaktiven Detektorbereichen Energie – nur der Bruchteil in den aktiven Lagen ist „sichtbar“. Es ist üblich, durch

$$f_{\text{sample}} = \frac{E_{\text{vis}}^{(i)}}{E_{\text{vis}}^{(i)} + E_{\text{invis}}^{(i)}} = \frac{E_{\text{vis}}^{(i)}}{E_{\text{abs}}^{(i)}} \quad (1.17)$$

die *Samplingfraction*  $f_{\text{sample}}$  zu definieren [Brü88], sie hängt nur von den Kalorimeterdimensionen und den verwendeten Materialien ab, ist aber für jeden Teilchentyp (Schauerkomponente  $i$ ) verschieden.  $E_{\text{vis}}^{(i)}$  ist der „sichtbare“ Energieanteil in den aktiven Detektorlagen und  $E_{\text{invis}}^{(i)}$  der „unsichtbare“ Energieanteil in den inaktiven Detektorbereichen;  $E_{\text{abs}}^{(i)}$  stellt die gesamte vom Teilchen im Kalorimeter deponierte Energie dar.

### 1.3.3 Flüssig-Argon Kalorimeter

In den elektromagnetischen und hadronischen Modulen des H1 Kalorimeters wählte man Blei bzw. Eisen als Absorbermaterial; als aktives Auslesemmedium wird flüssiges Argon verwendet. Hierfür sprechen folgende Gründe:

- (i) Flüssiges Argon hat eine relativ hohe Dichte ( $\rho_{\text{LAr}} = 1.4 \text{ g/cm}^3$ ), eine geringe Ionisationsenergie von  $E_{\text{ion}} = 23.6 \text{ eV}$  und eine hohe Effizienz der im Argon gesammelten Ladung.
- (ii) Es besitzt eine große Elektronenbeweglichkeit  $v_e \approx 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$  bei einer elektrischen Feldstärke von  $1 \text{ kV/mm}$ .
- (iii) Als Edelgas ist Argon chemisch inaktiv, strahlungsfest und nicht brennbar und weist damit eine hohe Langzeitstabilität auf; viele elektronegative Verunreinigungen werden in flüssigem Argon ausgefroren.

Diesen Gründen steht der Nachteil gegenüber, daß das gesamte Kalorimeter unterhalb der Siedetemperatur (87.5 K) von Argon gekühlt werden muß; es wird ein aufwendiges Kühlsystem (*Kryostat*) benötigt.

### 1.3.4 Signalerzeugung in flüssigem Argon

Das H1 Kalorimeter wurde als Flüssig-Argon Ionisationskammer nach dem Prinzip eines total absorbierenden Detektors gebaut [Wil74]. Das Gap einer Auslesezone bildet einen Kondensator, der aus einer Hochspannungs- und einer Ausleseplatte besteht. Durchquert ein geladenes Teilchen das Gap, ionisiert es die Argonatome entlang seiner Spur. Die freigesetzten Ladungsträger bewegen sich mit typischen Driftgeschwindigkeiten ( $v_e \approx 5 \text{ mm}/\mu\text{s} \approx 10^4 v_{\text{Ar}^+}$  für eine elektrische Feldstärke von  $F = 1 \text{ kV/mm}$ ) auf die Elektroden zu. Die Beweglichkeit der Argonionen ist wegen ihrer im Vergleich zu Elektronen wesentlich größeren Masse so klein, daß sie innerhalb der Auslesezeit nicht zum meßbaren Signal beitragen.

Unter Vernachlässigung der Rekombination von freigesetzten Ladungsträgern mit den Argonionen und elektronegativen Verunreinigungen (vorwiegend Sauerstoffkontamination), ist der gemessene Strom  $I$ , der von  $N$  ionisierten Argonatomen zur Zeit  $t$  hervorgerufen wird, durch

$$I(t) = Ne \frac{1}{t_D} \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \quad (1.18)$$

gegeben [Wil74];  $t_D$  ist die von einem Elektron benötigte Driftzeit, eine Argonschicht der Dicke  $d$  zu durchqueren. Die in der Zeit  $t$  gesammelte Ladungsmenge ergibt sich zu:

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' = Ne \frac{1}{t_D} \left(t - \frac{1}{2} \frac{t^2}{t_D}\right) \quad (1.19)$$

Nach der Zeit  $t_D$  wird an der Anode die Ladung

$$Q(t_D) = \frac{1}{2} Ne \quad (1.20)$$

gemessen, d.h. nur die Hälfte der im Argon ursprünglich erzeugten Elektronen tragen zur Signalbildung bei.

### 1.3.5 Effizienz der Ladungssammlung

Die Erzeugung freier Ladungsträger in flüssigem Argon ist eine Funktion der elektrischen Feldstärke  $F$  und der Konzentration  $P$  der elektronegativen Verunreinigungen (vorwiegend Sauerstoff) im Argon. Die durch ein ionisierendes Teilchen erzeugten Elektronen werden zum Teil von diesen Verunreinigungen absorbiert und verringern damit die im Gap gesammelte Ladung. Ein weiterer Ladungsverlust des Signals entsteht durch die mit abnehmender Feldstärke  $F$  steigende Wahrscheinlichkeit der Rekombination von Argonionen mit freien Elektronen entlang der Spur des Teilchens.

Durch eine möglichst hohe am Gap anliegende Spannung  $U$  können diese Effizienzverluste gering gehalten werden, jedoch wird mit zunehmender Spannung ein Überschlag am Gap wahrscheinlicher. Die für das H1 Kalorimeter gewählte Feldstärke von ca.  $0.65 \text{ kV/mm}$  bei einer nominalen Spannung von  $1500 \text{ V}$  erlaubt einen stabilen und überschlagsfreien Betrieb bei einer akzeptablen Effizienz der gesammelten Ladung.

Die Ionisationsdichte ist abhängig von dem das Argon durchquerenden Teilchen. Myonen ionisieren das Medium kontinuierlich entlang ihrer Spur, während  $\alpha$ -Teilchen freie Ladungsträger vorwiegend in lokalen, nicht zusammenhängenden Bereichen erzeugen. Bei H1 wird die Zunahme der Konzentration an Verunreinigungen im Argon durch Proben mit verschiedenen Gapdicken bestimmt, an deren Innenseiten  $\alpha$ - und  $\beta$ -Quellen befestigt sind. Eine von Flauger vorgeschlagene Parametrisierung der Ladungssammlung in einem Gap der Dicke  $d$  für punktförmige Quellen ist durch

$$\frac{Q(U)}{Q_0} = \underbrace{\frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi)}_{(1)} \underbrace{\frac{\lambda}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right)\right)}_{(2)} \quad (1.21)$$

gegeben [Bab91].  $Q$  ist die am Gap gemessene Ladung und  $Q_0$  der extrapolierte Plateauwert für eine als unendlich groß angenommene elektrische Feldstärke  $F$ . Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  der Elektronen im Argon kann als proportional zu  $F = U/d$  in dem Gap-Zwischenraum angenommen werden:

$$\lambda = \alpha \cdot \frac{U}{P d} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \alpha = 0.12 \frac{\text{ppm cm}^2}{\text{kV}}, & \text{Engler (1974)} \\ \alpha = 0.15 \pm 0.03 \frac{\text{ppm cm}^2}{\text{kV}}, & \text{Hofmann (1976)} \end{cases} \quad (1.22)$$

Der Faktor (1) in Gl. (1.21) ist der Bruchteil der im Gap gesammelten Ladung unter ausschließlicher Berücksichtigung von Rekombinationsverlusten, wobei der Parameter  $\xi$  durch  $\xi F = 0.84 \text{ kV/mm}$  approximiert werden kann [Tho87]. Die Anlagerung von Elektronen an elektronegative Verunreinigungen hat für Sauerstoff einen typischen exponentiellen Verlauf, der durch den Faktor (2) in Gl. (1.21) gegeben ist [Eng74, Bin90].

Unter ausschließlicher Berücksichtigung dieses Anlagerungsprozesses und der Annahme einer gleichverteilten Ionisationsdichte entlang der Spur des Teilchens gibt Hofmann in [Hof76] folgende Gleichung für die im Argon gesammelte Ladung an:

$$\frac{Q(U)}{Q_0} = \frac{2\lambda}{d} \left(1 - \frac{\lambda}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right)\right)\right) \quad (1.23)$$

## Kapitel 2

### Der H1 Detektor

Der Aufbau des H1 Detektors ist in Abbildung 2.1 dargestellt [H1T86, H1T87, H1T89]. Die Kinematik bei *HERA* erzeugt eine asymmetrische Verteilung der Reaktionsprodukte in Richtung des Protonenstrahls. Dieser Aspekt wird durch eine feinere Auflösung und Granularität des Detektors im Vorwärtsbereich berücksichtigt.

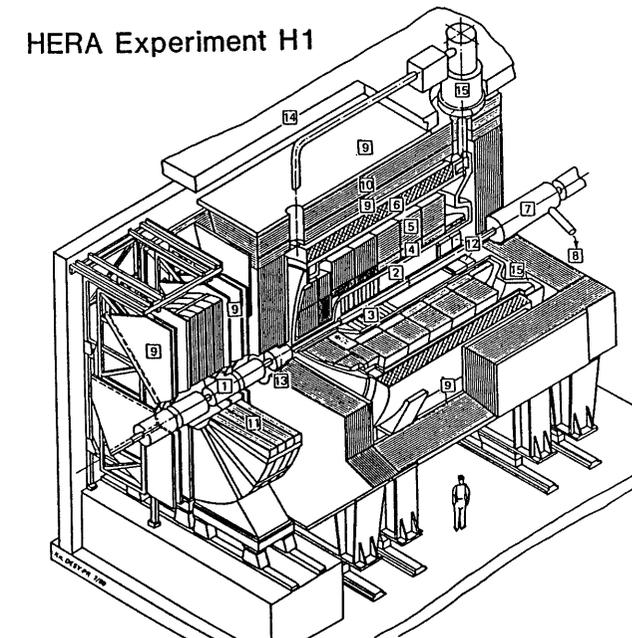


Abbildung 2.1: Querschnitt des H1 Detektors entlang der Strahlachse

Das innere Spurensystem gliedert sich in zwei Teile, die zentrale (1) und die vordere Spurenkammer (2). Erstere besteht aus einer inneren und einer äußeren Driftkammer für

$r/\phi$  und  $dE/dx$  Messungen sowie aus zwei z-Kammern zur Bestimmung der z-Koordinate einer Teilchenspur. Zwei Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) gehören zum Triggersystem. Der vordere Teil ist aus planaren und radialen Driftkammern zusammengesetzt, zwischen denen MWPCs und Übergangsstrahlungsdetektoren eingebettet sind.

Das Flüssig-Argon Kalorimeter unterteilt sich radial in einen elektromagnetischen (3) und einen hadronischen Teil (4) mit Blei bzw. Edelstahlplatten als Absorber; es wird von einer supraleitenden Spule (6) umgeben, die ein Magnetfeld der Stärke  $1.2T$  erzeugt. Der von dieser Spule erzeugte magnetische Fluß wird in einem Joch (7) zurückgeführt, das aus einer abwechselnden Schichtfolge von Eisenplatten und Gasentladungsröhren besteht. Dieses instrumentierte Eisen dient der Energiemessung von hadronischen Schauerausläufern hinter dem Kalorimeter und wird aus diesem Grund auch als *Tail Catcher* bezeichnet. Der Tail Catcher kann zusammen mit den Myonenkammern (9), die mit Gasentladungsröhren bestückt sind, zur Identifikation von Myonen benutzt werden.

Abgeschlossen wird der Detektor im Vorwärtsbereich (10) durch ein Kalorimetermodul (*PLUG*), bestehend aus Ebenen mit Silizium als aktivem Material und Kupfer als Absorber. Es soll die Messung der Energie von Teilchen (hauptsächlich Hadronen) mit kleinen Streuwinkeln zum Strahlrohr ermöglichen. Im Rückwärtsbereich (5) sorgt ein klassisches Blei/Szintillator Kalorimeter (*BEMC*) für einen hermetischen Abschluß bis fast zum Strahlrohr; es dient hauptsächlich der Energiemessung der unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen.

Einige Angaben über das Auflösungsvermögen und der aktiven Winkelbereiche einiger Komponenten des H1 Detektors sind in Tabelle 2.1 dargestellt.

Komponente	Aufgabe	Energieauflösung	Räumliche Auflösung
Spurenkammern (1), (2) $25^\circ < \Theta < 160^\circ$	Spurbestimmung geladener Teilchen	$\frac{\delta p}{p} \approx 0.003 GeV^{-1}$	$\sigma_{r\phi} \approx 150\mu m$ (CJC) $\sigma_z \approx 2.5cm$ (CJC)
Flüssig-Argon Kalorimeter (3), (4) $4^\circ < \Theta < 152^\circ$	Messung der Teilchenenergie	$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \approx \frac{0.10}{\sqrt{E_e}}$ (EMC) $\frac{\sigma(E_h)}{E_h} \approx \frac{0.55}{\sqrt{E_h}}$ (HAC)	$\sigma_r \approx 1.5cm$ (IF, OF) $\sigma_r \approx 3.0cm$ (FB, CB)
PLUG-Kalorimeter (10) $1^\circ < \Theta < 4^\circ$	Energiemessung unter kleinen Winkeln zum Strahlrohr	$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{3}{\sqrt{E}}$	$\sigma_r \approx 2.5cm$
BEMC-Kalorimeter (5) $152^\circ < \Theta < 176^\circ$	Energiemessung unter kleinen Winkeln zum Strahlrohr	$\frac{\sigma(E_e)}{E_e} \approx \frac{0.10}{\sqrt{E_e}}$	$\sigma_r \approx 10cm$
Instrumentiertes Eisen (7) $0^\circ < \Theta < 180^\circ$	Myonenidentifikation und Energiemessung hadronischer Schauer	$\frac{\delta p}{p} \approx 18\%$ $\frac{\delta E}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}}$	$\sigma_r \approx 2mm$ $\sigma_r \approx 20cm$

Tabelle 2.1: Auflösung verschiedener Komponenten des H1-Detektors [Huo92]

## 2.1 Das Flüssig-Argon Kalorimeter

Das H1-Kalorimeter ist entlang der Strahlachse (z-Koordinate) in 8 Räder segmentiert, wobei folgende Bereiche unterschieden werden: Der innere Vorwärtsbereich unterteilt sich in ein elektromagnetisches (*IFE*) und ein hadronisches (*IFH*) Kalorimetermodul, das von 8 hadronischen Oktanten umringt wird, die den äußeren Vorwärtsbereich (*OF*) bilden.

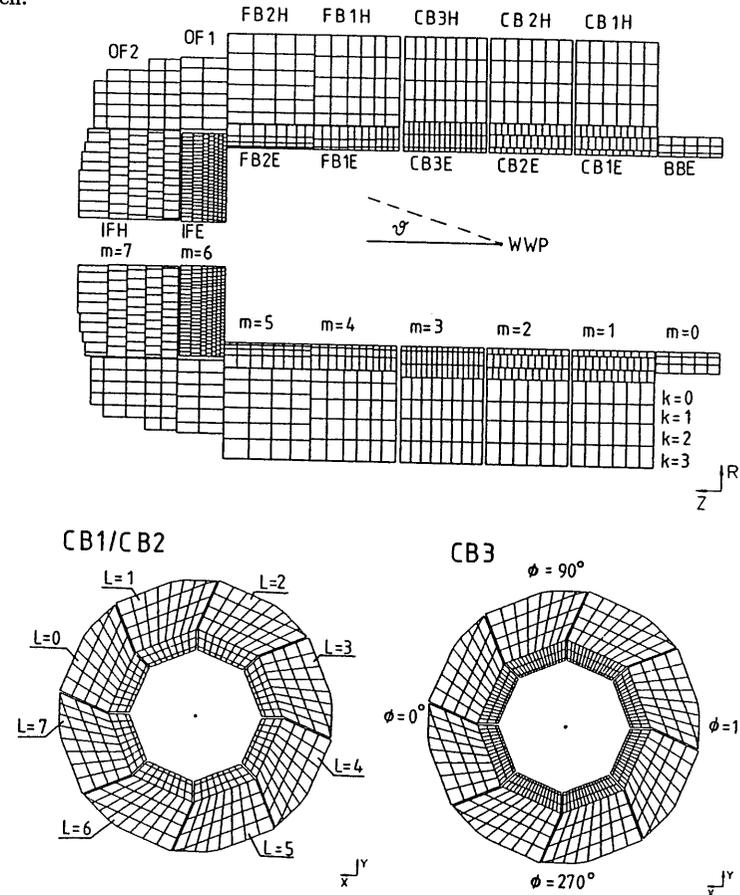


Abbildung 2.2: Segmentierung des H1 Kalorimeters und Darstellung der Softwarekonventionen:  $m$  ist die Rad- und  $l$  die Oktantnummer; durch den Wert von  $n$  werden elektromagnetische ( $n = 0$ ) und hadronische ( $n = 1$ ) Module unterschieden (bis auf *IFH*) und  $k$  ist die Lagenummer in longitudinaler Richtung

Die Barrel-Region besteht aus zwei Rädern in der vorderen (*FB1* und *FB2*) und drei Rädern in der zentralen Region (*CB1*, *CB2* und *CB3*), die sich in jeweils 8 elektromag-

netische und hadronische Kalorimetermodule (*Stacks*) gliedern. Um Samplingfluktuationen klein zu halten, sollten vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen möglichst senkrecht auf die Absorberplatten treffen. Aus diesem Grund besitzt das zentrale *Barrel*-Kalorimeter eine parallel und alle anderen Module eine senkrecht zur Strahlachse angeordnete Plattenstruktur. Acht elektromagnetische Oktanten bilden den rückwärtigen Teil der *Barrel*-Region (*BBE*).

Zwischen den *Stacks* befinden sich ca. 2 cm breite Zwischenräume (*Cracks*), in denen die Signalkabel der Ausleseelektronik verlegt sind. Im elektromagnetischen Teil zeigen die  $\phi$ -*Cracks* zur Strahlachse, während sie in den hadronischen Modulen um  $30^\circ$  gegenüber der Radialen geneigt wurden, um ein „unbemerkt“ Entweichen von Schauern durch inaktive Detektorbereiche möglichst gering zu halten.

Die mit Bleiabsorbern versehenen elektromagnetischen *Stacks* haben im Mittel eine longitudinale Ausdehnung von mehr als 20 Strahlungslängen  $X_0$ , so daß die e.m. Schauerentwicklung vorwiegend in diesem Kalorimeterteil abgeschlossen ist. Wie in Abb. 2.3 ersichtlich, unterscheidet man Auslese- und Hochspannungsplatten. Die Ausleseplatten bestehen aus beidseitig kupferkaschiertem G10-Material. Auf der Außenseite ist die Kupferoberfläche in Segmente (*Pads*) eingeteilt. Die Größe der *Pads* steigt von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  im vorderen bis auf  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  im hinteren Teil des e. m. Kalorimeters, d. h. die laterale Ausdehnung entspricht in etwa zwei Molière Radien.

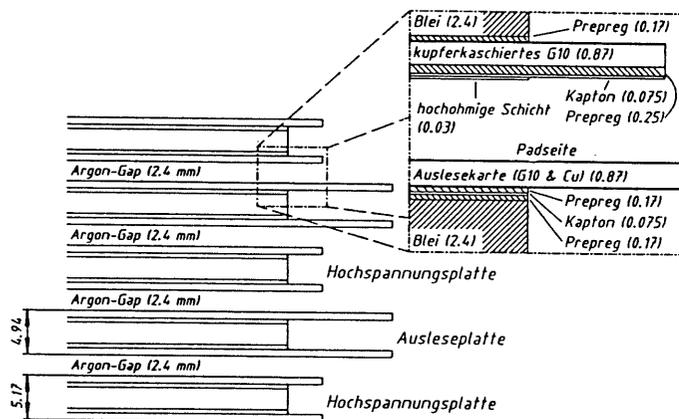


Abbildung 2.3: Longitudinale Segmentation des elektromagnetischen Kalorimeters (alle Maße in mm)

Die hadronischen *Stacks* wurden mit Eisen als Absorbermaterial gebaut und besitzen zusammen mit den e.m. Kalorimetermodulen eine Tiefe von 5–7 Absorptionslängen  $\lambda_0$ , genügend um hadronische Schauere weitgehend zu absorbieren. Um die Abstände der das Gap begrenzenden Platten exakt dimensionieren zu können, wurden die Ausleseplatten (*Read Out Boards, ROB's*) mit zwei Gaps ausgestattet und zu einer selbsttragenden Struktur zusammengenietet (vergl. Abb. 2.4). Die Größe dieser *Pads* variiert zwischen

$8 \times 8 \text{ cm}^2$  im vorderen und  $13 \times 13 \text{ cm}^2$  im hinteren Kalorimeter. In dem Kalorimeter werden mehrere Zellen in longitudinaler Richtung elektronisch zusammengeschaltet und formal in Lagen unterteilt (siehe Abb. 2.2). Das gesamte Flüssig-Argon Kalorimeter besitzt eine Anzahl von ca. 45000 elektronischen Auslesekanälen.

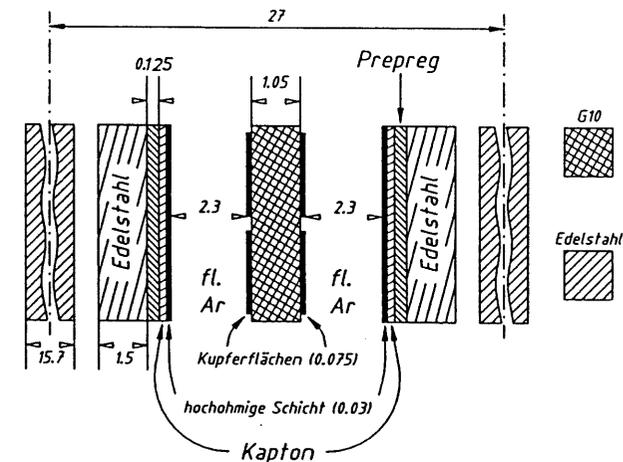


Abbildung 2.4: Longitudinale Schichtstruktur des hadronischen Kalorimeters (alle Maße in mm)

### 2.1.1 Elektronische Signalauslese

Die im Argon erzeugte Ladung wird an der Anode einer Auslesezelle abgegriffen und einem rauscharmen, analogen Vorverstärker zugeführt. Dessen Ausgangssignal hat die Form eines Sägezahns und wird durch einen bipolaren Shaper durch „Zeitdehnung“ in eine für die Übertragung günstigere Form überführt, in der die hochfrequenten Signalanteile stark reduziert sind. Nach einem vorliegenden Triggersignal wird dieses geformte Signal nach der Zeit  $t_{sh}^{opt}$  in einem Sample&Hold-Puffer zwischengespeichert und an die Analog-Digital-Konverter (*ADC's*) weitergeleitet.

Für das Signal/Rausch Verhältnis und die Linearität der Verstärkung ist es wichtig, daß das Haltesignal zum Zeitpunkt  $t_{sh}^{opt}$  des Maximums der Shaperantwort gegeben wird. Dieser Zeitpunkt ist durch die Shapingzeit und die Zellkapazitäten auf  $22.6bc$  nach dem Teilchendurchgang festgelegt. Ein „bunch crossing“ ( $1bc$ ) ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Teilchenpaketen im Strahl und entspricht  $96ns$ .

Die Abhängigkeit des digitalisierten Signals von dem Zeitpunkt  $t_{sh}$  der Zwischenspeicherung des Shapersignals wird als *Timing-Kurve* bezeichnet. Sie wurde durch Rekonstruktion kosmischer Myonspuren in dem LAr Kalorimeter in der Form von deponierter

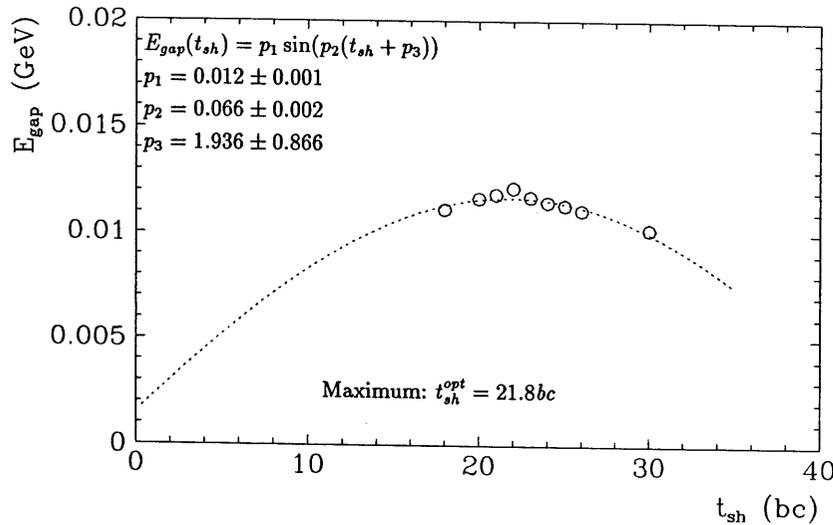


Abbildung 2.5: Timing Kurve [Küs92]

Myonenergie pro Gap analysiert (siehe Abb. 2.5). Das Shapersignal kann angenähert durch eine Sinusfunktion beschrieben werden. Es wurde folgende Parametrisierung an die Timing Kurve angepaßt:

$$E_{gap}(t_{sh}) = p_1 \sin(p_2(t_{sh} + p_3)). \quad (2.1)$$

Die optimale Haltezeit  $t_{sh}^{opt}$  berechnet sich aus den Parametern  $p_1$ ,  $p_2$  und  $p_3$  damit zu  $t_{sh}^{opt} = \pi/(2p_2) - p_3$  und wird in der Tabelle 2.2 für einige Kalorimetermodule aufgeführt. In dem zentralen Barrel-Bereich war die Statistik genügend groß, um die Analyse in einzelne Räder aufzuteilen. In den Stacks *CB1E* und *CB2E* konnten aufgrund der großen Kapazitäten und des daraus resultierenden schlechten Signal/Rausch-Verhältnisses keine verlässlichen Ergebnisse ermittelt werden (vergl. Tab. 2.4, zweite und dritte Spalte). Obwohl die gemessenen Werte für  $t_{sh}^{opt}$  in allen Rädern der zentralen Barrel Region übereinstimmen sollten, beobachtet man Unterschiede bis zu  $1.7bc$ . Die maximale Differenz von  $t_{sh}^{opt}$  zwischen den Daten vom Oktober und November 1991 entspricht mit ca.  $0.5bc$  dem Fehler der angegebenen Werte. Zum Vergleich sind in der vierten Spalte der Tabelle 2.2 aus [Pas92] entnommene Ergebnisse für  $t_{sh}^{opt}$  der kosmischen Daten vom Oktober '91 dargestellt, die aus einer detaillierten Analyse der Form des Shapersignals bestimmt wurden.

Es ist das Ziel der elektronischen Kalibration, für jeden Kanal  $i$  des Kalorimeters eine Funktion  $q_i = f_i(s_d)$  anzugeben, die eine Beziehung zwischen dem digitalisierten Signal  $s_d$  und der in einem Kanal erzeugten Ladung  $q_i$  darstellt. Die Parametrisierungen  $f_i$  können in erster Näherung als linear bezüglich  $s_d$  angenommen werden; nur bei sehr großen Signalen treten Nichtlinearitäten auf, die durch Korrekturen höherer Ordnung in  $s_d$  berücksichtigt werden.

Modul	$t_{sh}^{opt}$ [bc] (Okt. '91)	$t_{sh}^{opt}$ [bc] (Nov. '91)	$t_{sh}^{opt}$ [bc] (Okt. '91)
FBE	$22.43 \pm 0.5$	$23.83 \pm 0.5$	$23.75 \pm 0.15$
FBH	$22.61 \pm 0.5$	$22.77 \pm 0.5$	$23.10 \pm 0.15$
CB1E	—	—	—
CB2E	—	—	—
CB3E	$23.09 \pm 0.5$	$23.04 \pm 0.5$	$23.10 \pm 0.15$
CB1H	$21.48 \pm 0.5$	$21.86 \pm 0.5$	$22.80 \pm 0.15$
CB2H	$21.89 \pm 0.5$	$21.36 \pm 0.5$	$22.74 \pm 0.15$
CB3H	$22.41 \pm 0.5$	$22.47 \pm 0.5$	$23.07 \pm 0.15$

Tabelle 2.2: Aus der Parametrisierung (2.1) bestimmte optimale Haltezeit  $t_{sh}^{opt}$  des Shapersignals für kosmische Daten; die Werte der rechten Spalte sind [Pas92] entnommen

Bei H1 benutzt man zwei Verfahren, um die Funktionen  $f_i$  zu bestimmen. Bei der sogenannten *kalten elektronischen Kalibration* wird eine definierte, auf einem Kondensator gespeicherte Ladung  $Q$  in unmittelbarer Nähe der Auslezellen in den Signalweg eingespeist, während die Ladungsinjektion bei der *warmen elektronischen Kalibration* außerhalb des Kryostaten direkt am Eingang des Vorverstärkers stattfindet. Die zuletzt beschriebene Methode hat den Nachteil, daß sich das Kalibrationssignal aus zwei Anteilen zusammensetzt. Ein Teil des Signals fließt direkt in den Vorverstärker, während der andere erst zum Kalorimeter läuft, dort reflektiert wird und sich am Eingang des Vorverstärkers mit dem ersten Signalanteil überlagert. Dies führt zu einer Verfälschung des Kalibrationssignals. Die warme elektronische Kalibration wird deshalb nur benutzt, wenn ein Kanal nicht „kalt“ kalibriert werden kann.

Derjenige Wert von  $s_d$ , für den die Funktion  $f_i(s_d) = 0$  ist, wird als *Pedestal* des  $i$ -ten Kanals bezeichnet; alle Signale werden relativ zu diesem Wert gemessen, so daß durch Rauschen auch negative Signale vorkommen.

## 2.1.2 Rauschen

Rauschen in elektronischen Systemen ist eine stochastische Überlagerung von Signalen jeder Frequenz und Amplitude. Als Ursachen stehen die Wärmebewegung der Ladungsträger (*thermisches Rauschen*) und die Quantisierung der elektrischen Ladung (*Schrotrauschen*) im Vordergrund.

Bei dem vom Kalorimeter ausgelesenen Signalen unterscheidet man zwischen kohärenten und inkohärenten Rauschanteilen. Kohärentes Rauschen liegt vor, wenn die Signale einzelner Kanäle untereinander korreliert sind, beispielsweise durch unzureichend abgeschirmte Stromzuführungen, die ein  $50Hz$  Signal in die Verstärkerkabel induzieren. Sind die Rauschsignale zwischen den Kanälen nicht korreliert, spricht man von inkohärentem Rauschen; einen Beitrag liefert z.B. das thermische Verstärkerrauschen, dessen Verstärkung durch die Generatorimpedanz und damit durch die Zellkapazität beeinflusst wird.

Ring	$\langle \sigma_r \rangle$	$\langle q \rangle$	$\langle \sigma_r^{Rad} \rangle$	$\langle \sum q_i / \sqrt{N} \rangle$
CB1E	0.0094	-0.001	0.0113	0.004
CB2E	0.0095	0.000	0.0126	0.006
CB3E	0.0058	-0.002	0.0146	-0.001
CB1H	0.0052	-0.001	0.0055	0.009
CB2H	0.0049	0.000	0.0057	0.013
CB3H	0.0041	0.000	0.0064	0.000
FB1E	0.0058	0.002	0.0103	-0.018
FB2E	0.0057	0.001	0.0081	-0.011
FB1H	0.0044	0.000	0.0109	-0.003
FB2H	0.0045	0.000	0.0121	0.004
OF1H	0.0043	0.000	0.0072	-0.007
OF2H	0.0040	0.000	0.0078	-0.012
IF1E	0.0128	0.000	0.0126	0.138
IF2H	0.0032	0.000	0.0074	-0.003

Tabelle 2.3: Kohärentes und inkohärentes Rauschen im Flüssig-Argon Kalorimeter ermittelt aus dem Random Trigger Run 3681 vom April '91 [Mer91]; alle Zahlenangaben haben die Einheit [pC]

Sind die Rauschsignale der Kanäle in dem Kalorimeter voneinander statistisch unabhängig, dann ist die Ladung  $q$  in einem Kanal normalverteilt und die dazugehörige Standardabweichung  $\sigma_r$  identisch mit  $\sigma_r^{Rad}$ , wobei  $\sigma_r^{Rad}$  die Standardabweichung der Summe über alle Kanalladungen in einem Kalorimetermodul dividiert durch die Quadratwurzel der Anzahl  $N$  von Auslesezellen ist. Der Tabelle 2.3 entnimmt man, daß die mittleren Werte  $\langle \sigma_r \rangle$  und  $\langle \sigma_r^{Rad} \rangle$  in den hadronischen Modulen der zentralen Barrel-Region relativ nahe beieinander liegen, während sie sich in den elektromagnetischen Modulen, insbesondere in CB3E, bis um den Faktor 2.5 unterscheiden. Dies deutet auf eine starke Korrelation der Kanäle in den elektromagnetischen Kalorimeterstacks hin.

Die relativ großen mittleren Standardabweichungen  $\langle \sigma_r \rangle$  und  $\langle \sigma_r^{Rad} \rangle$  in IF1E (Lage  $k = 3$ ), sind eine Folge von ca. 256 defekten Kanälen einer ADC Karte, deren Pedestalverteilungen zwei Maxima in der Nähe von  $\langle q \rangle = 0$  und  $\langle q \rangle = 120 fC$  aufweisen, die zu einer effektiven Rauschbreite von  $60 fC$  führen. Dieser Effekt wird in den Kalibrationsdaten nicht beobachtet, in denen die betroffenen Kanäle eine normale Rauschbreite von 3–5 fC besitzen.

Ring	Lagen Nummer $k$				Ring	Lagen Nummer $k$				
	0	1	2	3		0	1	2	3	4
CB1E	2.8	3.0	2.8		CB1H	6.6	6.5	6.3	6.1	
CB2E	2.8	3.1	2.8		CB2H	6.6	6.7	6.1	6.1	
CB3E	4.3	5.0	4.6		CB3H	7.1	7.3	6.7	6.7	
FB1E	5.9	3.9	2.8		FB1H	5.4	4.9	4.5	4.2	3.9
FB2E	8.0	6.8	5.9	3.7	FB2H	7.9	7.6	7.3	7.0	6.3
IF1E	3.9	7.1	9.4	11.8	IF2H	8.0	8.0	8.8	8.8	13.1
					OF1H	8.2	7.6			
					OF2H	5.9	6.2	6.4	7.9	6.7

Tabelle 2.4: Signal/Rausch Verhältnis für Myonen in den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterbereichen

## 2.2 Der Zentral-Detektor

### 2.2.1 Aufbau der zentralen Spurenkammer

Der zentrale Spurendetektor besteht aus einem System sechs unabhängiger Kammern und kann Teilchenspuren in einem Winkelbereich von  $25^\circ < \Theta < 160^\circ$  nachweisen. Ein Querschnitt senkrecht zur Strahlachse ist in Bild 2.6 gezeigt. Die innere (CIZ) und äußere (COZ) z-Kammer werden für eine genaue Bestimmung der z-Komponente (Koordinate in Protonenstrahlrichtung) einer Teilchenspur verwendet. Ein schnelles Triggersignal liefert die innere (CIP) und äußere (COP) Vieldraht-Proportionalkammer. Die beiden Jetkammern (CJC1) und (CJC2) erfüllen die Aufgabe, einzelne Spuren mit hoher Genauigkeit in der  $r/\phi$ -Ebene zu rekonstruieren.

Die CJC1 besteht aus 30, die CJC2 aus 60 gleichartigen Driftzellen, die mit jeweils 24 bzw. 32 Signaldrähten bestückt sind. Weitere 50 bzw. 60 Kathodendrähte pro Zelle sorgen für ein möglichst homogenes Driftfeld, während an den Zellgrenzen zu benachbarten Kammern jeweils 9 Felddrähte der Kompensation von Feldinhomogenitäten dienen. In den Kammern sind die Signaldrahtebenen um  $30^\circ$  gegen die radiale Richtung geneigt, was folgende Vorteile gegenüber der rein radialen Anordnung aufweist (siehe Abb. 2.6):

- (i) Mikroskopisch gesehen bewegen sich die Elektronen in dem von der Solenoidspule erzeugten Magnetfeld auf Kreisbahnen, während sie sich durch Stöße mit den Gasatomen makroskopisch unter einem konstanten Winkel (*Lorentzwinkel*) relativ zum Driftfeld bewegen. Um eine möglichst gute Ortsauflösung der Driftkammer zu erreichen, sollte die Driftrichtung der Elektronen senkrecht auf der Teilchenspur stehen. Dies wurde, zumindest für hochenergetische Teilchen, durch eine Neigung der Signaldrahtebenen um den Winkel von  $30^\circ$  erreicht.
- (ii) Als Meßgröße steht in Driftkammern nur die „vorzeichenlose“ Driftzeit zur Verfügung, aus der sich der senkrechte Abstand der Spur vom Signaldraht ergibt, jedoch fehlt die Richtungsinformation. Aus diesem Grund gibt es für jede Driftzelle zwei mögliche Spuren (*Rechts-Links-Ambiguität*). Durch das Neigen der Zellen gegenüber der Radialen ist es möglich die falsche Spur (*Spiegelspur*) zu erkennen, da sie sich nicht in der nächsten Zelle fortsetzt und nicht auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Durch eine alternierende, um  $150 \mu m$  versetzte Anordnung der Signaldrähte (*Staggering*), ist es auch bei kurzen Spurstücken möglich, die Spiegelspur zu erkennen und zu verwerfen.
- (iii) Die Spur eines hochenergetischen Teilchens kreuzt mindestens einmal eine Signaldrahtebene in der Driftkammer. Die an dem Draht gemessene Driftzeit ist dann Null, wodurch der Zeitnullpunkt eines HERA-Ereignisses bis auf ca.  $2 ns$  genau bestimmt werden kann. Dies ermöglicht eine Unterscheidung von Spuren aus verschiedenen Ereignissen.
- (iv) Durch die Neigung der Drahtebenen relativ zur radialen Spur eines hochenergetischen Teilchens, erfolgt die Signalentstehung zwischen benachbarten Signaldrähten mit einer Zeitdifferenz von ca.  $100 ns$ . Hierdurch wird das Übersprechen von Signalen auf benachbarte Drähte (*cross-talk*) unterdrückt.

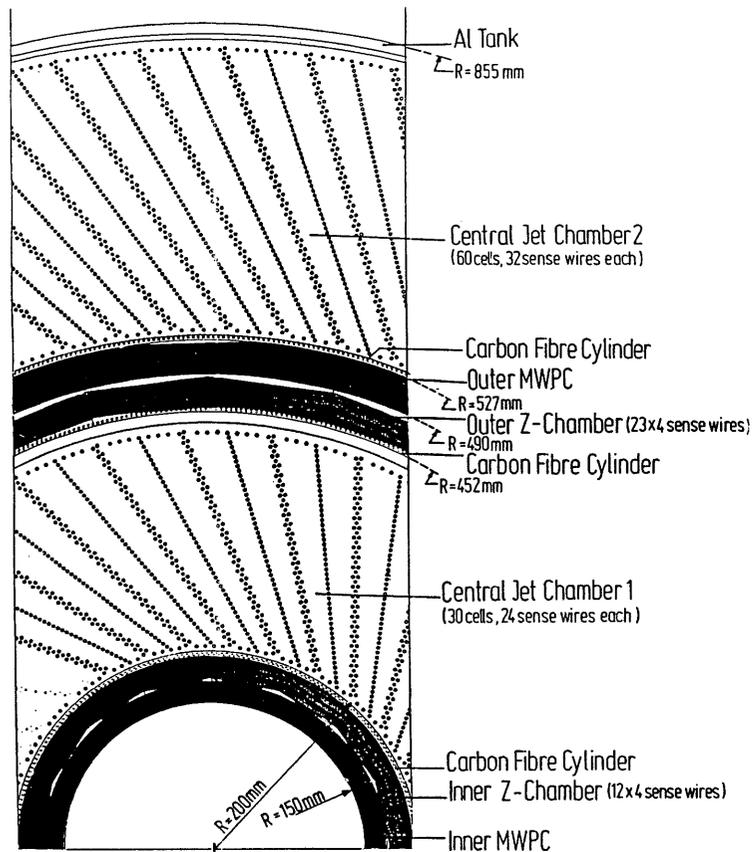


Abbildung 2.6: Querschnitt durch den zentralen Spurendetektor aus [Bue89]

In den Jetkammern sind benachbarte Signaldrähte durch jeweils zwei Potentialdrähte getrennt, wodurch eine bessere Abkopplung des Driftbereichs von dem Gasverstärkungsbereich ermöglicht wird. Durch diese Anordnung konnte die Oberflächenfeldstärke auf den Potential- und Signaldrähten reduziert werden. Damit verringern sich auch die Ablagerungen auf den Drähten, die zu einem vorzeitigen Altern führen, und das Übersprechen konnte um den Faktor zwei verringert werden.

Damit Energie und Richtung der Teilchen beim Durchfliegen der zentralen Spurenkammer möglichst wenig verfälscht werden, sind die Kammerwände der Jetkammern aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) mit einer Dicke von nur  $0.001X_0$  gefertigt.

## 2.3 Der kosmische Trigger

Ein kosmisches Myon kann am sichersten durch die Myonenkammern und den Proportionalkammertrigger erkannt werden, beide liefern sehr schnelle Triggersignale. Die CIP bildet den innersten Teil der zentralen Spurenkammer und besteht aus einer oberen und unteren Halbschale, die die Strahlachse in einem Radius von ca. 15cm und einer Gesamtlänge von 249cm zylindrisch umgeben. Jede Schale unterteilt sich in zwei mit Pads bestückte Lagen, wobei nur Signale der Kathodenpads ausgelesen werden.

Der CIP-4 Trigger verlangt vier getroffene Pads, jeweils eines in jeder Lage der oberen und unteren Halbschale und besitzt eine typische kosmische Rate von 20Hz. Er ist ein effizienter kosmischer Trigger insbesondere für den zentralen Barrel Bereich des LAr Kalorimeters (siehe Abb. 2.7 und Abb. 2.8). Die Analysen dieser Arbeit beschränken sich sowohl in der Simulation als auch in den gemessenen kosmischen Daten auf den CIP-4 Trigger.

Der CIP-2 Trigger verlangt nur zwei angesprochene Pads und wird aufgrund seiner hohen Ansprechwahrscheinlichkeit auf Rauschen für kosmische Analysen nur in Koinzidenz mit dem Trigger „ $EC_{tot} = 1$ “ benutzt. Letzterer spricht auf Myonen an, die im nördlichen EndCap des instrumentierten Eisensystems eine Spur erzeugt haben. Diese Triggerkombination bevölkert vorwiegend den vorderen Bereich des LAr Kalorimeters.

Der Trigger ScBoOr (Szintillator Bottom Or) besteht aus Szintillatoren, die sich auf dem Boden unterhalb des Detektors befinden und der Trigger (Oct 5/6 + z) wird aus den oberen Oktanten 5 und 6 des Myonsystems gebildet.

Die prozentuale Ansprechwahrscheinlichkeit einiger Triggerkombinationen sind für verschiedene Runs der November '91 Daten in der Tabelle 2.5 aufgeführt.

Bit #	Run 10354	Run 10377	Run 10510	Run 10514	Run 10637	Run 10655	Run 10672	Run 10724	Trigger Information
1	21	25	24	3	5	5	30	19	CIP-4 (10-fach Skaliert)
2	9	12	8	2	-	-	8	9	CIP-4 * ScBoOr
4	5	6	5	-	-	-	6	6	( $EC_{tot} = 1$ ) * CIP-2
26	7	6	5	-	-	-	6	7	(Oct 5/6 + z) * CIP-4

Tabelle 2.5: Relative Häufigkeit in Prozent einiger Triggerbits aus verschiedenen Runs vom November '91; das Zeichen „\*“ kennzeichnet Triggerkoinzidenzen

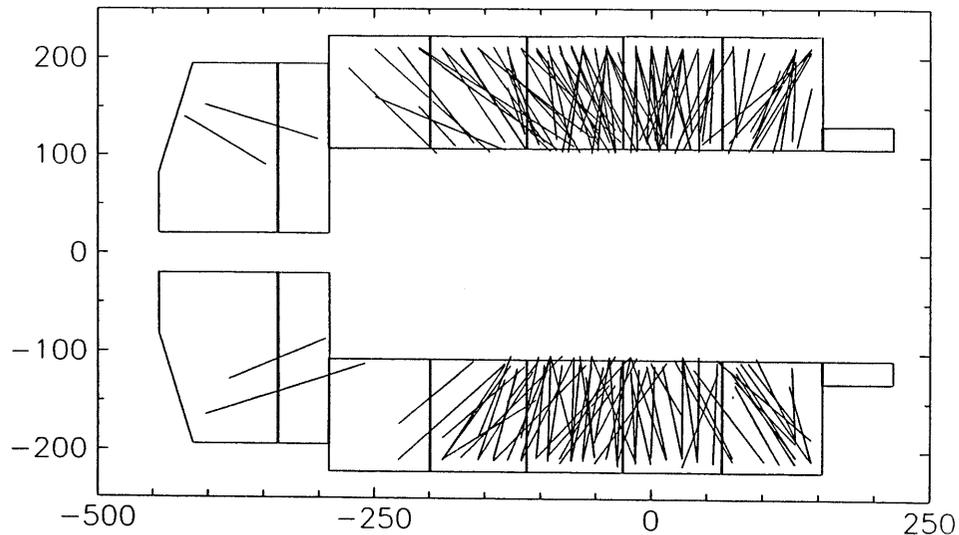


Abbildung 2.7: Graphische Darstellung von Myonenspuren mit CIP-4 Trigger

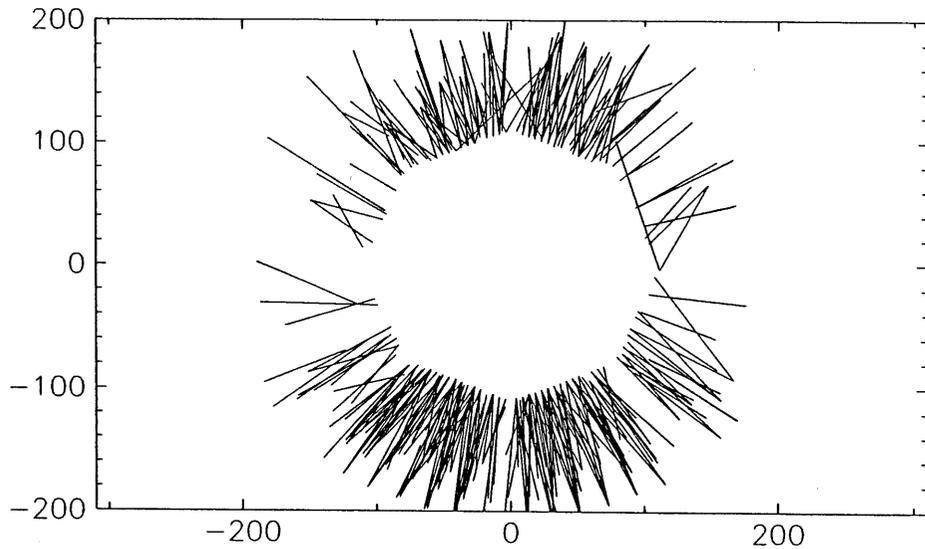


Abbildung 2.8: CIP-4 getriggerte Myonenspuren in den Oktanten der zentralen Barrel Region. Man sieht eine relativ große Population in den oberen und unteren Oktanten, die durch die kosmische Zenitwinkelverteilung bedingt ist

## Kapitel 3

### Rekonstruktion des Myonsignals

Die in dem H1 Detektor aufgezeichneten bzw. für den H1 Detektor simulierten Myonereignisse wurden mit dem Programm *HIREC* rekonstruiert, das ein Bestandteil der Standardsoftware des H1 Experiments ist. Die folgenden Abschnitte behandeln diejenigen Module der Kalorimeterrekonstruktion, die für die Analyse des Myonsignals im Argon benutzt wurden.

#### 3.1 Rekonstruktion auf Zellebene

Die Ausgabedaten der Simulation sind die vom Myon im Argon deponierten Energien  $E_{vis}$ . Die Rohdaten realer kosmischer Myonen stehen, nach der elektronischen Kalibration am Ausgang der DSP's, in Ladungen  $Q$  zur Verfügung. Simulations- und Rohdaten werden von dem Modul *ASCALE* verarbeitet, das als Ausgabe die Energien der Kalorimeterzellen auf der idealen elektromagnetischen Skala ( $E_0$ ) bereitstellt [Küs91a]. Die ideale elektromagnetische Skala entspricht derjenigen Energie  $E_0$ , die ein Elektronenschauer im Mittel in einem Kalorimeterstack deponiert, wenn die Ladung  $Q$  gemessen wird.

Zur Unterdrückung des Rauschens auf Zellebene gibt es eine globale  $n_g$  und eine topologische Schwelle  $n_t$ . Besitzt eine Zelle ein Signal das größer ist als  $n_g \sigma_r$  bleibt sie für die weitere Rekonstruktion erhalten ( $\sigma_r$  wurde in Abschnitt 2.1.2 definiert). Die topologische Schwelle überlebt diese Zelle nur, wenn sie selbst oder einer ihrer direkten Nachbarn den Signalwert  $n_t \sigma_r$  überschreitet.

Die zur Rekonstruktion von Myonen benutzten Schwellen sind  $n_g = 2$  und  $n_t = 3$ ; der Einfluß dieser Werte auf die Kalibration wird in dem Analysekapitel untersucht. Der Tabelle 2.4 entnimmt man, daß das Signal/Rausch Verhältnis in den Stacks CB1E und CB2E etwa 3 und in CB3E, aufgrund der niedrigeren Zellkapazitäten und des damit verminderten Rauschens, den etwas größeren Wert von ca. 4.5 besitzt. Dies bedeutet, daß die Rauschschwelle in den elektromagnetischen Kalorimetermodulen in der Größenordnung des Myonsignals liegen. Die mittlere Anzahl von gefundenen Kanälen pro Ereignis beträgt bei einer Schwelle der DSP's von  $1.5\sigma_r$  ca. 6500 im gesamten LAr Kalorimeter, von denen nur ca. 300 die oben genannten Rauschschwelle überleben.

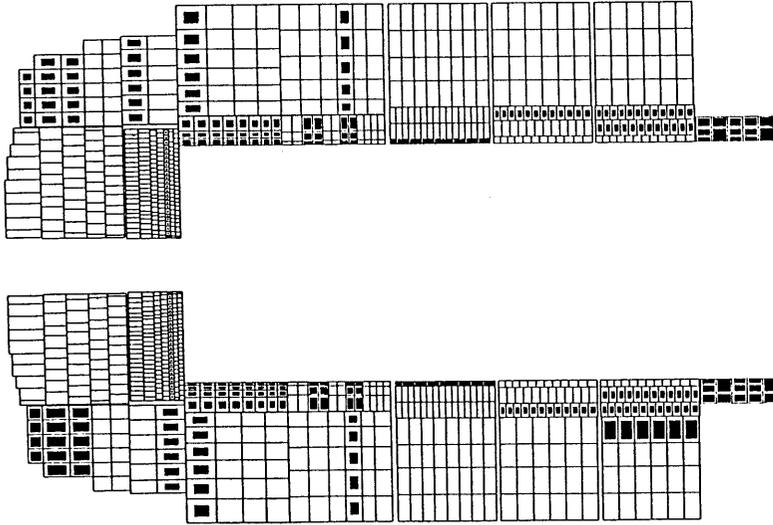


Abbildung 3.1: Graphische Darstellung der von Hochspannungsproblemen betroffenen Kalorimeterbereiche in den Oktanten 1 und 5 der Daten vom April '91; der schwarze Flächeninhalt innerhalb einer Zelle entspricht dem über  $\phi$  gemittelten Bruchteil toter Gaps eines Auslesekanals [Küs91b].

### 3.1.1 Behandlung von H1 Daten

Verunreinigungen im Argon können zu Kurzschlüssen im Gap einer Auslesezone führen. Da Hochspannungsleitungen mehrere Module gleichzeitig versorgen, sind von den Kurzschlüssen immer ganze Kalorimeterbereiche betroffen. In den kosmischen Runs vom April '91 konnten aus diesem Grund ca. 10% aller elektronischen Auslesekanäle nicht betrieben werden. Dies wurde in der Analyse durch Korrekturparameter  $c_{HV}^{mkl}$  berücksichtigt, die dem Bruchteil an geerdeten (toten) Gaps in einer Lage  $k$  entsprechen;  $m$ ,  $n$  und  $l$  kennzeichnen den jeweiligen Stack (vergl. Abb. 2.2).

Die Konversion von Ladungen auf die ideale elektromagnetische Skala (E0) erfolgt durch zwei Kalibrationskonstanten, die aus den gemessenen Elektronensignalen in den elektromagnetischen Stacks aus H1-Testdaten am CERN bestimmt wurden (siehe [Loc92, Gay91]). Für den zentralen Barrel Bereich des H1 Kalorimeters lauten sie [Lap92]:

$$c_{EtoE}^{m0} = 3.58 \pm 0.11 \frac{GeV}{pC} \quad \text{und} \quad c_{QtoE}^{m1} = 7.58 \pm 0.30 \frac{GeV}{pC} \quad (3.1)$$

mit der Radnummer  $m = 1, 2$  und  $3$ ,

wobei die Werte  $c_{QtoE}^{m1}$  für die hadronischen Stacks durch Simulationsrechnungen übertragen wurden und EGS-4 Korrekturen enthalten. Durch die Gleichung

$$E_{E0}^{Zelle} = c_{QtoE}^{mn} \cdot \frac{Q_{gem}^{Zelle}}{1 - c_{HV}^{mkl}}, \quad (3.2)$$

wird die in einer Auslesezone gemessene Ladung  $Q_{gem}^{Zelle}$ , unter Berücksichtigung der Hochspannungskorrektur, in die Energie  $E_{E0}^{Zelle}$  der Zelle auf der E0 Skala transferiert.

### 3.1.2 Behandlung simulierter Daten

Um die im Monte Carlo erzeugten Myonenereignisse (siehe Anhang) mit den gemessenen Daten vergleichen zu können, werden der Simulation Rauschereignisse ohne Myonen (leere Ereignisse) aus sogenannten „Random Trigger Runs“ ohne Nullpunktsunterdrückung auf der Ebene von Zellen hinzuaddiert. Da diese Ereignisse aus derselben Zeitperiode stammen, in der auch die kosmischen Myonendaten genommen wurden, hat man in der Simulation eine realistische, den H1 Daten vergleichbare, Rauschverteilung in dem Kalorimeter. Insbesondere erhalten tote elektronische Kanäle ebenfalls in der Simulation kein Signal.

Die in den Daten vom April '91 aufgetretenen Hochspannungseffekte können auch im Monte Carlo simuliert werden. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die Myonen ohne Verlust durch Hochspannungsprobleme simuliert wurden und demnach nur das Rauschen um den Faktor  $(1 - c_{HV}^{mkl})^{-1}$  erhöht werden muß. Die in dem aktiven Bereich einer Zelle deponierte Energie  $E_{vis}^{Zelle}$  ergibt sich unter Berücksichtigung dieser Korrektur zu

$$E_{vis}^{Zelle} = E_{\mu,vis}^{Zelle} + \frac{c_{QtoE}^{mn} \cdot Q_{Rausch}^{Zelle}}{c_{EtoE}^{mn} \cdot (1 - c_{HV}^{mkl})}, \quad (3.3)$$

wobei  $Q_{Rausch}^{Zelle}$  die Rauschladung in einer Zelle und  $E_{\mu,vis}^{Zelle}$  die vom Myon in der Argonschicht deponierte Energie darstellt. Die idealen Monte Carlo Skalenfaktoren  $c_{EtoE}^{mn}$  wurden aus der Simulation von Elektronen in den jeweiligen Kalorimeterstacks ermittelt und hängen von der Granularität der Detektorbeschreibung, den benutzten Prozeßverfolgungsschwellen und der Version des Simulationsprogrammes ab. Sie sind für den zentralen Barrel-Bereich in Tabelle 3.1 aufgeführt.

	CB1 (m=1)	CB2 (m=2)	CB3 (m=3)
CBE: $c_{EtoE}^{m0}$	$13.29 \pm 0.04$	$12.68 \pm 0.03$	$12.91 \pm 0.03$
CBH: $c_{EtoE}^{m1}$	$28.45 \pm 0.15$	$27.14 \pm 0.12$	$27.71 \pm 0.13$

Tabelle 3.1: Konstanten der idealen elektromagnetischen Monte Carlo Skala in dem zentralen Barrel Bereich des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters

Die von einem Myon in einer Auslesezone deponierte Energie auf der E0 Skala ist dann durch

$$E_{E0}^{Zelle} = c_{EtoE}^{mn} \cdot E_{vis}^{Zelle}, \quad (3.4)$$

gegeben, man beachte daß unter Hinzunahme von Rauschen beide Skalenfaktoren ( $c_{EtoE}^{mn}$  und  $c_{QtoE}^{m1}$ ) benötigt werden (vergl. Gl. (3.3)).

## 3.2 Der Cluster Algorithmus

Unter einem Cluster versteht man eine geometrisch zusammengehörende Menge von Auslesezellen. Im Idealfall sind die von einem Myon im Kalorimeter getroffenen Zellen ausschließlich in einem einzigen Cluster enthalten, jedoch wird dieser Idealfall durch Rauschen in der Elektronik und durch den Durchgang von Myonen über Stackgrenzen hinaus meistens nicht erreicht. Der in dem zweiten Modul der Kalorimeterrekonstruktion *ACLUST* enthaltene Clusteralgorithmus gliedert sich in zwei Schritte [Gör91]:

### 2D Clustering

In dem zweidimensionalen Clustering werden in jeder longitudinalen Sektion ( $k$ -te Lage) eines Stacks geometrisch benachbarte Zellen, sofern sie ein Signal enthalten, zu lokalen (Start-)Clustern zusammengefaßt. Letztere unterteilt man auf der Basis von Minima und Maxima der korrespondierenden Ladungsverteilungen in die sogenannten 2D Cluster.

### 3D Clustering

In diesem Schritt werden die zweidimensionalen Cluster, erst innerhalb der Stacks und letztendlich auch über die Cracks hinaus zu den endgültigen „räumlichen“ 3D Clustern verbunden. Das Konzept basiert darauf, zuerst Cluster entlang der heißen Straßen (*Main Chains*), d.h. der Kette der energetischsten, aufeinanderfolgenden Cluster in einem Stack zusammenzufügen. Für jedes Paar von Clustern wird der Überlapp in  $\theta$  und  $\phi$  berechnet, der über die Zugehörigkeit eines 2D Clusters zu einer Main Chain entscheidet.

In der vorliegenden Analyse wurden die Energie- und Überlappungsschwellen den von Myonen erzeugten schwachen Signalen angepaßt, d.h. die Cuts wurden gegenüber denen der Standardrekonstruktion erniedrigt. Pro Myonereignis werden im Kalorimeter ca. 80 Cluster gefunden, von denen fast alle ausschließlich Rauschsignale enthalten. Der folgende Abschnitt behandelt die verwendeten Selektionskriterien, um reine Rauschcluster von den Myonclustern zu trennen.

## 3.3 Cluster Selektionskriterien

Das wichtigste Kriterium für die Identifikation von Myonen im Rahmen der Cluster-Methode ist ihre Eigenschaft, viele aufeinanderfolgende Lagen des Flüssig-Argon Kalorimeters durchdringen zu können. Um Myoncluster von der dominierenden Anzahl von Rauschclustern zu unterscheiden, wurden in der zentralen Barrel-Region folgende Selektionskriterien verwendet:

1. Ein Cluster muß mindestens vier aufeinanderfolgende Lagen besitzen und davon mindestens eine im elektromagnetischen und mindestens zwei im hadronischen Kalorimeterstack.

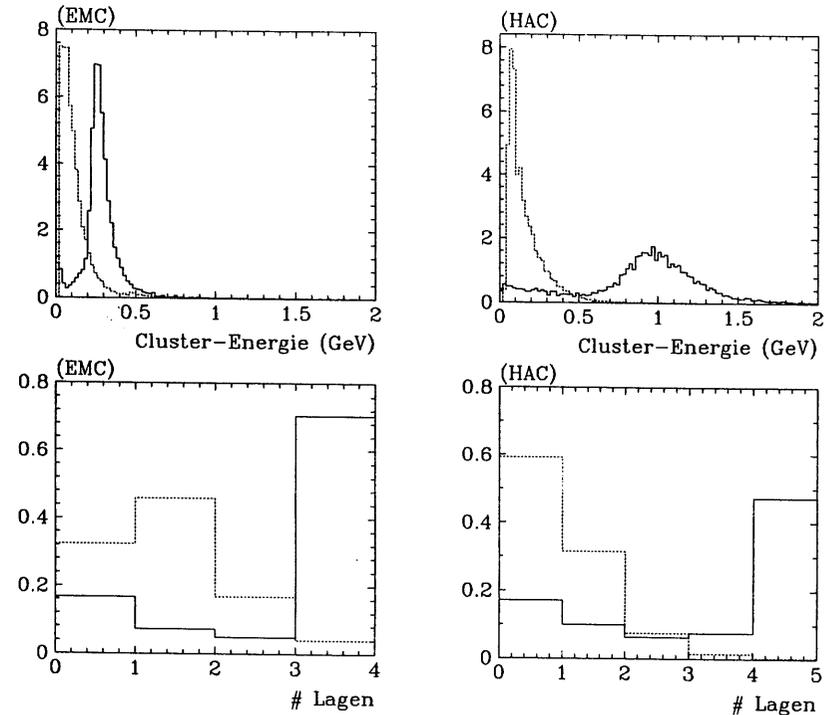


Abbildung 3.2: Normierte Häufigkeitsverteilungen der Energie (oben) und der Anzahl aufeinanderfolgender Lagen (unten) von Clustern vor der Selektion in den elektromagnetischen (EMC) und hadronischen (HAC) Kalorimeterstacks der zentralen Barrel-Region; dargestellt sind Rauschereignisse (···) und simulierte Myonen ohne Überlagerung mit Rauschereignissen (—)

2. Die Clusterachse kann ohne Hinzunahme des H1-Vertex bestimmt werden. Sie ergibt sich aus einer Anpassung einer Geraden an alle energiegewichteten Auslesezellen in dem Cluster.
3. Als Absicherung gegenüber Myonschauern, in denen die Energiedeposition in dem Kalorimeter nicht mehr allein durch Ionisation des Argons durch das Myon erfolgt, werden nachstehende obere Grenzen für die Clusterenergie festgelegt:

$$E_{Cluster}^{EMC} < 0.8 \text{ GeV}$$

$$E_{Cluster}^{HAC} < 1.8 \text{ GeV}$$

Abb. 3.2 zeigt einen Vergleich zwischen der Anzahl aufeinanderfolgender Lagen eines Clusters für simulierte Myonen und reine Rauschereignisse in den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterstacks vor der Selektion. Man erkennt, daß Rauschcluster überwiegend nur aus 1-2 Lagen bestehen, so daß der „Lagencut“ (mindestens vier aufeinanderfolgende Lagen) die effizienteste Methode darstellt, um Rauschcluster zu verwerfen. Fordert man fünf oder mehr Lagen für ein akzeptiertes Myoncluster, hat dies eine starke Verringerung der Anzahl gefundener Myonen zufolge, ohne einen wesentlichen Gewinn an „Reinheit des Myonsignals“.

Der in Abb. 3.2 sichtbare Anstieg gefundener Cluster bei niedrigeren Energien entsteht durch Abspalten kleinerer Cluster von dem Myoncluster, verursacht beispielsweise durch einen Signalverlust in „toten“ Kanälen einer Lage.

In der Simulation enthält jedes Ereignis genau ein generiertes Myon. Mit den oben genannten Selektionskriterien wird in diesen Ereignissen mit (ohne) Rauschen in 68% (90%) aller Ereignisse mindestens ein Myoncluster identifiziert. Der entsprechende Wert für die gemessenen Daten ist mit 64% etwas geringer, da einige Ereignisse trotz CIP-Triggers nur Rauschen enthalten. Die mittlere Anzahl von akzeptierten Myonclustern pro getriggertem Ereignis beträgt in der zentralen Barrel Region ca. 1.4. Für einen idealen Clusteralgorithmus würde man zwei akzeptierte Myoncluster erwarten, jeweils einen in der oberen und unteren Hälfte des Detektors.

### 3.4 Rekonstruktion der Myonspur

In den selektierten Myonclustern wird, in der durch das Modul *AMUFND* ausgeführten Spurrekonstruktion [Bin91], entlang der Clusterachse innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 10cm in dem elektromagnetischen und 20cm im hadronischen Teil des Kalorimeters nach der energetischsten (heißesten) Zelle in jeder Lage gesucht. Die Summe der Ladungen dieser und der sie geometrisch umgebenden acht Nachbarzellen mit Signal wird dann als die vom Myon in der Lage *k* erzeugte (Signal-)Ladung  $Q_k^{mnl}$  angenommen, wobei das Zahlentripel *m*, *n* und *l* den jeweiligen Stack kennzeichnet.

Im Mittel sind an der Signalbildung in einer Lage ca. 1.7 Zellen beteiligt. Liegt die heißeste Zelle an einer Stackgrenze, besteht die Möglichkeit, daß ein Großteil des Signals in den inaktiven Kalorimeterbereichen deponiert wurde, und die dazugehörige Lage wird verworfen. Die vom Myon im Kalorimeter hinterlassene Spur wird durch Anpassen einer Geraden an die mit der Zellenergie gewichteten Orte der aufgesammelten Zellen bestimmt.

### 3.5 Korrekturen

Neben der im Abschnitt 3.1.1 besprochenen Hochspannungskorrektur gibt es eine weitere Korrektur für die Effizienz der gesammelten Ladung. Sie wird erst im Analysekapitel beschrieben.

### Winkelkorrektur

Diese Korrektur berücksichtigt, daß ein schräg auf die Absorberlagen treffendes Myon ein größeres Signal im Gap einer Auslesezone erzeugt als ein senkrecht einfallendes. Es sei  $\theta$  der eingeschlossene Winkel zwischen der Myonspur und der Flächennormalen der vom Myon durchquerten Absorberplatte. Dann ist die korrigierte Ladung  $Q_k^{mnl}$  in der Lage *k* durch

$$Q_k^{mnl} = Q_u^{mnl} \cdot \cos \theta \quad (3.5)$$

gegeben, wobei  $Q_u^{mnl}$  die in derselben Lage gemessene unkorrigierte Ladung darstellt. Abb. 3.3 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Korrekturfaktoren  $\cos \theta$  für gemessene und simulierte Daten. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Winkelverteilung für simulierte und reale Myonen.

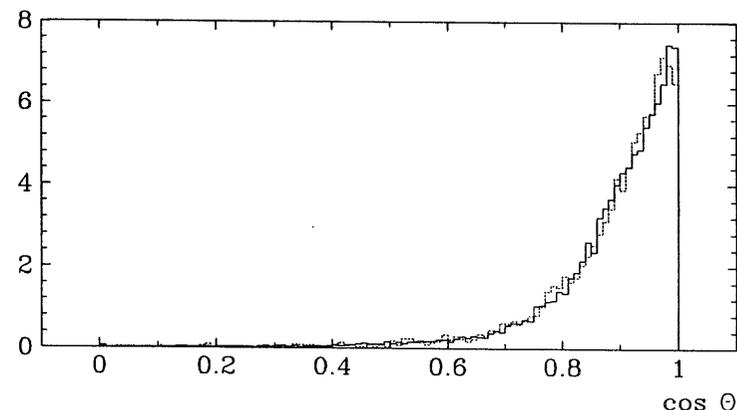


Abbildung 3.3: Häufigkeitsverteilung der Winkelkorrekturfaktoren für gemessene (—) und simulierte (···) Daten in der zentralen Barrel-Region

### Korrekturen auf Zellebene

Durch elektronische Defekte zeigen einige Kanäle des Flüssig-Argon Kalorimeters ein anomales Verhalten in der Datenanalyse. Befindet sich ein defekter Kanal in der geometrischen Nachbarschaft der energetischsten Zelle in einer Lage, wird das dazugehörige Signal in der Lage für die weitere Analyse verworfen. Defekte Kanäle werden in folgende Kategorien unterteilt:

- **Tote Kanäle** haben grundsätzlich kein Signal und werden schon in der elektronischen Signalverarbeitung erkannt und auf den Signalwert Null gesetzt. Im April '91 wurden 542 Kanäle als tot markiert. Durch eine erhöhte Anzahl von Spannungsversorgungsleitungen des LAr Kalorimeters und der Verwendung einer „warmen“

elektronischen Kalibration für diejenigen Kanäle die nicht „kalt“ kalibriert werden konnten, reduzierte sich die Anzahl toter Kanäle im November '91 auf 60.

- Ein Kanal wird aufgrund seines überhöhten Rauschens als **rauschend** markiert, wenn sein  $\sigma_r$  (siehe Abschnitt 2.1.2) den Wert von  $20fC$  übersteigt (typisch ist  $\sigma_r \approx 5fC$ ). Die Anzahl dieser Kanäle hat sich von 257 im April '91 auf ca. 300 im November '91 erhöht, wobei betroffene Kanäle am häufigsten in den IF1E Stacks zu finden sind. Viele dieser IF1E Kanäle zeigen Pedestalverschiebungen zwischen 0 und  $120fC$  mit einem Mittelwert von  $60fC$  und werden damit als „rauschend“ gekennzeichnet, weisen aber auf andere elektronische Probleme hin.
- Falls sich das Signal einer Zelle in mehr als 15% aller Rauschereignisse oberhalb der Schwelle  $3\sigma_r$  befindet, wird sie als **heiß** gekennzeichnet. In den gemessenen kosmischen Daten vom November '91 wurden 87 heiße Kanäle gefunden, während in dem zeitlich dazugehörenden Random Trigger Run nur drei Kanäle identifiziert werden konnten.

### Korrekturen zur idealen elektromagnetischen Skala

Unter Benutzung der idealen Monte Carlo Skalenfaktoren  $c_{EtoE}^{mn}$  (Tab. (3.1)) und den im Elektronstrahl bei CERN gemessenen elektromagnetischen Skalenfaktoren  $c_{QtoE}^{mn}$  (Gl. (3.1)), wurde das Signal von simulierten Myonen mit dem Myonsignal aus CERN Testdaten für die Energien 5, 30 und  $170GeV$  in den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermodulen der IF Stacks verglichen. Die Analyse basierte auf den entlang der Einschubrichtung aufgesammelten Zell-Ladungen. Das Verhältnis von Daten- und Simulationssignalen wurde zu

$$c_{E0} = \frac{s_{Daten}^{\mu}}{s_{MC}^{\mu}} = 0.925 \pm 0.016 \quad (3.6)$$

ermittelt [Gay92]; man erkennt, daß das gemessene Signal ca. 7.5% unterhalb der Monte Carlo Vorhersage liegt. Die Fehlerangaben setzen sich aus einem statistischen und einem systematischen Beitrag zusammen, wobei letzterer durch Variieren der Anzahl aufgesamelter Zellen entlang der Einschubrichtung abgeschätzt wurde.

Die Gleichung (3.6) hat zur Folge, daß das Signal/Rausch Verhältnis in der Simulation größer ist als in den gemessenen Daten. Deshalb werden im Monte Carlo mehr Zellen die in Abschnitt 3.1 beschriebenen Rauschschwellen überleben als in den kosmischen Daten. Um eine Übereinstimmung des Signal/Rausch Verhältnisses und der Anzahl von akzeptierten Zellen pro Ereignis in der Simulation und den H1 Daten zu erreichen, wurden die Simulationssignale auf der Ebene von Zellen um 7.5% reduziert. Erst durch diese Korrektur wird es ermöglicht, die aus der Myonanalyse gewonnenen Kalibrationskonstanten mit denen der Elektronkalibration für H1 zu vergleichen.

### 3.6 Rekonstruktion des Myonsignals

Der graphischen Darstellung der Myonenspuren in Abb. 2.8 entnimmt man, daß die oberen ( $l = 1, 2$ ) und unteren ( $l = 5, 6$ ) Oktanten die größte Population an Myonclustern besitzen. Die seitlichen Oktanten enthalten fast nur Rauschcluster und besitzen eine dementsprechend geringe Anzahl gefundener Myonen. Aus diesem Grund beschränkt sich die Analyse dieser Arbeit auf die Oktanten  $l = 1, 2, 5$  und 6.

Eine weitere Einschränkung des analysierten Bereichs ergibt sich aus der Forderung nach möglichst kleinen Winkelkorrekturen zu dem Myonsignal, was gleichbedeutend mit möglichst senkrecht auf die Absorberplatten treffenden Myonen ist. Diese Forderung trifft für CIP-4 getriggerte Myonen nur auf die zentrale Barrel Region (CB) zu, deren Absorberplatten parallel zur Strahlachse angeordnet sind.

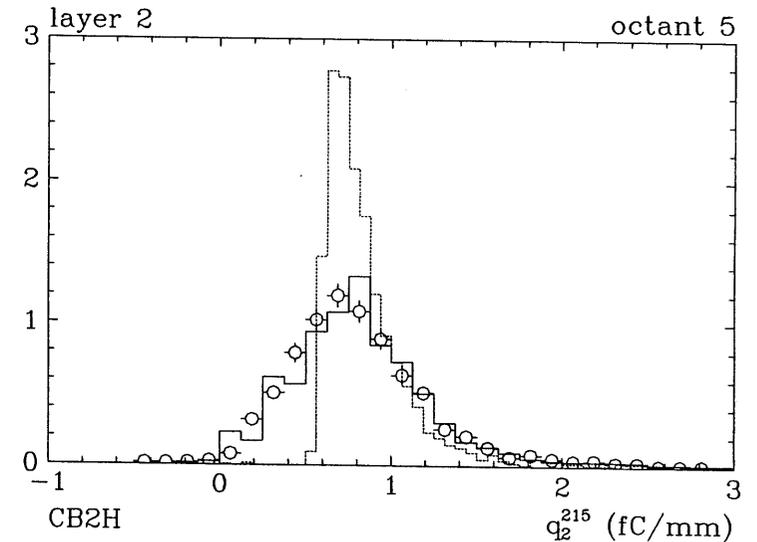


Abbildung 3.4: Normierte Häufigkeitsverteilung der Größe  $q_2^{215}$  simulierter Myonen ohne Rauschen ( $\cdots$ ) und mit Rauschen ( $—$ ) in der Lage  $k = 2$  des Oktanten  $l = 5$  des CB2H Stacks. Zum Vergleich das gemessene Spektrum in der gleichen Lage ermittelt aus den Daten ( $\circ \circ \circ$ ) vom November 1991.

Die Analysemethode basiert auf der Größe  $Q_{k,(i)}^{mnl} / (d_{gap}^{mn} \cdot N_{gap}^{mnl})$ , die die in einer Lage  $k$  erzeugte Ladung  $Q_{k,(i)}^{mnl}$  pro Gapdicke  $d_{gap}^{mn}$  darstellt, wobei die Anzahl der Gaps in einem Kanal dieser Lage durch  $N_{gap}^{mnl}$  gegeben ist und der Index  $i$  für das  $i$ -te analysierte Ereignis steht. Ein Vergleich dieser Größe für simulierte und gemessene Daten ist in Abb. 3.4 gezeigt. Während das Monte Carlo Spektrum ohne Überlagerung von Rauschereignissen die Form einer Landauverteilung besitzt, sind die Spektren der gemessenen Daten und

der Simulation mit Rauschen durch das Aufsammeln von reinen Rauschzellen entlang der Myonspur stark verbreitert.

Das von kosmischen Myonen in einer durch  $m, n, l$  und  $k$  gegebenen Lage erzeugte Signal  $s_k^{mnl}$  wird als Mittelwert der Verteilung der Größe  $Q_{k,(i)}^{mnl} / (d_{gap}^{mn} N_{gap}^{mnl})$  definiert, wobei Werte oberhalb von  $3fC/mm$  nicht berücksichtigt werden — es handelt sich demnach um eine Mittelwertbildung mit oberer Grenze. Analytisch kann dies durch

$$s_k^{mnl} = \frac{1}{N_E} \cdot \sum_{\substack{i=1 \\ q_{k,(i)}^{mnl} < 3 \frac{fC}{mm}}}^{N_E} q_{k,(i)}^{mnl} \quad \text{mit} \quad q_{k,(i)}^{mnl} = Q_{k,(i)}^{mnl} / (d_{gap}^{mn} N_{gap}^{mnl}) \quad (3.7)$$

ausgedrückt werden, wobei  $N_E$  die Anzahl der akzeptierten Ereignisse ist.

### 3.7 Effizienz und Grenzen der verwendeten Rekonstruktionsmethode

Eine Aussage über die Effizienz und Grenzen der Rekonstruktionsmethode kann nur in der Simulation gewonnen werden, da nur in diesem Fall bekannt ist, in welchen Zellen Ladung vom Myon erzeugt worden ist. Man kann folgende Fälle beobachten, die zu einer Signalverfälschung führen:

- (i) Durch Fehlidentifikation kann ein nur Rauschsignale enthaltendes Cluster fälschlich als Myoncluster akzeptiert werden. Durch Anwenden der Rekonstruktionsmethode auf reine Rauschereignisse ergibt sich, daß in 3% dieser Ereignisse ein Myoncluster gefunden wird. Diese Cluster enthalten bis zu sechs Lagen, so daß sie allein durch die Information über die Anzahl aufeinanderfolgender Lagen nicht von den „echten“ Myonclustern unterschieden werden können.
- (ii) Erstreckt sich ein Myoncluster über eine Stackgrenze hinaus, so kann es vorkommen, daß das Myon in einer Lage des Clusters überhaupt kein Signal erzeugt hat. Auch in dieser Lage wird von dem Rekonstruktionsalgorithmus nach der energiereichsten Zelle gesucht, die folglich kein Myonsignal enthalten kann und so zu einer Signalverfälschung führt.
- (iii) Ist die Spur eines niederenergetischen Myons stark gekrümmt, kann es bei dem Anpassen der Clusterachse an die energiegewichteten Orte der Zellen im Cluster dazu kommen, daß ein Teil des Signals verloren geht, da die Clusterachse die Krümmung der Spur nicht mitverfolgt.

Die genannten Fälle führen dazu, daß im Mittel in ca. 5% aller analysierten Lagen eines Ereignisses das Myonsignal verfehlt wird.

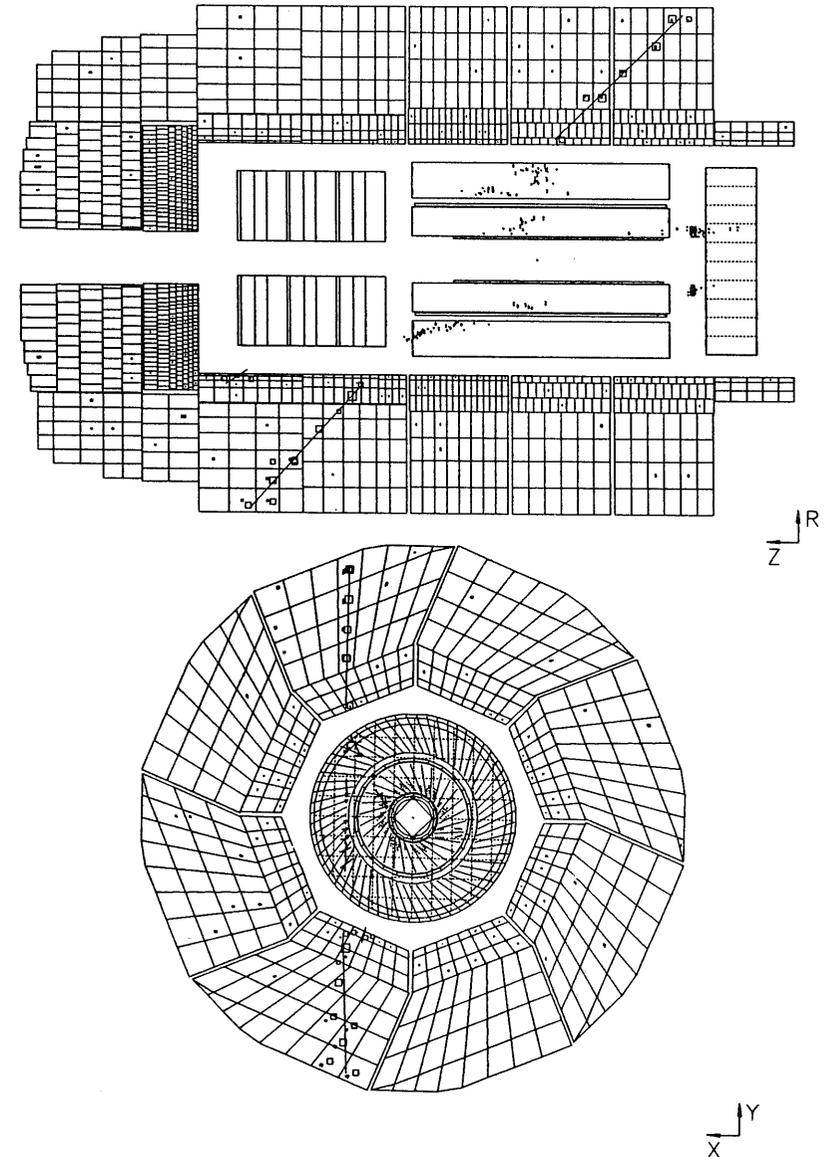


Abbildung 3.5: Rekonstruiertes Myonereignis der Daten vom April '92 in der r-z Projektion (obere Bildhälfte) und im Querschnitt senkrecht zur Strahlachse (untere Bildhälfte)

# Kapitel 4

## Datenanalyse zur Kalibration

### 4.1 Hochspannungskurven

Um die Abhängigkeit des Signals  $s$  von der an einem Gap angelegten Spannung  $U$  zu messen, ist für die Zeitperioden April '91, November '91 und März '92 die Hochspannung zwischen 150 V und 2500 V variiert worden (vergl. Abb. 4.2). Die Analyse erfolgte auf der Grundlage des mittleren Signals  $\bar{s}_m$  in den hadronischen Stacks der zentralen Barrel-Region, wobei  $\bar{s}_m$  durch

$$\bar{s}_m = \frac{1}{16} \cdot \sum_{l=1,2,5,6} \left( \sum_{k=0,\dots,3} s_k^{ml} \right) \quad \text{mit } n = 1 \quad (4.1)$$

definiert ist. Aufgrund des schlechten Signal/Rausch Verhältnisses in den elektromagnetischen Kalorimetermodulen konnten in diesen keine verlässlichen Ergebnisse ermittelt werden.

#### 4.1.1 Einfluß des Rekonstruktionsalgorithmus

Die im Kapitel 3 beschriebene Methode zur Rekonstruktion des Myonsignals ist abhängig von der Signalthöhe. Dabei zeigt sich, daß das rekonstruierte mittlere Signal stets größer als das reale ist. Bei den Ursachen für diesen Effekt kann man zwischen Zell- und Clusterebene unterscheiden:

Mit abnehmender Spannung  $U$  sinkt die in den Gaps einer Zelle gesammelte Ladung. Das bedeutet, daß bei niedrigeren Spannungen nur Zellen mit einem hinreichend großen Signal die im Abschnitt 3.1 erwähnten Rauschschwellen überleben. Der Clusteralgorithmus besitzt die Eigenschaft, daß eine lokale Gruppe von Zellen um so wahrscheinlicher zu einem Cluster zusammengefügt wird, je größer die in den Zellen deponierte Ladung ist. Dies bedeutet insbesondere, daß bei niedrigeren Spannungen weniger Cluster in dem Kalorimeter gefunden und damit bevorzugt die Myoncluster höherer Ladung selektiert werden.

Die Auswirkungen dieses Effekts auf das Signal  $\bar{s}_m$  wurde im Monte Carlo auf folgende Weise untersucht: Die von einem Myon im Argon einer Zelle deponierte Energie  $E_{vi}$  wurde mit einem Faktor  $f$  ( $0 \leq f \leq 1$ ) multipliziert, der die mit fallender Spannung  $U$  abnehmende gesammelte Ladung im Gap simulieren soll. In Abb. 4.1 ist als Beispiel das rekonstruierte mittlere Signal  $\bar{s}_m$  als Funktion von  $f$  in dem hadronischen Stack CB2H gezeigt.

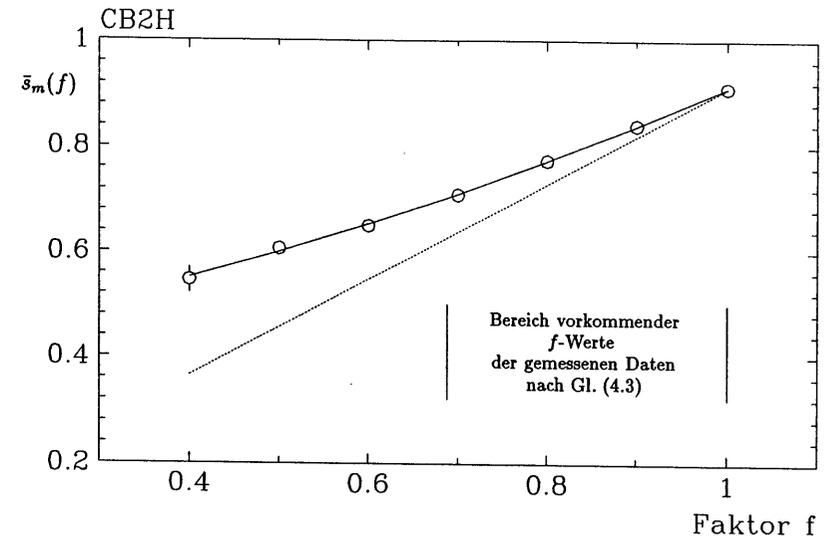


Abbildung 4.1: Einfluß des Rekonstruktionsalgorithmus auf das mittlere Signal  $\bar{s}_m$

An die Datenpunkte wurde eine quadratische Funktion  $q_m(f)$  angepaßt. Die gepunktete Gerade in Abb. 4.1 stellt die lineare Abhängigkeit  $\bar{s}_m(f) = f \cdot \bar{s}_m(1)$  dar, die man erwarten würde, wenn die rekonstruierte Ladung linear von der deponierten abhinge. Tatsächlich wird aber das rekonstruierte Signal um den Faktor

$$c_m(f) = \frac{q_m(f)}{f \cdot \bar{s}_m(1)} \quad (4.2)$$

zu groß bestimmt.

In den gemessenen Daten vom April '91, November '91 und März '92 wird die Überbewertung des rekonstruierten Signals in den Hochspannungskurven durch folgendes Verfahren korrigiert: Der Wert  $f$  wird durch das Verhältnis des rekonstruierten Signals bei der Spannung  $U$  zum Signalwert bei der nominalen Spannung  $U_0$  approximiert

$$f = \frac{\bar{s}_m(U)}{\bar{s}_m(U_0)}, \quad (4.3)$$

wobei  $U_0 = 2500$  V im April '91 und  $U_0 = 1500$  V in allen späteren Zeitperioden. Aus diesem  $f$  werden die Clusterkorrekturfaktoren  $c_m(f)$  nach Gl. (4.2) bestimmt und zur

Berechnung des mittleren korrigierten Signals  $\bar{s}_m^{korrr}(U)$  benutzt:

$$\bar{s}_m^{korrr} = \frac{\bar{s}_m(U)}{c_m(f)} \quad \text{für die Ringe } m = 1, 2 \text{ und } 3, \quad (4.4)$$

Das Verhältnis (4.3) führt in CB2H für  $U = 150 \text{ V}$  zu  $f = 0.69$ , so daß die Clusterkorrektur ( $c_m(0.69) = 1.16$ ) bei diesem Spannungswert das Signal  $\bar{s}_2(150 \text{ V})$  um 14% erniedrigt.

#### 4.1.2 Diskussion der Hochspannungskurven

In Abb. 4.2 ist das mittlere korrigierte Signal  $\bar{s}_m^{korrr}$  als Funktion der Spannung  $U$  in den hadronischen Kalorimeterringen der zentralen Barrel-Region gezeigt. Der statistische Fehler der Einzelmessungen ist kleiner als die dazugehörenden Symbolgrößen. An die Meßpunkte wurden die Parametrisierungen von Hofmann (Gl. (4.5)) und Flauger (Gl. (4.6)) angepaßt (siehe Abschnitt 1.3.5):

$$\frac{\bar{s}_m(U)}{\bar{s}_m^\infty} = \frac{2\lambda}{d} \left( 1 - \frac{\lambda}{d} \left( 1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \right) \right) \quad (4.5)$$

$$\frac{\bar{s}_m(U)}{\bar{s}_m^\infty} = \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi) \frac{\lambda}{d} \left( 1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \right) \quad (4.6)$$

In Abb. 4.2 ist nur Gl. (4.5) dargestellt. Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  von Elektronen im Argon und die Gapdicke  $d$  wurden angenommen zu

$$\lambda = 0.12 \cdot \frac{U}{P d} \quad \text{mit } d = 0.24 \text{ cm}, \quad (4.7)$$

wobei  $\lambda$  in  $\text{cm}$ ,  $U$  in  $\text{kV}$  und  $P$  in  $\text{ppm}$  gemessen sind. Die Parameter der Anpassung sind der Signalplateauwert  $\bar{s}_m^\infty = \lim_{U \rightarrow \infty} \bar{s}_m(U)$  und die Sauerstoffkontamination  $P$ .

Während der Datennahme im April '91 wurde eine Änderung in der elektronischen Verzögerung vorgenommen. Die Folge ist eine Signalerhöhung von ca. 4% in den hadronischen Kalorimetermodulen nach dieser Änderung. Um die Daten der Hochspannungskurve vom April '91 vor und nach der Änderung miteinander vergleichen zu können, wurde durch einen dritten Parameter den Meßpunkten vor der Änderung eine gemeinsame Verschiebung relativ zu den Meßpunkten nach der Änderung ermöglicht. Erst durch diese Korrektur wurde die Hochspannungskurve vom April '91 konsistent und mit den Messungen vom November '91 und März '92 vergleichbar.

Abb. 4.2 zeigt eine gute Übereinstimmung der Hochspannungskurven und der drei Vergleichswerte vom März '92. Die kleine Diskrepanz zwischen den verschiedenen Zeitperioden kann als Maß für den systematischen Fehler der verwendeten Methode betrachtet werden.

Die Ergebnisse der Anpassungen (Gl. (4.5)) und (Gl. (4.6)) sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 gezeigt. Durch einen Vergleich der  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad ist zu erkennen, daß beide Parametrisierungen in gleichem Maß geeignet sind die Daten zu beschreiben, obwohl die berechneten Werte für die Sauerstoffkontamination  $P$  des Argons erheblich differieren. Die Auswahl der Parametrisierungen (Gl. (4.5)) und (Gl. (4.6)) bringt offensichtlich eine so

große systematische Unsicherheit der Konzentration  $P$  mit sich, daß in der vorliegenden Analyse keine Ergebnisse über die „wahre“ Kontamination des Argons angegeben werden können;  $P$  wird nur als ein Parameter in den Anpassungen verwendet.

Fittyp	Ring	$\frac{\chi^2}{n_f}$	$\bar{s}_m^\infty$ [fC/mm]	$P$ [ppm]	$\bar{s}_m(1500\text{V})$ $\bar{s}_m^\infty$	$\bar{s}_m(2500\text{V})$ $\bar{s}_m^\infty$
Hofmann	CB1H	2.4	$0.800 \pm 0.009$	$0.85 \pm 0.04$	$0.915 \pm 0.003$	$0.948 \pm 0.002$
	CB2H	2.9	$0.773 \pm 0.007$	$0.60 \pm 0.03$	$0.939 \pm 0.003$	$0.963 \pm 0.002$
	CB3H	0.7	$0.743 \pm 0.007$	$0.60 \pm 0.03$	$0.939 \pm 0.003$	$0.962 \pm 0.002$
Flauger	CB1H	2.4	$0.803 \pm 0.008$	$0.18 \pm 0.02$	$0.912 \pm 0.003$	$0.946 \pm 0.002$
	CB2H	2.4	$0.778 \pm 0.007$	$0.05 \pm 0.02$	$0.931 \pm 0.003$	$0.958 \pm 0.002$
	CB3H	0.6	$0.750 \pm 0.006$	$0.05 \pm 0.02$	$0.931 \pm 0.003$	$0.957 \pm 0.002$

Tabelle 4.1: Ergebnisse und Parameter von Hofmanns und Flaugers Parametrisierung der April '91 Daten

Fittyp	Ring	$\frac{\chi^2}{n_f}$	$\bar{s}_m^\infty$ [fC/mm]	$P$ [ppm]	$\bar{s}_m(1500\text{V})$ $\bar{s}_m^\infty$	$\bar{s}_m(2500\text{V})$ $\bar{s}_m^\infty$
Hofmann	CB1H	3.6	$0.728 \pm 0.006$	$0.66 \pm 0.02$	$0.933 \pm 0.002$	$0.959 \pm 0.001$
	CB2H	1.6	$0.816 \pm 0.005$	$0.84 \pm 0.02$	$0.916 \pm 0.002$	$0.948 \pm 0.001$
	CB3H	0.3	$0.711 \pm 0.004$	$0.58 \pm 0.02$	$0.940 \pm 0.002$	$0.964 \pm 0.001$
Flauger	CB1H	3.0	$0.737 \pm 0.005$	$0.09 \pm 0.01$	$0.925 \pm 0.001$	$0.954 \pm 0.001$
	CB2H	1.7	$0.820 \pm 0.005$	$0.18 \pm 0.01$	$0.912 \pm 0.001$	$0.945 \pm 0.001$
	CB3H	0.2	$0.722 \pm 0.002$	$0.05 \pm 0.01$	$0.930 \pm 0.001$	$0.957 \pm 0.001$

Tabelle 4.2: Ergebnisse und Parameter von Hofmanns und Flaugers Parametrisierung der November '91 Daten

Die mittlere Effizienz der gesammelten Ladung in den hadronischen Ringen der zentralen Barrel-Region ergibt sich aus Hofmanns Parametrisierung zu

$$c_{\text{eff}}(1500 \text{ V}) = 0.93 \pm 0.01, \quad (4.8)$$

$$c_{\text{eff}}(2500 \text{ V}) = 0.96 \pm 0.01, \quad (4.9)$$

wobei sich die Fehler aus der Streuung der Werte  $\bar{s}_m(U)/\bar{s}_m(U_0)$  zwischen den drei Ringen ergeben. Es ist zu bemerken, daß die Resultate aus Flaugers Parametrisierung innerhalb der angegebenen Fehler mit den Ergebnissen Gl. (4.8) und Gl. (4.9) übereinstimmen.

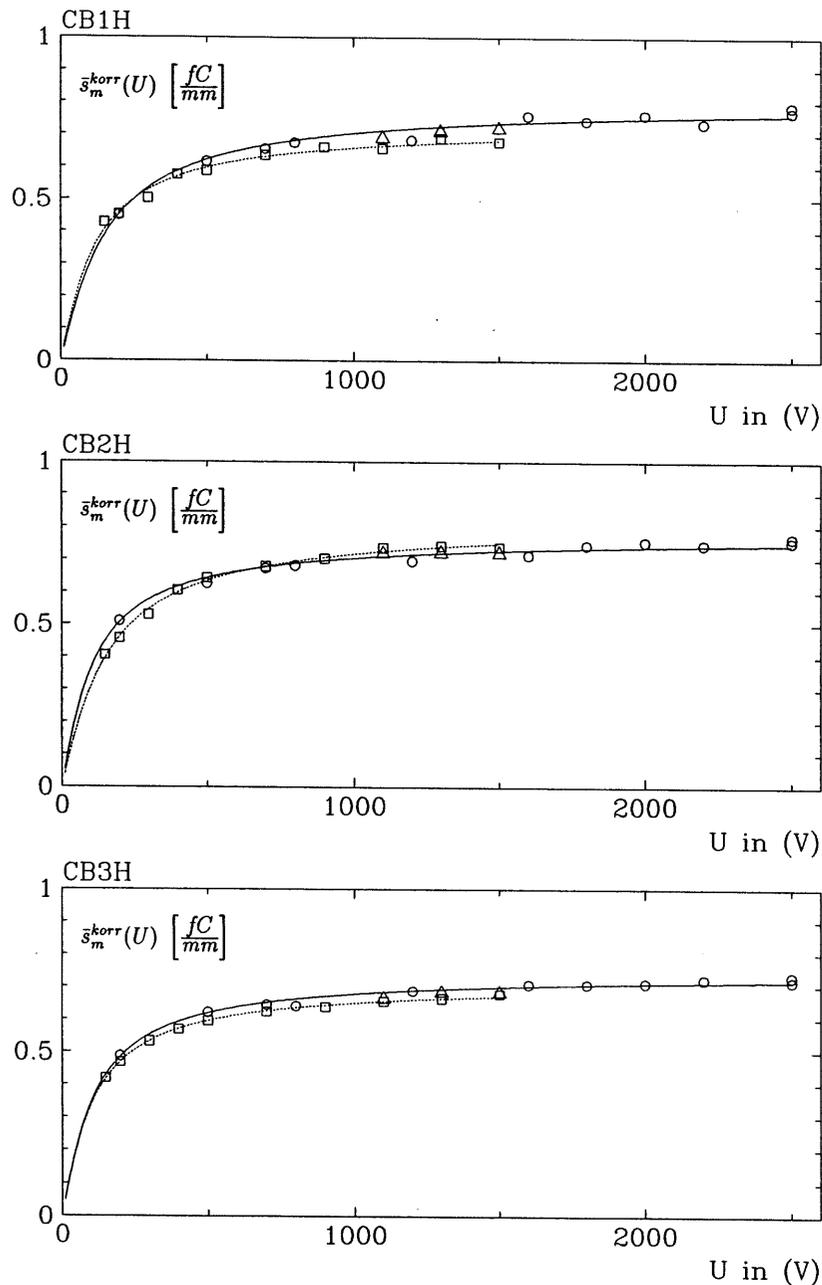


Abbildung 4.2: Hochspannungskurven; gezeigt sind die Daten vom April '91 (o), November '91 (□) und März '92 (Δ)

## 4.2 Zeitliche Stabilität des gemessenen Signals

In diesem Abschnitt geht es um den Vergleich der Signalhöhen der gemessenen Signale in den vier kosmischen Runperioden. Die große Anzahl aufgezeichneter Daten ermöglicht die Analyse des Signals  $s_k^{mnl}$  kosmischer Myonen in einzelnen Lagen der zentralen Barrel-Region. Der Vergleich erfolgt auf dem mittleren Verhältnis  $R_{t_1/t_2}^{mnl}$  der Signale  $s_{k,t_1}^{mnl}$  und  $s_{k,t_2}^{mnl}$  in einem durch die Zahlen  $m$  und  $n$  gekennzeichneten Kalorimeterring,  $l$  kennzeichnet die Oktanten, wobei  $t_1$  und  $t_2$  die Zeitperioden sind, auf die sich die gemessenen Signale  $s_k^{mnl}$  beziehen.

Als Beispiel zeigt Abb. 4.3 die Signalverhältnisse  $s_{k,Nov.'91}^{mnl}/s_{k,März'92}^{mnl}$  in dem ersten Rad ( $m = 1$ ) der zentralen Barrel Region für die elektromagnetischen ( $n = 0$ ) und hadronischen ( $n = 1$ ) Stacks. In jedem Rad wurden nur die oberen und unteren Oktanten analysiert, so daß in der Abbildung für die elektromagnetischen Module 12 Lagen und für die hadronischen Module 16 Lagen berücksichtigt wurden. Das mittlere Signalverhältnis  $R_{t_1/t_2}^{mnl}$  ist durch Anpassen einer Konstanten an die Meßpunkte innerhalb eines Stacks berechnet worden. Die mittlere Signalabweichung  $R_{t_1/t_2}^{mnl} - 1$  in Prozent ist für die vier analysierten Zeitperioden in der Tabelle 4.3 zusammengefaßt; die statistischen Fehler sind angegeben.

	CB1E	CB2E	CB3E
$R_{\text{März}'92/\text{April}'92} - 1$ [%]	$0.8 \pm 1.2$	$0.0 \pm 0.8$	$4.1 \pm 0.8$
$R_{\text{Nov.}'91/\text{März}'92} - 1$ [%]	$0.5 \pm 1.1$	$-1.7 \pm 0.8$	$1.4 \pm 0.7$
$R_{\text{April}'91/\text{Nov.}'91} - 1$ [%]	$9.2 \pm 0.9$	$12.2 \pm 0.7$	$-3.6 \pm 0.5$
	CB1H	CB2H	CB3H
$R_{\text{März}'92/\text{April}'92} - 1$ [%]	$0.7 \pm 0.9$	$0.8 \pm 0.7$	$0.5 \pm 0.7$
$R_{\text{Nov.}'91/\text{März}'92} - 1$ [%]	$-0.4 \pm 0.9$	$0.2 \pm 0.8$	$2.0 \pm 0.6$
$R_{\text{April}'91/\text{Nov.}'91} - 1$ [%]	$0.5 \pm 0.7$	$-0.5 \pm 0.6$	$-1.6 \pm 0.5$

Tabelle 4.3: Zeitliche Stabilität des gemessenen Signals

Der Vergleich der März '92 und April '92 Daten zeigt bis auf CB3E eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Signale in den fünf Kalorimeterstacks mit Unterschieden von weniger als 0.8%. Auch für die Daten vom November '91 und März '92 sieht man eine gute Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehler.

Bei dem Vergleich der April '91 mit den November '91 Daten wurde berücksichtigt, daß die Datennahme im April '91 bei der Spannung  $U_0 = 2500V$  erfolgte und für alle späteren Zeitperioden  $U_0 = 1500V$  betrug. Die unterschiedliche Effizienz der gesammelten Ladung (siehe Gl. (4.8) und Gl. (4.9)) ergibt eine mittlere Korrektur von  $(3.0 \pm 1.4)\%$  für  $R_{\text{April}'91/\text{Nov.}'91} - 1$ .

In den hadronischen Ringen der zentralen Barrel-Region stimmen die gemessenen Verhältnisse innerhalb der angegebenen Fehler mit den erwarteten überein, jedoch sind in den elektromagnetischen Ringen größere Abweichungen zu beobachten.

Hierbei sollte berücksichtigt werden, daß Gl. (4.8) und Gl. (4.9) die erwarteten Signalabweichungen darstellen, die aus den Hochspannungskurven der hadronischen Kalorimeterbereiche ermittelt wurden. Außerdem gab es in dem ersten Test des Detektors mit kosmischen Myonen im April '91 noch große technische Probleme, die z.B. die in Abschnitt 3.1.1 dargestellten Hochspannungskorrekturen notwendig machten. Geerdete Hochspannungszuleitungen führten dazu, daß in mehr als der Hälfte aller Lagen in den elektromagnetischen Kalorimetermodulen bis zu 50% der Gaps keinen Beitrag zum Signal einer Auslesezeile liefern konnten.

So ist es vorstellbar, daß Signalfuktuationen aufgrund des schlechten Signal/Rausch-Verhältnisses in den noch verbleibenden nicht betroffenen Gaps der elektromagnetischen Stacks zu den großen gemessenen Abweichungen der Signalverhältnisse von 12.2% in CB2E und -3.6% in CB3E führten.

Insgesamt beobachtet man eine gute zeitliche Stabilität der mittleren Signale kosmischer Myonen in den sechs Stacks der zentralen Barrel-Region; insbesondere können keine globalen Effekte festgestellt werden.

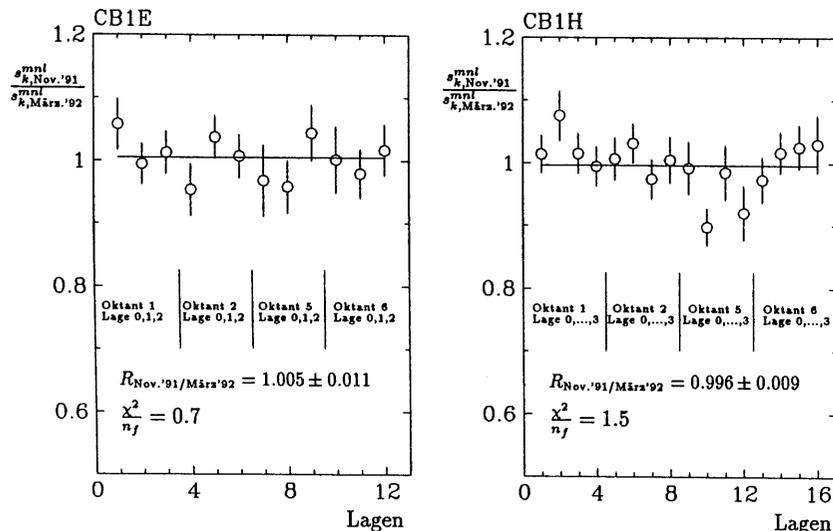


Abbildung 4.3: Signalverhältnisse in den elektromagnetischen und hadronischen Lagen der November '91 und März '92 Daten in CB1

### 4.3 Kalibration mit kosmischen Myonen

Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, mit den im Kalorimeter erzeugten Signalen kosmischer Myonen die Kalibrationskonstanten  $c_{QtoE}^{mn}$  für Elektronen in den drei elektromagnetischen ( $m = 1, 2, 3$ ;  $n = 0$ ) und den drei hadronischen Ringen ( $m = 1, 2, 3$ ;  $n = 1$ ) der zentralen Barrel-Region zu bestimmen (vergl. Abschnitt 3.1.1). Diese Konversionsfaktoren entsprechen dem Verhältnis der mittleren von einem Elektronschauer deponierte Energie  $E_{dep}$  im Kalorimeter zu der gemessenen Ladung  $Q$ , d.h.

$$E_{dep} = c_{QtoE}^{mn} \cdot Q. \quad (4.10)$$

Die in dem Rekonstruktionsprogramm verwendeten Werte für  $c_{QtoE}^{mn}$  wurden aus H1 Testdaten am Elektronenstrahl bei CERN für die elektromagnetischen Stacks ermittelt und durch Simulationsrechnungen auf die hadronischen Stacks des H1 Kalorimeters übertragen. Deshalb wird in der vorliegenden Analyse das Myonsignal auf der für Elektronen ermittelten Skala gemessen. Da das gemessene Myonsignal von Selektionskriterien und Rekonstruktionsalgorithmen abhängt, wird die Kalibration mit Myonen durch den Vergleich mit simulierten Myonsignalen vorgenommen. Diese Simulation wurde für die im CERN-Test mit Elektronen ermittelten Kalibrationskonstanten durchgeführt. Durch Vergleich von Monte Carlo und experimentellen Daten werden dann neue Konstanten für den zentralen Barrel-Bereich des H1 Kalorimeters ermittelt, wie unten weiter ausgeführt wird.

Eine Komplikation ergibt sich daraus, daß die bei CERN gemessenen Signalverhältnisse von Elektronen und Myonen nicht genau mit der verwendeten GEANT Simulation übereinstimmen. Vielmehr wurde für die elektromagnetischen und hadronischen Stacks folgendes Verhältnis ermittelt (vergl. Abschnitt 3.5):

$$c_{E0} = \left( \frac{\epsilon}{\mu} \right)_{Daten} / \left( \frac{\epsilon}{\mu} \right)_{MC} = 0.925 \pm 0.016. \quad (4.11)$$

Bei der Simulation kosmischer Myonen im H1 Detektor wurde dies durch eine Reduktion des von GEANT gelieferten Signals um 7.5% berücksichtigt.

Außerdem ist das Signal in den kosmischen Daten vom November '91 aufgrund der Effizienz der gesammelten Ladung von

$$c_{eff}(1500 V) = 0.93 \pm 0.01 \quad (4.12)$$

um 7% niedriger, als es am Plateauwert der Hochspannungskurve wäre. Um gleiche Voraussetzungen in der Simulation und den gemessenen Daten zu erreichen, wurden die Energien  $E_{\mu,vis,MC}^{Zelle}$  in der Simulation folglich um insgesamt 14.5% erniedrigt, d.h.  $E_{\mu,vis}^{Zelle}$  in Gl. (3.3) ist durch

$$E_{\mu,vis}^{Zelle} = c_{eff}(1500 V) \cdot c_{E0} \cdot E_{\mu,vis,MC}^{Zelle} \quad (4.13)$$

zu ersetzen. Beide Korrekturen mußten im Monte Carlo auf der Ebene von Zellen vor den Rauschschwellen angewendet werden, um ein realistisches Signal/Rausch-Verhältnis in der Simulation zu erreichen.

Das Verfahren, um die Kalibrationskonstanten  $c_{QtoE}^{mn,KOS}$  für Elektronen aus den Signalen kosmischer Myonen in dem H1 Kalorimeter zu bestimmen, läßt sich also wie folgt beschreiben: Unter Benutzung der aus Elektronsignalen am CERN ermittelten Konstanten

$c_{QtoE}^{mn}$  für den zentralen Barrel-Bereich werden die mittleren Signalverhältnisse  $R_{Daten/MC}^{mn}$  der gemessenen  $s_{k,Daten}^{mnl}$  und simulierten  $s_{k,MC}^{mnl}$  Signale für Myonen in den sechs Kalorimeterringen berechnet:

$$R_{Daten/MC}^{mn} = \left\langle \frac{s_{k,Daten}^{mnl}}{s_{k,MC}^{mnl}} \right\rangle, \quad (4.14)$$

wobei für jeden Ring über die Oktanten  $l$  und Lagen  $k$  gemittelt wird. Diese Verhältnisse werden dann als Korrektur zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten  $c_{QtoE}^{mn,KOS}$  benutzt:

$$c_{QtoE}^{mn,KOS} = \frac{c_{QtoE}^{mn}}{R_{Daten/MC}^{mn}}. \quad (4.15)$$

Für den Vergleich zwischen den gemessenen und simulierten Signalen wurden die November '91 Daten herangezogen. Sie sind im Gegensatz zu den von Hochspannungsproblemen betroffenen April '91 Daten besser verstanden und besitzen eine gegenüber den Daten vom März '92 höhere Statistik. Abb. 4.4 zeigt die Signalverhältnisse  $s_{k,Daten}^{mnl}/s_{k,MC}^{mnl}$  der gemessenen Signale  $s_{k,Daten}^{mnl}$  und der simulierten Signale  $s_{k,MC}^{mnl}$  für die sechs Kalorimeterstacks der zentralen Barrel-Region. Das mittlere Signalverhältnis  $R_{Daten/MC}^{mn}$  in einem durch die Zahlen  $m$  und  $n$  gekennzeichneten Kalorimeterring ist durch Anpassen einer Konstanten an die Signalverhältnisse in den jeweiligen Kalorimetermodulen bestimmt worden.

Für den Einfluß systematischer Effekte des Rekonstruktionsalgorithmus auf das mittlere Signalverhältnis  $R_{Daten/MC}^{mn}$  wurden folgende Fälle untersucht:

- Die in Abb. 4.4 angegebenen Fehler für  $R_{Daten/MC}^{mn}$  ergeben sich aus den statistischen Fehlern der Signalverhältnisse  $s_{k,Daten}^{mnl}/s_{k,MC}^{mnl}$ . Um die Streuung dieser Signalverhältnisse in den einzelnen Lagen zu berücksichtigen wurden die Fehler von  $R_{Daten/MC}^{mn}$  mit  $\sqrt{\chi/n_f}$  skaliert und über die drei elektromagnetischen und drei hadronischen Kalorimeterringe gemittelt; sie ergeben sich zu:

$$\epsilon_{Lagen}^{EMC} = 1.5\% \quad \text{und} \quad \epsilon_{Lagen}^{HAC} = 1.4\%. \quad (4.16)$$

- Die in Abb. 4.4 gezeigten Verhältnisse sind für eine obere Grenze  $g$  von  $3fC/mm$  für das in einer Lage rekonstruierte Signal  $g_{k,(i)}^{mnl}$  ermittelt worden (vergl. Abschnitt 3.6). Um den Einfluß dieses Grenzwerts auf die mittleren Signalverhältnisse  $R_{Daten/MC}^{mn}$  zu untersuchen, wurde  $R_{Daten/MC}^{mn}$  als Funktion von  $g$  betrachtet und die Grenze  $g$  um  $\pm 0.5fC/mm$  variiert. Die beobachteten Abweichungen

$$\max \left( \left| \frac{R_{Daten/MC}^{mn}(g-0.5 \frac{fC}{mm})}{R_{Daten/MC}^{mn}(g)} - 1 \right|, \left| \frac{R_{Daten/MC}^{mn}(g+0.5 \frac{fC}{mm})}{R_{Daten/MC}^{mn}(g)} - 1 \right| \right) \quad (4.17)$$

wurden dann in den sechs betrachteten Bereichen über die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermodule gemittelt und ergeben sich zu

$$\epsilon_{Signal}^{EMC} = 1.4\% \quad \text{und} \quad \epsilon_{Signal}^{HAC} = 1.1\%. \quad (4.18)$$

- Den größten systematischen Fehlerbeitrag für  $R_{Daten/MC}^{mn}$  erhält man durch Variation der in Abschnitt 3.1 beschriebenen globalen  $n_g$  und topologischen  $n_t$  Rauschschwellen. Sie betragen für die in Abb. 4.4 gezeigten Signalverhältnisse  $n_g = 2$  und  $n_t = 3$ . Um die Abhängigkeit des mittleren Signalverhältnisses  $R_{Daten/MC}^{mn}(n_g, n_t)$  von diesen Schwellen zu untersuchen, wurden  $n_g$  und  $n_t$  zwischen  $1.5 < n_g < 2.5$  bzw.  $2.5 < n_t < 3.5$  variiert. Die durch

$$\max \left( \left| \frac{R_{Daten/MC}^{mn}(n_g=1.5, n_t=2.5)}{R_{Daten/MC}^{mn}(n_g=2, n_t=3)} - 1 \right|, \left| \frac{R_{Daten/MC}^{mn}(n_g=2.5, n_t=3.5)}{R_{Daten/MC}^{mn}(n_g=2, n_t=3)} - 1 \right| \right) \quad (4.19)$$

berechneten Abweichungen wurden dann über die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermodule gemittelt und führen zu einem geschätzten systematischen Fehlerbeitrag von

$$\epsilon_{Rausch}^{EMC} = 7.4\% \quad \text{und} \quad \epsilon_{Rausch}^{HAC} = 5.7\% \quad (4.20)$$

für die Werte von  $R_{Daten/MC}^{mn}$ . Durch eine Erniedrigung der Schwellen  $n_g$  und  $n_t$  bekommt das Rauschen auf das Myonsignal  $s_k^{mnl}$  wegen des für Myonen relativ kleinen Signal/Rausch-Verhältnisses einen immer größeren Einfluß auf das Myonsignal  $s_k^{mnl}$ , so daß in Gl. (4.19) stets das erste Verhältnis dominiert. Wäre in Gl. (4.19) dagegen ausschließlich das zweite Verhältnis berücksichtigt worden, ergäben sich nur halb so große Werte für die Fehler  $\epsilon_{Rausch}^{EMC}$  und  $\epsilon_{Rausch}^{HAC}$ .

Eine quadratische Addition aller genannter Fehlerbeiträge führt zu einem systematischen Gesamtfehler der mittleren Signalverhältnisse  $R_{Daten/MC}^{mn}$  von

$$\epsilon_{gesamt}^{EMC} = 7.7\% \quad \text{und} \quad \epsilon_{gesamt}^{HAC} = 6.0\%. \quad (4.21)$$

Die rekonstruierten Werte für  $R_{Daten/MC}^{mn}$  sind mit diesen Fehlerabschätzungen in Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Man kann erkennen, daß die gemessenen Signale kosmischer Myonen in den elektromagnetischen Ringen systematisch größer sind als die simulierten Signale, während in den hadronischen Ringen das Gegenteil der Fall ist. Den größten Einfluß auf die Werte von  $R_{Daten/MC}^{mn}$  haben die Rauschschwellen  $n_g$  und  $n_t$ . Erniedrigt man diese Schwellen, so hat dies eine Verkeinerung von  $R_{Daten/MC}^{mn}$  sowohl in den elektromagnetischen als auch in den hadronischen Ringen zur Folge. Dabei kann beobachtet werden, daß die Signale der gemessenen Daten stärker mit den Rauschschwellen variieren als die simulierten Signale. Eine Vergrößerung der Rauschschwellen  $n_g$  und  $n_t$  führt in den Rädern CB2E und CB3E ebenfalls zu einer Verkleinerung der Werte für  $R_{Daten/MC}^{mn}$ , während in allen anderen Rädern der zentralen Barrel-Region  $R_{Daten/MC}^{mn}$  vergrößert wird. So ist es zumindest im Prinzip vorstellbar die in Tabelle 4.4 angegebenen mittleren Signalverhältnisse durch Variation von  $n_g$  und  $n_t$  auf den Idealwert eins zu optimieren. Unbefriedigend bleibt dennoch die „starke“ Abhängigkeit von  $R_{Daten/MC}^{mn}$  gegenüber den Rauschschwellen  $n_g$  und  $n_t$ .

Mittels Gl. (4.15) lassen sich aus den angegebenen Werten für  $R_{\text{Daten}/\text{MC}}^{\text{mn}}$  die Kalibrationskonstanten  $c_{\text{QtoE}}^{\text{mn,KOS}}$  berechnen, die mit denen der H1 Kalibration am CERN ermittelten Werte für CB in Tabelle 4.5 verglichen werden. Man sieht, daß die Werte für  $c_{\text{QtoE}}^{\text{mn,KOS}}$  und  $c_{\text{QtoE}}^{\text{mn}}$  innerhalb der angegebenen Fehler ungefähr übereinstimmen.

Ring mn	$R_{\text{Daten}/\text{MC}}^{\text{mn}}$	Ring mn	$R_{\text{Daten}/\text{MC}}^{\text{mn}}$
CB1E (10)	$1.051 \pm 0.081$	CB1H (11)	$0.922 \pm 0.055$
CB2E (20)	$1.067 \pm 0.082$	CB2H (21)	$0.980 \pm 0.059$
CB3E (30)	$1.112 \pm 0.086$	CB3H (31)	$0.944 \pm 0.057$

Tabelle 4.4: Mittlere Signalverhältnisse simulierter und realer kosmischer Myonen in den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterringen der zentralen Barrel-Region

Ring mn	$c_{\text{QtoE}}^{\text{mn,KOS}} \left[ \frac{\text{GeV}}{\text{pC}} \right]$	$c_{\text{QtoE}}^{\text{mn}} \left[ \frac{\text{GeV}}{\text{pC}} \right]$	$\frac{c_{\text{QtoE}}^{\text{mn,KOS}}}{c_{\text{QtoE}}^{\text{mn}}} - 1 [\%]$
CB1E (10)	$3.41 \pm 0.26$	$3.58 \pm 0.11$	-4.7
CB2E (20)	$3.37 \pm 0.26$	$3.58 \pm 0.11$	-5.9
CB3E (30)	$3.22 \pm 0.25$	$3.58 \pm 0.11$	-10.1
CB1H (11)	$8.22 \pm 0.49$	$7.58 \pm 0.30$	8.4
CB2H (21)	$7.78 \pm 0.49$	$7.58 \pm 0.30$	2.6
CB3H (31)	$8.04 \pm 0.48$	$7.58 \pm 0.30$	6.1

Tabelle 4.5: Aus den Signalen kosmischer Myonen ermittelte Kalibrationskonstanten  $c_{\text{QtoE}}^{\text{mn,KOS}}$  und zum Vergleich die von der H1 Kalibration mit Elektronen am CERN ermittelten Werte  $c_{\text{QtoE}}^{\text{mn}}$  für CB

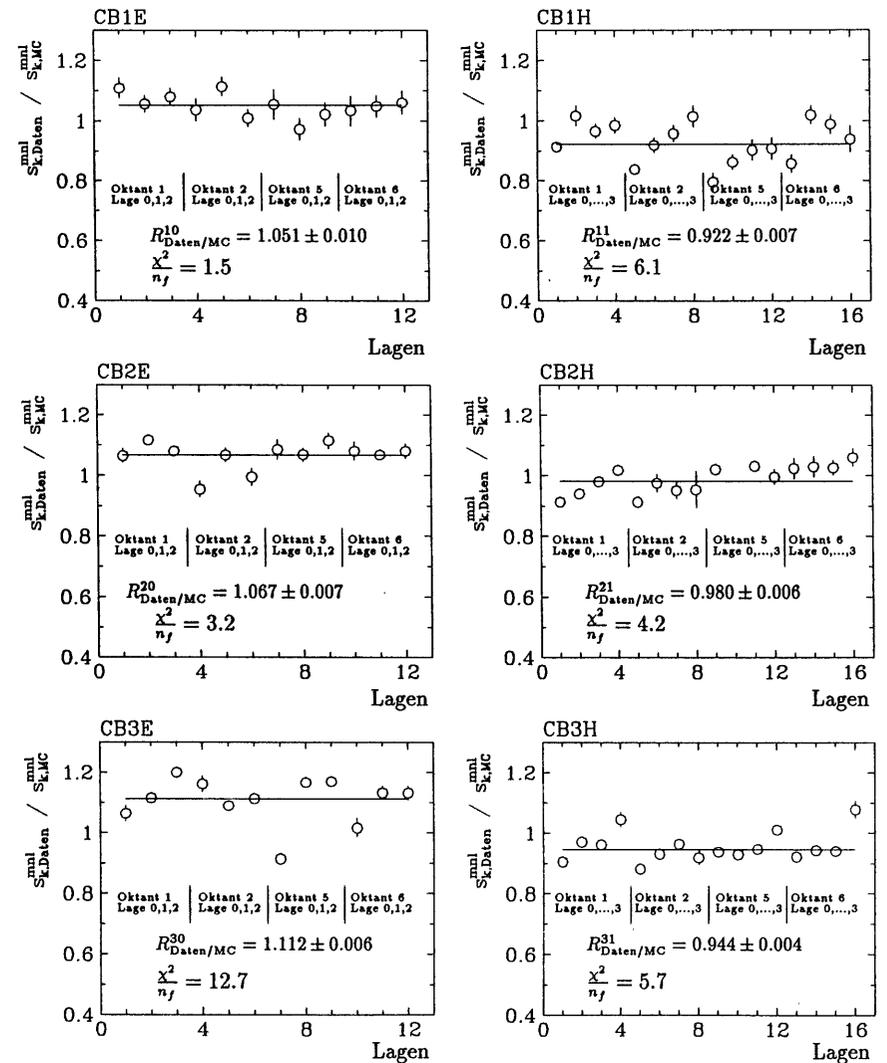


Abbildung 4.4: Signalverhältnisse simulierter und gemessener Daten vom November '91 in den elektromagnetischen und hadronischen Stacks der zentralen Barrel-Region; es sind nur statistische Fehler angegeben

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit erfolgte die Rekonstruktion des Myonsignals unter Verwendung der Kalibrationskonstanten die für die elektromagnetischen Kalorimeterstacks am Elektronenstrahl bei CERN gemessen und auf die hadronischen Stacks übertragen wurden. Auf dieser elektromagnetischen Skala wurde die zeitliche Stabilität des Signals kosmischer Myonen analysiert, wobei in den vier betrachteten Zeitperioden mittlere Signalabweichungen von weniger als 2% in den elektromagnetischen Ringen und weniger als 1% in den hadronischen Ringen gemessen wurden. Auch die Hochspannungskurven zeigen eine gute zeitliche Stabilität.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Kalibrationsmethode beruht auf dem Vergleich der Myonsignale gemessener und simulierter kosmischer Daten. Bei diesem Vergleich mußte berücksichtigt werden, daß die für die Kalibration verwendeten Daten von November '91 bei einer Spannung von  $U = 1500\text{ V}$  genommen wurden. Dies wurde durch eine Korrektur des simulierten Signals für die Effizienz der gesammelten Ladung von  $c_{\text{eff}}(1500\text{ V}) = 0.93 \pm 0.01$  berücksichtigt. Es konnte gezeigt werden, daß der Wert für  $c_{\text{eff}}(1500\text{ V})$  sowohl für die benutzten Parametrisierungen von Flauger und Hofmann, als auch in den vier betrachteten Zeitperioden innerhalb des angegebenen Fehlers übereinstimmt. Durch eine weitere auf das simulierte Signal angewendete Korrektur wurde berücksichtigt, daß die von H1 benutzte GEANT Simulation um 7.5% niedrigere  $e/\mu$ -Verhältnisse liefert als beim CERN-Test gemessen wurden.

Nach Berücksichtigung der zwei genannten Korrekturen sollte es keinen Unterschied mehr zwischen den Signalen simulierter und gemessener kosmischer Myonen geben. Die trotzdem beobachteten mittleren Signalverhältnisse simulierter und gemessener Myonsignale in den drei elektromagnetischen und den drei hadronischen Ringen der zentralen Barrel-Region wurden dann als Korrektur für die benutzten Kalibrationskonstanten verwendet.

Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Kalibrationskonstanten haben einen abgeschätzten Fehler von 7.7% in den elektromagnetischen Stacks und 6.0% in den hadronischen Stacks. Im Rahmen dieser Fehler stimmen die mit kosmischen Myonen bestimmten Konstanten mit den mit Elektronen bei CERN bestimmten überein. Der größte systematische Beitrag zu diesem Fehler entsteht durch den Einfluß des Rauschens auf das Myonsignal, der auch in der starken Verbreiterung der Landauverteilung des Myonsignals zu erkennen ist. Die Ursachen für den dominierenden Einfluß des Rauschens liegen hauptsächlich im relativ kleinen Signal/Rausch Verhältnis für Myonen und darin, daß die vorgestellte Analysemethode ausschließlich Kalorimeterinformation benutzt und man ent-

lang der Clusterachse nicht nur das vom Myon in den Zellen erzeugte Signal aufammelt, sondern zusätzlich einen großen Anteil rauschender Zellen.

Es kann gehofft werden, daß durch eine genauere Spurdefinition mit Hilfe der zentralen Spurenkammer deutlicher bestimmt werden kann welche Zellen vom Myon durchquert wurden. Man hätte dann eine Methode, die unempfindlicher gegenüber dem Rauschen im Kalorimeter ist als die hier vorgestellte.

## Anhang A

# Monte Carlo Produktion kosmischer Myonen

Die Monte Carlo Produktion erfolgte in zwei Schritten, der *Generation* von kosmischen Myonen und der *Simulation* von Wechselwirkungsprozessen in dem Detektor.

### A.1 Der kosmische Myongenerator

Die Generation wurde mit dem kosmischen Myon Generator *Cosmic Muon Generator*, *CMG* durchgeführt [Mer91], der als Ausgabe die Vierervektoren der Myonen direkt über dem H1 Detektor würfelt. Um gleiche Voraussetzungen für simulierte und gemessene Daten zu erfüllen, wurden nur *CIP-4* getriggerte Ereignisse (siehe Abschnitt 2.3) im Monte Carlo generiert. Die Oberfläche der zentralen inneren Proportionalkammer wurde als Oktaeder durch Zusammenfügen von acht Rechtecken approximiert.

Die als Gerade angenommene Teilchenspur eines Myons wurde ohne Berücksichtigung von Mehrfachstreuungen, Energieverlustprozessen und dem Magnetfeld in dem Detektor, ausgehend von dem Impulsvektor an der Erdoberfläche in den Detektor extrapoliert und bei dem Durchstoßen zweier Rechtecke als *CIP-4* getriggertes Ereignis akzeptiert.

Für das vom Myongenerator gewürfelte Energiespektrum wurden die von Allkofer [All84] in Meereshöhe gemessenen Zahlenwerte verwendet. Die Anzahl generierter Myonen pro Intervall des Zenitwinkels  $\theta_z$  ist durch

$$\frac{dN_\mu}{d\theta_z} \propto \cos^2(\theta_z) \sin(\theta_z) \quad (\text{A.1})$$

approximiert worden. Das Verhältnis von positiv zu negativ geladenen Myonen ist mit 1.25 festgelegt. Kleinere Effekte, wie z.B. die Ost-West-Asymmetrie der kosmischen Strahlung auf Meereshöhe, die durch das Magnetfeld der Erde und der vorzugsweise positiv geladenen Myonen entsteht, wurden vernachlässigt.

Der Startpunkt für die Simulation der Myonen liegt knapp oberhalb des H1 Detektors ( $y = 5.25 \text{ m}$  in H1 Koordinaten). Das Material über dem Detektor wird in dem Generator

auf folgende Weise berücksichtigt: Für Zenitwinkel  $\theta_z \geq 40^\circ$  wird angenommen, daß der Energieverlust eines Myons ausschließlich durch die durchflogene Erdschicht gegeben ist ( $\langle dE/dx \rangle = 238 \text{ MeV/m}$ ), während für  $\theta_z < 40^\circ$  der Energieverlust nur in Gebäude und Luft oberhalb des Detektors berücksichtigt wird ( $\langle dE/dx \rangle = 92 \text{ MeV/m}$ ). Der geschätzte Energieverlust wird von der an der Erdoberfläche gewürfelten Myonenenergie abgezogen.

### A.2 Simulation kosmischer Myonen

Die Simulation erfolgte mit dem Programm *HISIM* (Version 2.06), einem Bestandteil der Standard Software der H1 Kollaboration. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten eines physikalischen Prozesses und das Verfolgen der Spuren von primären und sekundären Teilchen durch den H1 Detektor ist durch das Programmpaket *GEANT* (Version 3.15/00) ausgeführt worden [Bru87, Mey91]. Als Beiträge zu dem Energieverlust von Myonen in Materie berücksichtigt *GEANT* alle in Abschnitt 1.2 genannten Wechselwirkungsprozesse.

Die Simulation erfolgte unter Verwendung einer detaillierten Detektorgeometrie und niedrigen Prozeßverfolgungsschwellen:  $E_\gamma^{\text{min}} = 200 \text{ keV}$  für Gamma-Quanten und  $E^{\text{min}} = 1 \text{ MeV}$  für alle anderen Teilchenarten. Teilchen werden von *GEANT* bis zu den genannten Energieschwellen verfolgt und beim Unterschreiten der Energieschwelle deponiert *GEANT* die verbleibende Energie an dem jeweiligen Ort im Detektor.

#### $\delta$ -Elektronen

In der Simulation hat die Art der Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen einen wesentlichen Einfluß auf die vom Myon im Argon erzeugte Ladung. Sie entstehen durch Herausschlagen von gebundenen Elektronen aus der Atomhülle und können ihrerseits sekundäre Teilchen erzeugen. In *GEANT* gibt es für ihre Produktion zwei Möglichkeiten, die durch den Wert der Variablen *LOSS* gewählt werden können:

1. Für  $LOSS \geq 2$  wird der mittlere Energieverlust  $\langle dE/dx \rangle$  durch die Bethe-Bloch Gleichung (1.3) berechnet; Fluktuationen um diesem Mittelwert werden durch Landaus Verteilung (1.9) berücksichtigt.
2. Für  $LOSS = 1$  wird der Energieverlust durch  $\delta$ -Elektronen oberhalb der Schwelle  $E_\delta = 1 \text{ MeV}$  explizit berücksichtigt; ihre Anzahl pro Zentimeter Weglänge wird für relativistische Teilchen durch

$$\frac{dN}{dx} \approx \frac{D}{2} \cdot \frac{\rho Z}{A} \cdot \frac{1}{E_\delta} \quad (\text{A.2})$$

approximiert. Dabei ist  $D = 0.307 \text{ MeVcm}^2 \text{g}^{-1}$ ,  $\rho$  die Dichte,  $Z$  die Kernladungszahl und  $A$  das Atomgewicht des durchquerten Mediums. Für diesen Fall sind sowohl der mittlere Energieverlust  $\langle dE/dx \rangle$  des Myons als auch die produzierte Anzahl von  $\delta$ -Elektronen abhängig vom Wert der Schwelle  $E_\delta$ .

Die Monte Carlo Spektren ohne Überlagerung von Rauschereignissen zeigen für  $LOSS = 2$  neben dem wahrscheinlichsten Energieverlust der Landauverteilung ein zweites lokales Maximum bei etwas höheren Energien, so daß offenbar die Produktion von  $\delta$ -Elektronen für den Fall  $LOSS = 2$  in *GEANT* nicht korrekt berücksichtigt wird (siehe Abb. A.1). Die entsprechende Verteilung für  $LOSS = 1$  wurde schon in Abb. 3.4 gezeigt. Aus diesem Grund wird für die Kalibration mit kosmischen Myonen in der Simulation nur der Wert  $LOSS = 1$  verwendet.

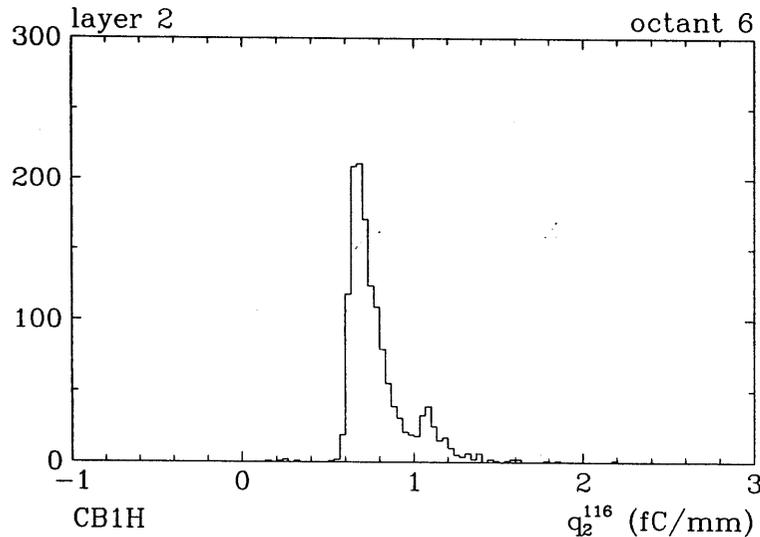


Abbildung A.1: Häufigkeitsverteilung der Größe  $q_2^{116}$  simulierter Myonen für den Wert  $LOSS = 2$

## Literaturverzeichnis

- [All80] O.C. Allkofer et al.: *The Muon Spectrum and Charge Ratio up to 7TeV (Talk)*, In "Honolulu 1980, Proceedings, Dumand-80, Vol. 1", 306-314.
- [All84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder: *Physics Data, Cosmic Rays on Earth*, Fachinformationszentrum Karlsruhe (1984).
- [All85] O.C. Allkofer et al.: *Cosmic Ray Muon Spectra at Sea Level up to 10TeV*, Nucl. Phys. **B259** (1985) 1.
- [Bab91] A. Babaev: Private Mitteilungen.
- [Bin90] E. Binder: *Test eines flüssig-Argon-Kalorimeters für den H1-Detektor mit Untersuchung zur Kompensation durch Softwaremethoden*, Diplomarbeit Universität Hamburg (1989), DESY Interner Bericht F21-90-02 (1990).
- [Bin91] E. Binder: Private Mitteilungen.
- [Bru87] R. Brun et al.: *GEANT 3 Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1987).
- [Brü88] B. Anders, U. Behrens und H. Brückmann: *On The Calculation of the Energy Loss of Muons in Sampling calorimeters*, DESY 87/163, Hamburg 1987. Veröffentlicht in Nucl. Instr. Meth. **A270** (1988) 140.
- [Bue89] J. Bürger et al.: *The Central Jet Chamber of the H1-Experiment*, Nucl. Instr. Meth. **A279** (1989).
- [Eng74] J. Engler et al.: *A Liquid Argon Ionization Calorimeter for Detection of Electromagnetic and Hadronic Showers*, Collaboration Print-74-1147 (CERN), Genf 1974. Veröffentlicht in Nucl. Instr. Meth. **120** (1974) 157.
- [Eng84] J. Engler: *Status and Perspectives of Liquid Argon Calorimeters*, Karlsruhe Kernforschungszent. -KFK-3595. Published in Nucl. Instrum. Meth. **225** (1984) 525.
- [Eng85] J. Engler: *Perspectives in Calorimetry*, Nucl. Instrum. Meth. **A235** (1985) 301. In "Santa Cruz 1984, Proceedings, Physics in collision" 437-451.
- [Fab85] C.W. Fabjan: *Calorimetry in High-Energy Physics*, CERN-EP/85-54, Genf 1985. Lectures given at NATO Advanced Studies Inst. on Techniques and Concepts in High-Energy Physics, St. Croix, Virgin Islands, U.S.A., Aug 2-13, 1984. Veröffentlicht in Virgin Isl. Inst. 1984:281 (QC161:N15:1984).

- [Fab89] C.W. Fabjan, R. Wigmans: *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/89-64, Genf 1989. Veröffentlicht in Rept. Prog. Phys. **52** (1989) 1519.
- [Fan76] U. Fano, Mitio Inokuti: *On the Theory of Ionization by Electron Collisions*, ANL-76-80 (1976).
- [Feh89] G. Fehrenbacher: *Das Myonensignal in einem Flüssig-Argon-Kalorimeter mit Blei und Edelmetallabsorbieren*, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (1989).
- [Gay91] J. Gayler, H. Küster und P. Loch: *Determination of the Electromagnetic Scale for the IF Calorimeter*, H1-04/91-171 (1991)
- [Gay92] J. Gayler: Private Mitteilungen.
- [Gör91] L. Görlich, H.P. Wellisch: *Documentation of the LAr Clustering*, H1-12/91-204 (1991).
- [Gru76] C. Grupen: *Electromagnetic Interactions of High-Energy Cosmic Ray Muons*, Fortschritte der Physik **23** (1976) 127.
- [Gru84] C. Grupen: *Neuigkeiten aus der Physik der kosmischen Strahlung*, Siegen Univ. SI-84-07 (1984).
- [Hof76] W. Hofmann et al.: *Production and Transport of Conduction Electrons in a Liquid Argon Ionisation Chamber*, Nucl. Instr. Meth. **135** (1976) 151.
- [Huo92] N. Huot: *Estimation et réjection de l'empilement pour la mesure des fonctions de structure par les calorimètres de H1*, Dissertation Paris (1992).
- [H1T86] H1 Collaboration: *Technical Proposal for the H1 Detector*, DESY, Hamburg 1986.
- [H1T87] H1 Collaboration: *Technical Progress Report*, DESY, Hamburg 1987.
- [H1T89] H1 Collaboration: *Technical Progress Report*, DESY, Hamburg 1989.
- [Kip85] R. Kippenhahn: *Licht vom Rande der Welt*, Deutsche Verlags-Anstalt, Stuttgart 1985.
- [Kok71] R.P. Kokoulin, V.V. Shestakov: Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest 1969, Acta Phys. Hung. **29** Suppl. 4 (1970) 277; Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart 1971, Vol. 6.
- [Kop85] BCDMS Collaboration (R. Kopp et al.): *A Measurement of Energy Loss Distributions of Energetic Muons in Iron*, CERN-EP/85-08, Genf 1989. Veröffentlicht in Z. Phys. C28:1 (1985) 1.
- [Küs91a] H. Küster: *ASCALE User Guide*, H1 Software Note Nr. 24, DESY (1991).
- [Küs91b] H. Küster: *Effekt of Dead HV Channels on LAr Read Out Channels*, H1-06/91-178 (1991).
- [Küs92] H. Küster: Private Mitteilungen.
- [Lan44] L. Landau: *On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation*, Journal of Physics **8** (1944) 4.
- [Lap92] J-F. Laporte: *Determination of the Electromagnetic Scale for the CB Calorimeters*, H1-04/92-218.
- [Leo87] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin 1987.
- [Loc92] P. Loch: *Kalibration des H1 Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets*, Dissertation Universität Hamburg (1992).
- [Loh85] W. Lohmann et al: *Energy Loss of Muons in the Energy Range 1GeV to 10000GeV*, CERN-85-03, Genf 1985.
- [Mer91] T. R. Merz: Private Mitteilungen.
- [Mey91] J. Meyer et al.: *Guide to Simulation Program H1SIM*, H1-Software Note Vol. 1, No. 3, Hamburg 1991.
- [Moy55] J.E. Moyal: *Theory of Ionisation Fluctuations*, Phil. Mag. **46** (1955) 263.
- [Pas92] C. Pascaud, F. Zomer: *Adjustment of the Calibration Timing Parameter in LAr Calorimeter to Cosmic Runs Data*, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, IN2P3-CNRS et Université de Paris-Sud, France 1992.
- [PDG90] Particle Data Group (M. Aguilar-Benitez et al.): *Review of Particle Properties*, Phys. Lett. **239B** (1990).
- [Pet68] A.A. Petrukhin, V.V. Shestakov: Can. J. Phys. **46** (1968) 377.
- [Seg65] E. Segré: *Nuclei and Particles* W.A. Benjamin, INC., New York (1965)
- [Sel64] S.M. Seltzer, M.J. Berger: *Energy-Loss straggling of Protons and Mesons Tabulation of the Vavilov Distribution*, in "Studies in the Penetration of Charged Particles in Matter", National Academy of Sciences Publication 1133 und Nat. Ac. of Sciences, Nuclear Science Series No. 39 (1964).
- [Ste81] R.M. Sternheimer: *General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles*, BNL-29872, July 1981.
- [Ste83] R.M. Sternheimer et al.: *Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances*, BNL-33571 (1983).
- [Tho87] J. Thomas et al.: *Recombination of Electron-Ion Pairs in Liquid Argon and Liquid Xenon*, Phys. Rev. **36A** (1987) 614.
- [Vav57] P.V. Vavilov: *Ionisation Losses of High-Energy Heavy Particles*, Sov. Phys. JETP **5** (1957) 749.

[Wig86] R. Wigmans: *On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters*, CERN-EP/86-141, Genf 1986. Überarbeitete Form veröffentlicht in Nucl. Instrum. Methods. **A259** (1987) 389.

[Wil74] W.J. Willis, V. Radeka: *Liquid Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors*, BNL-18813, Brookhaven 1974. Veröffentlicht in Nucl. Instr. Meth. **120** (1974) 221.

## Danksagung

Zum Entstehen der vorliegenden Arbeit haben viele Arbeitskollegen und Freunde durch ihre Unterstützung und konstruktive Kritik beigetragen. Folgenden Personen bin ich zu besonderem Dank verpflichtet:

- Den Gutachtern meiner Arbeit Herrn Dr. F. Brasse und Herrn Prof. Dr. V. Blobel, die trotz ihrer vielfältigen Aufgaben noch Zeit für meine Arbeit betreffenden Gespräche fanden.
- Herrn Dr. H. Küster für die zahlreichen Gespräche, die vielen hilfreichen Anregungen und sein stetes Interesse am Fortschreiten meiner Arbeit, sowie für seine Unterstützung bei der Vorbereitung auf zahlreiche „cosmic meetings“.
- Herrn Dr. J. Gayler für seine anregende, lehrreiche Betreuung, die sich manchmal auf die Wochenenden erstreckte und der ich manchen Aspekt der vorliegenden Arbeit verdanke.
- Den Doktoranden E. Binder (Autor des Moduls *AMUFND*) und T. R. Merz (Autor des „Kosmischen Myon Generators *CMG*“) durch das Überlassen der genannten Programmpakete und die Hilfe im Umgang mit der H1 Software zu Beginn meiner Arbeit, sowie Herrn Dr. P. Loch für sein Interesse an meiner Arbeit.
- Meinen Zimmerkollegen C. Leverenz, K. Flamm, T. Merz und E. Binder sowie den ehemaligen Kollegen M. Wielers und T. Jansen für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen interessanten Gespräche mit und ohne physikalischen Inhalt.

Auch meinen Eltern bin ich durch ihre seelische und finanzielle Unterstützung während der gesamten Dauer meines Studiums zu besonderem Dank verpflichtet. Für das entgegengebrachte Verständnis meiner zeitintensiven Arbeit in dem vergangenen Jahr bedanke ich mich vor allem bei meiner Freundin Janine.