

# Höhenstrahlungsexperimente mit dem H1 Kalorimeter bei HERA

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik der  
Ludwig - Maximilians - Universität München

vorgelegt von

15x

ERIC SCHUHMAN

aus Germering

angefertigt am

*Max-Planck-Institut für Physik  
- Werner-Heisenberg-Institut -  
Postfach 40 12 12, D-8000 München 40*

Mai 1992



## ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird eine Methode zur Interkalibration der Auslesezellen des H1 Kalorimeters bei HERA mit Hilfe kosmischer Myonen vorgestellt. Dabei werden Teilchenspuren innerhalb der zentralen Driftkammern des H1 Detektors rekonstruiert und über eine geometrische Extrapolation in das Kalorimeter die Signale der bei jedem Ereignis beteiligten Kanäle untersucht. In diesem Zusammenhang kommt der Berücksichtigung des elektronischen Rauschens eine zentrale Bedeutung zu.

Die erreichbare Präzision des Verfahrens wird auch mittels einer Monte Carlo Simulation geprüft.

Die bei der Analyse verwendeten Daten wurden in der zweiten Periode der Cosmic Runs des H1 Experiments im November 1991 gewonnen.

# INHALTSVERZEICHNIS

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Kalorimetrie</b>  | <b>3</b>  |
| 2.1      | Elektromagnetische Schauer                                       | 3         |
| 2.2      | Prozesse der starken Wechselwirkung                              | 8         |
| 2.3      | Eigenschaften von Kalorimeter - Systemen                         | 10        |
| <b>3</b> | <b>Der H1 Detektor</b>   | <b>19</b> |
| 3.1      | Detektor - Design  | 19        |
| 3.2      | Das Spurkammersystem   | 22        |
| 3.3      | Kalorimeter  | 26        |
| 3.4      | Eisen - Instrumentierung und Myon - Detektion                    | 32        |
| <b>4</b> | <b>Kosmische Myonen</b>  | <b>34</b> |
| 4.1      | Das Spektrum der kosmischen Strahlung                            | 34        |
| 4.2      | Fluß und Intensität im H1 Detektor                               | 36        |
| <b>5</b> | <b>Methode der Analyse</b>                                       | <b>39</b> |
| 5.1      | Rekonstruktion der Myon - Spuren in den zentralen Spurdetektoren | 39        |
| 5.2      | Extrapolation der Myon - Spuren in das LAr Kalorimeter           | 46        |
| <b>6</b> | <b>Datenanalyse</b>  | <b>51</b> |
| 6.1      | Allgemeines zu den Cosmic Runs                                   | 51        |
| 6.2      | Rekonstruktion der Myon - Spuren in den zentralen Spurdetektoren | 54        |
| 6.3      | Analyse der Kalorimetersignale                                   | 60        |
| <b>7</b> | <b>Schlußfolgerungen</b>   | <b>79</b> |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>                                      |           |
|          | <b>Danksagung</b>  |           |

## 1. Einleitung

Das physikalische Programm bei HERA konzentriert sich auf das Studium der Elektron - Quark Wechselwirkungen bei sehr hohen Energien: Die Strahlenergien von 820 GeV (Protonen) und 30 GeV (Elektronen) führen zu einem maximalen Impulsübertrag von  $Q^2_{max} = 98400 GeV^2$ . Die Schwerpunktsenergie von 314 GeV würde in einem fixed Target - Experiment einer Elektronenenergie von 51 TeV entsprechen.

Neben genauen Tests des Standardmodells bei hohem  $Q^2$  werden Möglichkeiten für das Auftreten neuer Physik untersucht, wie die Existenz neuer, massiver Bosonen, SUSY - Teilchen, Leptoquarks und angeregter Leptonen und Quarks. Es wird weiterhin nach einer eventuellen Substruktur der Quarks und Leptonen gesucht, die zu zusätzlichen Wechselwirkungen führen kann, welche sich in kleinen Änderungen der Strukturfunktionen äußern würden.

Ein weiteres wichtiges Ziel bei HERA ist die genaue Messung der Proton - Strukturfunktionen in Ereignissen mit geladenen (CC) und neutralen Strömen (NC). Die dominanten QCD - Prozesse neutraler Ströme sind dabei die tiefinelastische  $eq$  - Streuung, die zur Erzeugung von Hadronen führt, QCD - Compton - Streuung ( $\gamma q \rightarrow gq$ ) und die  $\gamma g$  - Fusion ( $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ ), die eine Quelle für  $c$  - und  $b$  - Mesonen darstellt. Letztere werden durch ihre Zerfälle die Hauptquelle für Myonen sein. Bei NC - und CC - Ereignissen wird der Energiefluß gestreuter Elektronen oder Hadronen (Jets) gemessen.

Es ergeben sich daraus einige entscheidende Anforderungen an die Konzeption eines HERA Detektors, die am Beispiel H1 vorgestellt werden: Die Messung des Energieflusses in Reaktionen mit geladenen oder neutralen Strömen erfordert eine gute Energieauflösung, verbunden mit feiner Granularität der Auslesezellen und einer exakten absoluten Kalibration der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Unsicherheiten in der Kalibration bewirken eine systematische Verschiebung der gemessenen Energien und eine Verschlechterung der Energieauflösung. Will man die untere Grenze des kinematischen Bereichs erreichen, so ist eine absolute Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters auf 1% und des hadronischen auf 2% erforderlich. Die Energieauflösung der kalorimetrischen Messung verbessert sich mit steigender Energie des Primärteilchens gemäß

$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ . Sie beträgt für die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter  $\sigma(E_e)/E_e \approx 10\%/\sqrt{E_e}$ ,  $\sigma(E_h)/E_h \approx 55\%/\sqrt{E_h}$ . Zum (indirekten) Nachweis von Neutrinos oder möglichen anderen, nicht - wechselwirkenden Teilchen, ist die vollständige Abdeckung des Raumwinkels (Hermetizität) nötig, um eine genaue Bestimmung der 'fehlenden' Energie sicherzustellen. Ihre Kenntnis dient z.B. zur Unterscheidung von NC - und CC - Ereignissen sowie zur Untersuchung der Erzeugung neuer Teilchen, die unter anderem in Neutrinos oder Photinos zerfallen können. Die Verteilung der fehlenden Transversalenergie 'normaler' Ereignisse besitzt einen Ausläufer zu hohen Werten aufgrund nicht - identifizierter Myonen und Neutrinos, die z.B. aus Charm - Zerfällen stammen. Doch der dominante Beitrag dazu stammt normalerweise von Teilchenverlusten des Detektors oder Absorptionen in toten Bereichen. Er stellt somit einen wichtigen limitierenden Faktor für die Separation 'neuer' Physik von 'Untergrund' aus normalen Ereignissen dar. Zur Untersuchung neuer Physik und Heavy Flavor - Reaktionen sind Identifizierung und Energiemessung von Myonen und Elektronen sehr wichtig.

In der vorliegenden Arbeit werden Experimente am H1 Detektor mit kosmischen Myonen vorgestellt, die eine Interkalibration der Kalorimeterauslesezellen ermöglichen. Mit ihnen ist auch eine absolute Kalibration möglich. Zur Analyse wurden Daten verwendet, die während der 'Cosmic Runs' am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY im April und Oktober / November 1991 gewonnen wurden. Die kosmischen Experimente dienten zur Erprobung der Detekoreigenschaften vor dem Anlaufen der eigentlichen Experimente zur  $ep$  - Streuung, die voraussichtlich im Frühsommer 1992 beginnen.

In Kapitel 2 werden zur Motivation einer möglichst genauen Kalibration die grundsätzlichen Prinzipien der Kalorimetrie zusammengefaßt. Kapitel 3 liefert eine Beschreibung des H1 Detektors, wobei vor allem diejenigen Komponenten vorgestellt werden, die für die im Rahmen der hier vorgestellten Datenanalyse von Bedeutung sind. Kapitel 4 stellt knapp das Spektrum der kosmischen Strahlung und die für den H1 Detektor resultierende Ereignisrate dar. Im 5. Kapitel werden Details der Analysemethoden beschrieben und deren Präzision mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen untersucht. Kapitel 6 schließlich zeigt die Ergebnisse der analysierten Daten der Cosmic Runs, die im 7. Kapitel zusammengefaßt werden.

## 2. Kalorimetrie

In Experimenten der Hochenergiephysik bezeichnet man als Kalorimeter total absorbierende Detektoren, die sowohl für geladene, als auch für neutrale Teilchen sensitiv sind. Ein einfallendes Teilchen löst in den Schichten eines Sampling - Kalorimeters durch starke oder elektromagnetische Wechselwirkungen eine Kaskade von Sekundärteilchen aus. Die von ihnen deponierte Energie kann in Form von Szintillationslicht, Cerenkovlicht oder als Ionisationsladung in ein meßbares Signal umgewandelt werden [1]. Die mittlere Anzahl der im Schauer erzeugten Sekundärteilchen ist proportional der zu messenden Energie  $E$  des einfallenden Teilchens. Die Unsicherheit der Energiemessung wird zunächst durch statistische Fluktuationen der Zahl der Schauerteilchen bestimmt. Wegen der Proportionalität dieser Anzahl zur einfallenden Energie verbessert sich die Energieauflösung mit zunehmender Energie des Primärteilchens:  $\sigma \sim \sqrt{E}$ , bzw.  $\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ .

Zur Motivation der Notwendigkeit einer möglichst genauen Kalibration eines Kalorimeters werden in diesem Kapitel die grundsätzlichen Prinzipien der Kalorimetrie wie die Mechanismen zur Teilchenabsorption, die Fähigkeit zu ihrer Identifizierung und Energiemessung, die Auslese der Signale und die verschiedenen Beiträge zur Energieauflösung zusammengefaßt. Dabei werden vor allem diejenigen Aspekte betont, die für das Flüssig - Argon Kalorimeter des H1 Experimentes bei HERA von Bedeutung sind.

### 2.1. Elektromagnetische Schauer

#### 1) Mechanismen der Schauerentwicklung

Die elektromagnetische Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie führt zu Ionisation oder Anregung der Atome des Mediums. Die im Falle der Ionisation freigesetzten Elektronen können dabei ein meßbares elektrisches Signal induzieren. Bei hohen Energien werden zunehmend die Beiträge der Bremsstrahlung und die Erzeugung von ' $\delta$  - rays' (Elektronen aus Stoßionisationen) bedeutend.

Photonen verlieren in einem Kalorimeter ihre Energie durch drei verschiedene Prozesse: Photoeffekt, Compton - Streuung und  $e^+e^-$  - Paarerzeugung. Die relative Bedeutung dieser Prozesse hängt stark von der Photon - Energie und der Elektro-

endichte des Mediums ab. Außer bei den niedrigsten Energien ist die Absorption von Elektronen und Photonen ein Vorgang, der in mehreren sich wiederholenden Schritten abläuft (sukzessive Abstrahlung von z.B. Bremsstrahlungs - Photonen, die in  $e^+e^-$  - Paare konvertieren, die wiederum ionisieren und neue Bremsstrahlungs - Photonen erzeugen, usw.), also zur Bildung von vielen Sekundärteilchen führt, d.h. es setzt eine Entwicklung von Teilchenschauern ein. Die einzelnen Prozesse, die zur Schauerentwicklung beitragen, hängen stark von der Energie der beteiligten Teilchen ab, wodurch sich für den Verlauf einer solchen Kaskade in einem Kalorimeter ein charakteristisches Profil ergibt. Bei hohen Energien (oberhalb ungefähr 100 MeV) dominieren Paarerzeugung (im Falle von Photonen) bzw. Bremsstrahlung (bei Elektronen). Unterhalb der sogenannten kritischen Energie, die näherungsweise durch  $\epsilon_c \approx 550Z^{-1}$  gegeben ist, d.h. der Energie, bei der die Verluste durch Strahlung und Ionisation gleich groß sind, tritt dann keine weitere Teilchenerzeugung im Schauer mehr auf, sondern es findet nur noch Anregung und Ionisation statt [1].

Die Teilchenabsorption findet bei elektromagnetischen Kaskaden in relativ kleinen Volumina statt, die durch die sogenannte Strahlungslänge  $X_0$  für die longitudinale und den Moliere - Radius  $\rho_M$  für die transversale Ausdehnung charakterisiert werden. Dabei ist die Strahlungslänge als diejenige Weglänge definiert, auf der ein hochenergetisches Elektron (d.h. etwa oberhalb 1 GeV) im Mittel 63.2 % ( $= 1 - \frac{1}{e}$ ) seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert. Sie kann im Rahmen der QED berechnet werden. Die mittlere Strecke, die ein hochenergetisches Photon zurücklegt, bevor es in ein  $e^+e^-$  - Paar konvertiert, ergibt sich zu  $\frac{9}{7}X_0$  [1]. Der Moliere - Radius ist definiert über das Verhältnis aus Strahlungslänge und kritischer Energie  $\epsilon_c$  :

$$\rho_M = \frac{X_0}{\epsilon_c} \cdot E_s, \quad (2.1)$$

mit  $E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$  [2]. Näherungsweise gilt für diese beiden Größen:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.2)$$

$$\rho_M \approx 7 \frac{A}{Z} \left[ \frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.3)$$

Das Schauermaximum in Einheiten von  $X_0$  tritt bei einer Tiefe

$$t_{max}[X_0] \approx \ln \left( \frac{E}{\epsilon_c} \right) - \alpha \quad (2.4)$$

auf [3], wobei  $\alpha \approx 1.0$  für Elektronen und  $\alpha \approx 0.5$  für Photonen ist. Da  $\epsilon_c$  proportional zu  $Z^{-1}$  ist, ist also  $t_{max}$  bei höheren  $Z$  größer.

Die laterale Verteilung eines elektromagnetischen Schauers wird durch folgende Effekte bestimmt: Elektronen können sich durch Vielfachstreuung weit von der Schauerachse entfernen, was, besonders bei abnehmender Energie, zu einer Aufweitung führt. Im frühen, energiereichen Stadium der Kaskadenentwicklung wird die laterale Ausdehnung vor allem durch den Emissionswinkel für Bremsstrahlung charakterisiert [4]:  $\Theta_{Brems} \sim \frac{m_e}{p_e}$  ( $p_e$  bzw.  $m_e$  sind der Impuls und die Masse des Elektrons). Bis zur Tiefe des Schauermaximums ist der Schwarm der energiereichen Teilchen noch ziemlich kollimiert, und zwar innerhalb eines Zylinders mit dem Radius etwa einer Strahlungslänge. Tiefer in der Kaskade wird die Verteilung durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt, die selbst nicht mehr strahlen. In diesem Bereich skaliert die laterale Verteilung in Einheiten des Moliere - Radius. Das typische radiale Profil einer elektromagnetischen Kaskade besitzt demnach einen zentralen, energiereichen Kern, der nach dem Schauermaximum verschwindet und von einem niederenergetischen Halo umgeben ist.

## 2) Energieverlust schwerer Teilchen

Im Vergleich zu Elektronen sind hier die Wirkungsquerschnitte für QED - Prozesse höherer Ordnung, wie Bremsstrahlung und Paarerzeugung, um einen Faktor  $\left(\frac{m}{m_e}\right)^2$  unterdrückt. Als Folge davon wird der Energieverlust von Myonen unterhalb etwa 100 GeV zum allergrößten Teil von Ionisationsprozessen dominiert.

Der mittlere Energieverlust pro Einheitsweglänge  $\langle dE/dx \rangle$  ergibt sich dann aus der Bethe - Bloch Formel (siehe (2.5)). In realen Kalorimetern weicht allerdings der Energieverlust  $\Delta E/\Delta x$  von dem aus  $\langle dE/dx \rangle$  berechneten wegen des Auftretens (einer relativ kleinen Anzahl) von Stößen mit gebundenen Elektronen und den dabei hervorgerufenen starken Fluktuationen des Energieübertrags der Myonen auf die Elektronen ab. Als Konsequenz daraus hat die gemessene Energieverteilung im

allgemeinen ihren Maximalwert bei kleineren Werten als aus der Berechnung über  $\langle dE/dx \rangle$  folgt und zusätzlich einen langen Schwanz zu hohen Energien (Landau - Schwanz). Bei Myon - Energien jenseits von etwa 100 GeV tritt dann in verstärktem Maße Bremsstrahlung auf, die zur Entwicklung elektromagnetischer Schauer führt [1].

### Energieverlust von Myonen

Die Berechnung des mittleren Energieverlustes geladener Teilchen in Materie führt zur Bethe - Bloch - Formel (Ausführliche Diskussionen findet man z.B. in [5], [6], [7]):

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right) = \frac{2\pi n(z e^2)^2}{m_e \beta^2 c^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{2m_e \beta^2 c^2 W_{max}}{(1 - \beta^2) I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right]. \quad (2.5)$$

Dabei bedeutet  $W_{max}$  die maximale kinetische Energie, die ein geladenes, punktförmiges Teilchen der Masse  $m$  mit dem Impuls  $p = m\beta\gamma c$  an ein stationäres, freies Elektron übertragen kann:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m} + \left( \frac{m_e}{m} \right)^2}. \quad (2.6)$$

$n$  ist die Elektronendichte des Absorbermediums,  $z$  die Ladung (in Einheiten  $e$ ) des wechselwirkenden Teilchens und  $I$  das mittlere Ionisationspotential, für das in guter Näherung gilt:

$$\frac{I}{Z} = (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19}) \text{ eV}, \quad (2.7)$$

wobei  $Z$  die Kernladungszahl des Absorbers ist.

$\delta$  beschreibt den sogenannten Dichteeffekt, der Polarisierungseffekte des Mediums aufgrund der Ladung des einfallenden Teilchens berücksichtigt und vom Teilchenimpuls abhängt [6].

Der aus (2.5) erhaltene Verlauf des mittleren Energieverlustes von Myonen in einem Zentimeter flüssigem Argon als Funktion ihres Impulses ist zusammen mit dem wahrscheinlichsten Energieverlust (siehe unten, (2.9)) in Fig. 2.1 gezeigt:

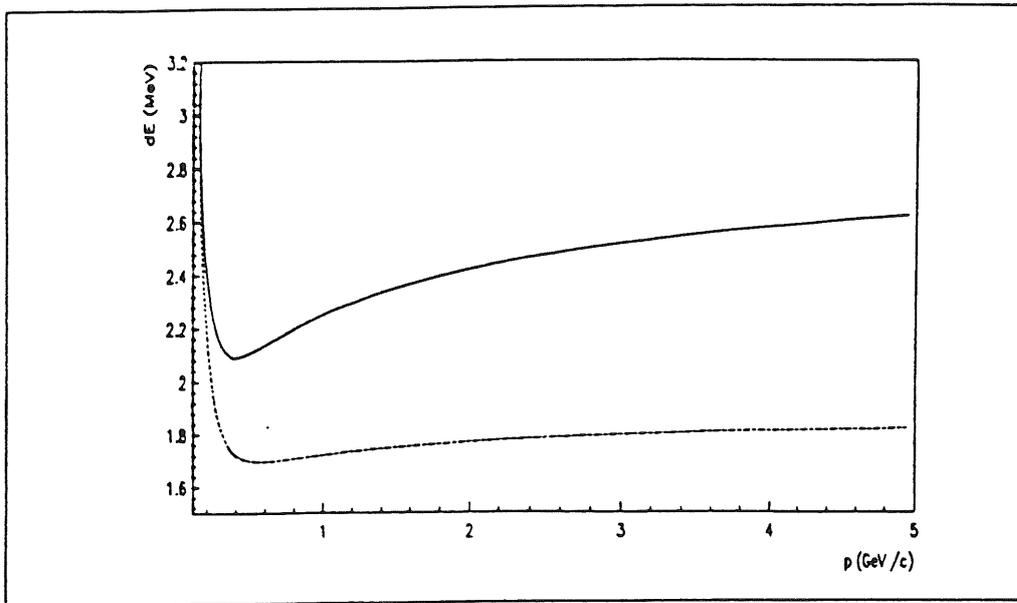


Fig. 2.1 Mittlerer (durchgezogen) und wahrscheinlichster (gestrichelt) Energieverlust

von Myonen in 1 cm LAr

Jenseits des Impulswertes für Minimalionisation folgt ein relativistischer Anstieg, der sich aus der Erhöhung der elektrischen Feldstärke aufgrund von Lorentz - Kontraktion ergibt und schließlich in ein Plateau übergeht. Der oben genannte Dichteeffekt bewirkt eine Abschwächung des Anstieges, da wegen der Polarisation des Mediums die Reichweite der Coulomb - Wechselwirkung beschränkt wird.

#### Verteilung des Energieverlustes:

Bei Stößen mit gebundenen Elektronen können größere Energiewerte übertragen werden, die dazu führen, daß auf diese Weise Elektronen befreit werden, die ihrerseits ionisieren ('Stoßionisationen', 'δ-Rays'). Solche Stöße treten zwar relativ selten auf, führen dann aber zu großen Energiedepositionen. Als Konsequenz wird eine gemessene Verteilung der deponierten Energie zu hohen Werten hin asymmetrisch. Für minimal ionisierende Teilchen läßt sich eine solche durch eine Landau - Verteilung beschreiben [8]:

$$f(\omega) = \begin{cases} \alpha \cdot e^{-\frac{1}{2}(\omega^{0.85} + e^{-\omega})}, & \omega > 0; \\ \alpha \cdot e^{-\frac{1}{2}(\omega + e^{-\omega})}, & \omega \leq 0; \end{cases} \quad (2.8)$$

Dabei bedeuten:

$$\omega = \frac{E - E_p}{\lambda},$$

$E$  = deponierte Energie.

$E_p$  = wahrscheinlichster Energieverlust (siehe unten),

$$\lambda = \frac{2\pi n(z e^2)^2}{m_e \beta^2 c^2} \cdot Z \cdot t,$$

$t$  = Dicke des Mediums in  $\frac{g}{cm^2}$ ,

$\alpha$  = Normierungskonstante.

Für die Berechnung ist es günstig,  $\lambda$  in folgender Form zu schreiben:

$$\lambda = 0.1535 \cdot \frac{Z \cdot \rho \cdot x}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2},$$

$\rho$  = Dichte des Mediums in  $\frac{g}{cm^3}$ ,

$x$  = Dicke der Schicht in cm,

$A$  = Atomare Massenzahl des Mediums.

$E_p$  ist der Wert für den wahrscheinlichsten Energieverlust, den das geladene Teilchen in der betrachteten Absorberschicht erleidet. Dieser ist wegen der Asymmetrie der Verteilung zu hohen Werten vom mittleren Energieverlust (gemäß der Bethe - Bloch - Formel (2.5)) verschieden und ergibt sich zu [5]:

$$E_p [MeV] = \frac{B_1 \cdot t}{\beta^2} \cdot \left[ B_2 + 2 \cdot \ln \left( \frac{p}{mc} \right) + \ln \left( \frac{B_1 \cdot t}{\beta^2} \right) + 0.891 - \beta^2 - \delta \right], \quad (2.9)$$

mit:

$$B_1 = \frac{2\pi n(z e^2)^2}{m_e c^2 \rho} = 0.1536 \cdot \frac{Z}{A} \left[ \frac{MeV}{gcm^{-2}} \right],$$

$$B_2 = \ln \left[ \frac{m_e c^2}{I^2} \right].$$

## 2.2. Prozesse der starken Wechselwirkung

### Allgemeine Eigenschaften

Die Entwicklung hadronischer Schauer ist wesentlich komplizierter als bei elektromagnetischen Kaskaden. Es entstehen hauptsächlich Mesonen (Pionen, Kaonen, ...) aus der Wechselwirkung eines Hadrons mit einzelnen Nukleonen aus einem Atomkern des Absorbers. Der Restkern verliert seine Anregungsenergie durch Emission

von Nukleonen und Photonen, sowie seine kinetische Rückstoßenergie durch Ionisation. Die entstehenden Teilchen (Mesonen, Nukleonen, Photonen) verlieren ihre Energie durch Ionisation und teilweise auch durch Induzierung weiterer Reaktionen, wodurch es zur Ausbildung einer Teilchenkaskade kommt.

Die Schauerdimensionen werden durch die nukleare Wechselwirkungslänge  $\lambda_{int}$  bestimmt, die mit dem Kernradius, d.h. mit  $A^{\frac{1}{3}}$  (in Einheiten  $gcm^{-2}$ ), skaliert. Dies wird an Hand experimenteller Daten bestätigt [1]. Im Gegensatz zur Strahlungslänge  $X_0$  kann  $\lambda_{int}$  nicht berechnet werden, da keine geschlossene Theorie der starken Wechselwirkung existiert. Sie ist erheblich größer als  $X_0$ , für Eisen beträgt sie z.B.  $132 \frac{g}{cm^2}$ , dagegen ist  $X_0$  dort nur etwa  $14 \frac{g}{cm^2}$ .

Bei hadronischen Schauern wird ein gewisser Anteil der Energie in nicht nachweisbarer Form deponiert ('unsichtbare Energie'). Dies betrifft z.B. die Energie, die zum Herauslösen von Nukleonen aus Kernen benötigt wird. Der Anteil der unsichtbaren Energie kann bis zu 40 % derjenigen Energie betragen, die nicht in elektromagnetischer Form deponiert wird.

Bei niedrigen Energien, etwa unterhalb 2 GeV, wächst die Wahrscheinlichkeit, daß geladene Hadronen ihre kinetische Energie ohne nukleare Wechselwirkungen, d.h. ausschließlich durch Ionisation verlieren, sofern sie nicht total absorbiert werden.

Ein beträchtlicher Anteil der Energie, die von hadronischen Schauern deponiert wird, wird von extrem nichtrelativistischen Teilchen getragen, insbesondere Protonen und Neutronen. Dies hat vor allem drei Konsequenzen: Zum einen haben viele im Schauerprozeß erzeugte Protonen eine spezifische Ionisation, die zehn- bis hundertmal (je nach  $Z$  des Mediums) größer als diejenige ist, die minimal ionisierende Teilchen (MIPs) besitzen. Die nachgewiesene Energie solcher Teilchen liefert im Falle von Sampling - Kalorimetern mit stark unterschiedlichen Werten von  $Z$  für die aktiven und passiven Schichten Signale, die sich stark von denen minimal ionisierender Teilchen unterscheiden.

Weiterhin zeigen einige aktive Detektormedien ein stark nichtlineares Verhalten bzgl. dicht - ionisierender Teilchen aufgrund von Sättigung (im Falle von Szintillatoren) oder Rekombination von Ionisationsladung (bei flüssigem Argon (LAr)). Das Signal pro deponierter Energie (d.h. der 'Response') wird in diesen Fällen unterdrückt.

Neutronen verlieren ihre Energie nur durch starke Wechselwirkungen. Dadurch werden Kernniveaus angeregt, die lange Lebensdauern besitzen können, wodurch die Pulsdauer der hadronischen Signale verlängert wird [1].

### 2.3. Eigenschaften von Kalorimeter - Systemen

#### Allgemeines

Bei Sampling - Kalorimetern wird nur ein kleiner Teil der Energie in den aktiven Ausleseschichten deponiert, der für flüssige Medien einige Prozent der Gesamtenergie beträgt. Diese Technik ruft zwar zusätzliche Fluktuationen hervor, die die Energieauflösung beeinflussen, bringt aber entscheidende Vorteile mit sich: Es ist möglich, dichte Absorbermaterialien zu verwenden und somit sehr kompakte Detektoren zu bauen. Weiterhin nehmen die Sampling - Fluktuationen mit steigender Energie ab.

Bezüglich der Auslesetechnik gibt es zwei verbreitete Möglichkeiten, zum einen die Sammlung von Szintillationslicht, die besonders in einigen elektromagnetischen Anordnungen mit Szintillatormaterial als aktive Komponente angewendet wird, zum anderen die Methode der Ladungssammlung im Falle von Gas - oder Flüssigkeitskalorimetern. In flüssigen Auslesemitteln, wie LAr, ist nur der Ionisationskammer - Modus möglich, d.h. die Aufsammlung der durch Ionisation freigesetzten Elektronen ohne interne Verstärkung. Er erlaubt eine sehr gute Kontrolle systematischer Effekte, wie etwa die Gleichförmigkeit des Response. Die Vorteile bei Verwendung von LAr liegen auch in der Einfachheit der Segmentierung der Ausleseeinheiten, der problemlosen Anwendbarkeit in starken Magnetfeldern, der Möglichkeit zur Minimierung toter Bereiche sowie einer exzellenten Langzeit - Stabilität und ausgezeichneten Strahlungshärte. Das gemessene Signal beträgt einige  $pC$  Ladung pro GeV deponierter Schauerenergie. Dabei wird diejenige Signalladung gemessen, die auf Kathoden induziert wird. Diese Kathoden besitzen inhärent große Kapazitäten, sodaß für eine optimale Ladungsmessung eine genaue Untersuchung der Verhältnisse von Signal, Rauschen, Auflösungszeit und Detektorgröße erforderlich ist ([1], [9]). Hohe räumliche Auflösung wird erreicht durch eine Aufteilung der Kathodenebenen in kleinere Einheiten (sogenannte 'Pads'), sowie eine projek-

tive Geometrie, bei der die Kanäle zu 'Türmen' zusammengefaßt werden, wodurch insbesondere die Fähigkeit zum Triggern gegeben wird.

### Energieauflösung

Bei elektromagnetischen Schauern liefern die Sampling - Fluktuationen im allgemeinen den größten Beitrag; sie sind bestimmt durch Fluktuationen des Energieverlustes der Schauerelektronen in den aktiven und passiven Schichten und durch die Anzahl der Ionisationselektronen, die vom Auslesesystem registriert werden. Unter der Annahme, daß die einzelnen Ionisationsprozesse unabhängig sind, gilt [3]:

$$\frac{\sigma}{E} \approx n_e^{-\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

( $n_e$  ist die Anzahl der gesammelten Schauerelektronen). In der weit verbreiteten Anwendung, der sogenannten 'Rossi Approximation B' [5], die Vielfach - und Comptonstreuung vernachlässigt und die Schauerentwicklung eindimensional behandelt, wird die gesamte Teilchenenergie  $E$  in  $n$  Portionen  $\Delta E$  zerlegt, wobei  $\Delta E$  die in einem Sampling - Schritt, d.h. in einer aktiven und einer passiven Schicht, von einem Teilchen deponierte Energie ist:

$$n = \frac{E}{\Delta E}. \quad (2.11)$$

Für eine Sampling - Schicht der Dicke  $\Delta x$  ist dann

$$\Delta E = \epsilon_c \cdot \frac{\Delta x}{X_0}, \quad (2.12)$$

und mit  $t$  als Dicke der Sampling - Schicht in Einheiten  $X_0$  [3]:

$$\frac{\sigma}{E} \approx \sqrt{t \cdot \frac{\epsilon}{E}} \quad (2.13)$$

Weitere Beiträge zur Energieauflösung stellen Landau - und Weglängen - Fluk-

tuationen dar. Die Landau - Fluktuationen ergeben sich daraus, daß minimal ionisierende Teilchen (MIPs), die eine Dicke  $x$  eines Materials durchqueren, eine asymptotische Verteilung der deponierten Energie liefern. Dies führt zu Ausläufern der Landau - Verteilung zu hohen Energieverlusten.

Weglängen - Fluktuationen entstehen, wenn sich Elektronen unter großem Winkel zur Schauerachse im aktiven Material bewegen. Ihr Beitrag zur Energieauflösung ist allgemein in Flüssigkeiten kleiner als in Gasen.

Insgesamt kann die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter folgendermaßen parametrisiert werden:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{samp}^2}{E}} + a. \quad (2.14)$$

Der Beitrag aus intrinsischen ( $c_{int}$ ) und Sampling - Fluktuationen ( $c_{samp}$ ) trägt für Elektronen und Photonen bei LAr rund 10% bei.  $a$  ist ein konstanter Term und berücksichtigt die Unsicherheit der Energie - Kalibration, mechanische Inhomogenitäten, defekte Auslesekanäle usw. und ist vor allem bei hohen Energien wichtig. Er liegt bei guten Kalorimetern im Bereich 1 - 2%.

Ein weiterer Beitrag zur Energieauflösung vor allem hadronischer Detektoren ist der Einfluß der sogenannten Leckverluste, d.h. desjenigen Teils der Energie, der das Kalorimeter verläßt, ohne nachgewiesen zu werden. Dies betrifft hochenergetische Myonen, Neutrinos und nicht - wechselwirkende ('punch - through') Hadronen. Im allgemeinen wird dadurch nicht nur die Energiemessung, sondern auch die Signalverteilung verschlechtert, die einen Schwanz zu niedrigeren Energien erhält. Darüber hinaus ergibt sich ein nichtlinearer Response [10]. Der Beitrag zur relativen Energieauflösung skaliert etwa logarithmisch mit der Energie.

Eine Besonderheit hadronischer Schauer, die gleichzeitig deren Energiemessung im Falle nicht - kompensierender Kalorimeter komplizierter macht, ist die folgende: Einige Teilchen der Kaskade wechselwirken ausschließlich elektromagnetisch, z.B. neutrale Pionen und  $\eta$ - Mesonen, d.h. ein Hadronenschauer enthält eine elektromagnetische Komponente. Im Mittel sind ungefähr ein Drittel derjenigen Mesonen, die in der ersten Wechselwirkung erzeugt werden, neutrale Pionen. Deren Anteil wächst dabei etwa logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens [3]:

$$f_{\pi^0} \approx 0.1 \cdot \ln E [\text{GeV}] \quad (2.15)$$

Der Bruchteil der ursprünglichen Hadronenergie, die in diese konvertiert, variiert stark von Ereignis zu Ereignis und hängt vom Frühstadium der Schauerentwicklung ab, insbesondere von der ersten inelastischen Wechselwirkung. Demzufolge sind die Fluktuationen sehr groß, sie können etwa 50 % betragen. Des weiteren wird in hadronischen Wechselwirkungen einer Kaskade ein großer Anteil der Energie in die Anregung oder das Aufbrechen von Kernen investiert, von der nur ein kleiner Teil nachgewiesen werden kann; dies führt ebenfalls zu großen ereignisabhängigen Fluktuationen. Beide Beiträge sind stark korreliert und bestimmen letztlich die intrinsische Schranke für die Genauigkeit der Energiemessung hadronischer Kalorimeter.

Diese Effekte führen dazu, daß die Signalverteilung für monoenergetische Pionen breiter ist als für Elektronen der gleichen Energie und der Mittelwert niedriger liegt, d.h. das sogenannte  $e/h$ -Verhältnis ist größer als eins (siehe Fig. 2.2 [11]):

$$e/h > 1.$$

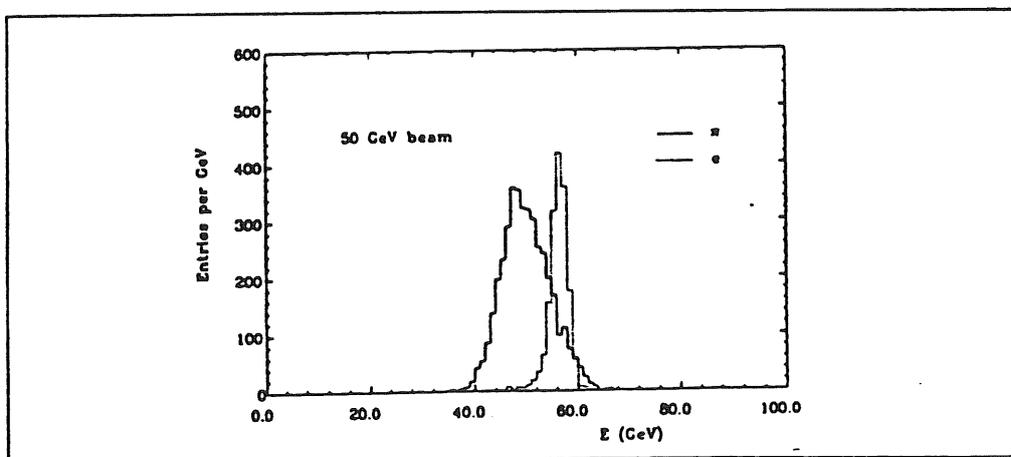


Fig. 2.2 Vergleich der Signale von Elektronen und Pionen bei 50 GeV [11]

Daraus ergeben sich folgende Konsequenzen: Die Signalverteilung für monoenergetische Hadronen ist nicht - gaussisch, die Fluktuationen von  $f_{\pi^0}$  ergeben einen zusätzlichen Beitrag zur Energieauflösung, die Energieauflösung verbessert sich nicht gemäß  $E^{-\frac{1}{2}}$  und das gemessene  $e/h$  - Verhältnis ist energieabhängig.

Bestimmt man den  $\pi^0$ - Anteil auf Schauerbasis und korrigiert die Signale mit einem geeigneten Wichtungsschema, so kann man die  $E^{-\frac{1}{2}}$ - Skalierung teilweise wiederherstellen. Allerdings ist die Anwendung der Methode auf Jets unbekannter Energie und Zusammensetzung unter Umständen problematisch. Bei kleinen Energien, etwa unterhalb 3 GeV, wird  $e/h$  kleiner, da geladene Hadronen ihre Energie ohne starke Wechselwirkungen abgeben können und nur noch ionisieren (wie Myonen). Insgesamt wird bei niedrigen Energien die Auflösung durch den nichtlinearen Response bestimmt, wogegen bei hohen Energien die Abweichung von  $e/h = 1$  die entscheidende Größe ist.

Daneben treten, wie bei den elektromagnetischen Kalorimetern noch Sampling - Fluktuationen auf, die rein statistischer Natur sind und entsprechend einen Beitrag  $\frac{c}{\sqrt{E}}$  liefern; sie spielen allerdings bei hadronischen Systemen eine untergeordnete Rolle: Ein großer Anteil davon stammt von Fluktuationen der Zahl verschiedener Schauerteilchen, die zum Signal beitragen.

Unter Vernachlässigung instrumenteller Effekte kann die Energieauflösung hadronischer Kalorimeter wie diejenige elektromagnetischer parametrisiert werden (2.10). Dabei wird deutlich, daß es keinen Gewinn bedeutet, das Sampling feiner zu machen, als die Grenze durch die intrinsischen Beiträge vorgibt.

Experimentell ergibt sich für die aus den genannten Beiträgen zusammengesetzte intrinsische Energieauflösung hadronischer Kalorimeter typischerweise [4]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{int} \approx 0.45/\sqrt{E(\text{GeV})}. \quad (2.16)$$

### Orts - und Winkelauflösung

Die Bestimmung des Eintrittspunktes und der Richtung eines in ein Kalorimeter einfallenden primären Teilchens geschieht durch die Messung der transversalen und longitudinalen Dimensionen des entstehenden Schauers: Den Ort erhält man aus der transversalen Verteilung, wobei die Auflösung von der charakteristischen Schau-

erbreite und der transversalen Granularität des Detektors, sowie vom Verhältnis aus Signal und Rauschen abhängt.

Der Winkel des einfallenden Teilchens wird aus der longitudinalen Schauerinformation bestimmt [1].

Die Bestimmung der Schauerposition durch Messung des Zentrums der deponierten Energie ist möglich, falls das Auslesesystem in einer oder mehreren Richtungen senkrecht zur Schauerachse segmentiert ist. Dies bedeutet, daß die transversale Zellengröße mit der lateralen Schauerdimension vergleichbar sein muß.

Diese ist bei elektromagnetischen Schauern in der Größenordnung einer Strahlungslänge. Für hochenergetische Kaskaden sind Auflösungen von einigen Millimetern möglich.

Im Falle von hadronischen Schauern ist die transversale Verteilung etwa eine Wechselwirkungslänge breit. Meist werden Auflösungen von einem bis zu einigen Zentimetern erreicht.

Bei der Richtungsbestimmung muß gleichzeitig die Position und die Energie eines oder mehrerer Teilchen gemessen werden. Eng benachbarte Schauer können dabei etwa bis zu einer Strahlungs- bzw. Wechselwirkungslänge aufgelöst werden [3].

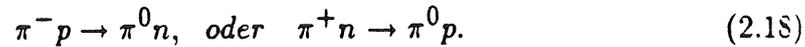
### Teilchen - Identifizierung

Die Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Photonen und Hadronen, insbesondere Pionen, gelingt mit Hilfe der verschiedenen Profile der Energiedeposition dieser Teilchen. Am deutlichsten tritt der Unterschied in Materialien mit sehr verschiedenen Werten für die Strahlungs- und Wechselwirkungslänge, d.h. in solchen mit hohem  $Z$  hervor [4]:

$$\frac{\lambda}{X_0} \approx 35 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot Z^2 / 180 \cdot A \approx 0.12 \cdot Z^{\frac{4}{3}}. \quad (2.17)$$

Die Trennung ist besonders effektiv, wenn das Kalorimeter in getrennte elektromagnetische und hadronische Komponenten aufgeteilt ist, z.B. in einen Pb/LAr und einen Fe/LAr Teil. Elektronen und Photonen werden im Pb/LAr - Teil absorbiert, dagegen entwickeln sich hadronische Schauer erst im Fe/LAr - Teil.

Prinzipiell ist die Grenze für die Trennung physikalisch durch das Auftreten der folgenden Ladungsaustausch - Reaktion gegeben, die einen elektromagnetischen Schauer simuliert:



Für Pionen mit einigen GeV beträgt der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion etwa 1% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts und nimmt logarithmisch mit steigender Energie ab [1].

Kalorimeter bei Collider - Experimenten sind normalerweise nicht tief genug, um alle hadronischen Schauer vollständig absorbieren zu können. Auch Myonen verlassen im allgemeinen den Detektor. Sie sind aber leicht als minimal ionisierende Spuren erkennbar, deren Reichweite erheblich über der von Hadronschauern liegt und die bei Verwendung von sogenannten Tail Catcher Kalorimetern, d.h. instrumentierten Eisenplatten - Detektoren außerhalb der eigentlichen Hadronkalorimeter, leicht identifiziert werden können. Teilchendichten, wo die Identifizierung von Elektronen innerhalb von Jets extrem schwierig wird, liefern Myonen unter Umständen die einzige eindeutige Signatur für Endzustände mit geladenen Leptonen.

Neutrinos schließlich können nur indirekt nachgewiesen werden, wenn es möglich ist, die Gesamtenergie eines Ereignisses zu messen, wozu ein  $4\pi$ - Kalorimeter erforderlich ist. Dies ist allerdings bei Hadron - Collidern und auch bei HERA nicht möglich, weil ein signifikanter Anteil der Gesamtenergie in Strahlrichtung transportiert wird (Strahlrohr - Verluste). In diesen Fällen liefert nur eine Bestimmung des fehlenden Transversalimpulses einen Neutrino - Nachweis.

### Kalibration und Wichtung

Die systematische Unsicherheit der Kalibration soll möglichst klein gehalten werden (siehe (2.14)), um die  $E^{-\frac{1}{2}}$  - Skalierung bei hohen Energien zu erhalten. Sie darf höchstens im Bereich von einem Prozent liegen. Um dies sicherzustellen, ist eine Kalibration aller einzelnen Kanäle erforderlich: Es muß eine absolute Energieskala bestimmt werden, d.h. eine eindeutige Beziehung zwischen gemessener Signalladung und deponierter Energie. Weiterhin müssen eventuelle zeitliche Variationen

des Response einzelner Kanäle kompensiert, sowie Fehlfunktionen festgestellt und korrigiert werden. In der Praxis wird dazu jeder Kanal mit einem bekannten Kalibrationssignal gepulst. Ein Spannungspuls, der über eine Kapazität eingespeist wird, liefert dann eine meßbare Kalibrationsladung am Eingang jedes Verstärkers des Systems.

Zur Bestimmung der absoluten Energieskala gibt es verschiedene Möglichkeiten: Man kann mit Hilfe von Beschleunigern Teststrahlen bekannter Energie (Elektronen, Pionen) in das Kalorimeter einschießen, oder kosmische Myonen verwenden, deren Energiedeposition bekannt ist, da es sich um MIPs handelt.

### Signal - Auslese

Da die Auslesestrukturen (Pads) von LAr Sampling - Kalorimetern große Kapazitäten besitzen, ist der Beitrag des elektronischen Rauschens ein wichtiger Faktor: Er wird ausgedrückt in der sogenannten ENC (equivalent noise charge), d.h. der Ladung, die ein Signal erzeugt, das gleich dem des Rauschens ist. Diese ist gegeben durch [4]:

$$ENC = k \cdot 10^6 \cdot \left( \frac{C_D}{t_{NF}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.19)$$

wobei  $C_D$  die Pad - Kapazität in  $\mu F$  und  $t_{NF}$  die Noise Filter - Zeit in ns ist. Diese ist als Zeitkonstante der Pulsformer - Elektronik zu verstehen: Nach der Vorverstärkung der Signale der elektromagnetischen und hadronischen Kanäle werden sie mit einem Pulsformer in ein charakteristisches bipolares Signal umgewandelt, dessen Amplitude proportional der zu messenden Energie ist. Zur Unterdrückung des Rauschens wird diese Pulshöhe mit einem gewissen Schwellenwert verglichen. Das Rauschen nimmt also mit der Detektorkapazität zu, kann aber durch ein gewisses Opfern an Auflösungszeit verbessert werden. Bei LAr beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen etwa 200 [ns / mm]. Wenn sehr schnelle Triggerentscheidungen gefordert sind, werden schnelle Pulsformer mit einer kleinen Zeitkonstante  $\tau_{PF}$  eingesetzt. Dadurch wird zwar das Signal zu Noise - Verhältnis schlechter, da:

$$Noise \sim (\tau_{PF})^{-\frac{1}{2}}, \quad Signal \sim ((\tau_{PF})^{\frac{1}{2}}), \quad (2.20)$$

dies bedeutet aber für die eigentliche Signalauslese keine Einschränkung.

### 3. Der H1 Detektor

Dieser Abschnitt beschreibt nach einer Darstellung des H1 Detektor - Konzepts diejenigen Elemente, die in der hier durchgeführten Analyse der Kalorimeterauslese eine zentrale Stellung einnehmen.

#### 3.1. Detektor - Design

Der H1 Detektor besteht aus mehreren unabhängigen Komponenten, deren Zusammenspiel eine möglichst vollständige Beschreibung der zu messenden physikalischen Reaktionen ermöglicht (siehe Fig. 3.1). Die in den Elektron - Proton - Wechselwirkungen entstehenden Teilchen haben wegen der asymmetrischen Strahlenergien einen starken Lorentz - Boost in Vorwärts - (d.h. Proton -) Richtung. Die Verhältnisse im Laborsystem sind ähnlich denen eines 'fixed target' - Experimentes.

Das Strahlrohr wird von einem System aus Spurkammern umgeben, an das sich ein hermetisches Flüssig Argon - Kalorimeter anschließt, welches sich innerhalb einer supraleitenden Spule (Durchmesser 6 m), die ein zentrales Feld von 1.2 T liefert, befindet. Den Abschluß nach außen bildet ein laminiertes Eisen - Rückflußjoch, das zudem als 'Tail - Catcher' Kalorimeter zur Messung der Leckverluste aus dem hadronischen Teil des Argon Kalorimeters dient.

Das Spurkammersystem besteht aus einem zentralen Teil und einem Vorwärtsteil. Der zentrale Teil ist aus einer Driftkammer aufgebaut, die durch Anordnungen sogenannter  $z$  - Kammern und Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) ergänzt wird. Im Vorwärtsbereich sind radiale und planare Driftkammern mit Lagen aus MWPCs und Übergangsstrahlungs - Detektoren angebracht.

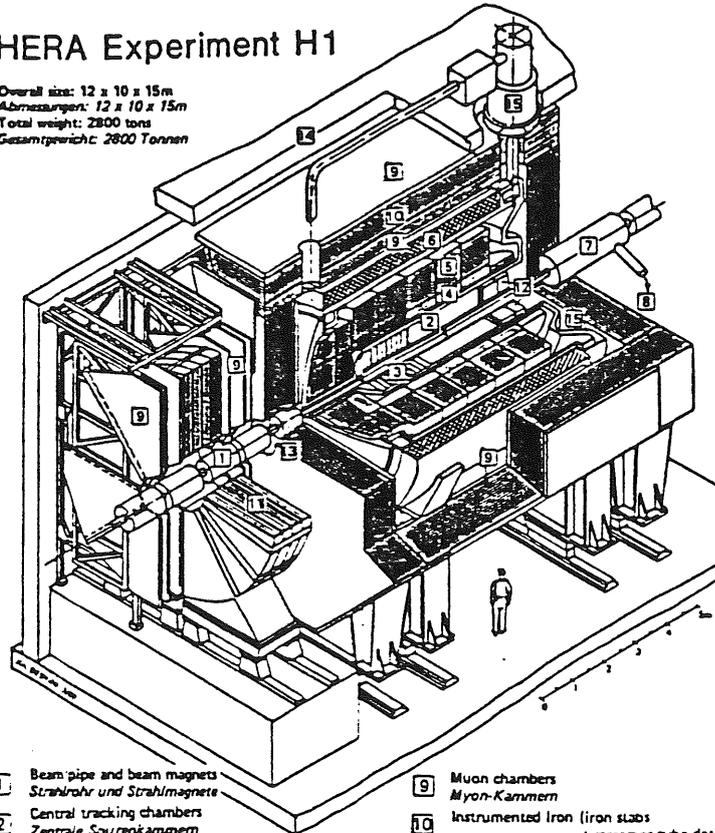
Das Kalorimeter ist in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil getrennt, wobei die elektromagnetische Komponente im Zentral (Barrel) - und Vorwärtsbereich aus einer Sampling - Struktur aus Bleiplatten und LAr besteht. Der hadronische Teil stellt ein Sampling - Kalorimeter aus Eisen und LAr dar. Den vorderen Abschluß um das Strahlrohr bildet das Plug - Kalorimeter, ein Kupfer / Silizium Sandwich, das eine grobe Messung hadronischer Energie bei sehr kleinen Winkeln (bis zu 0.7 Grad) gestattet und die Hermetizität des Kalorimetersystems nach vorne sicherstellt. Der rückwärtige Teil wird von einem elektromagnetischen Kalorimeter aus einem Blei / Szintillator Sandwich abgeschlossen.

Das laminierte Eisenjoch ist mit Plastik - Streamer Tubes instrumentiert. Dadurch ist einerseits die Messung hadronischer Energie möglich, die das Kalorimeter verläßt ('Tail Catcher'), andererseits Identifizierung und Spurmessung von Myonen. Myon - Nachweis erfolgt weiterhin in einem Myon - Spektrometer, das im Vorwärtsbereich angebracht ist und aus einem magnetisierten Eisen - Torodoid und vier Lagen von Driftkammern besteht.

Die asymmetrische Topologie typischer HERA - Ereignisse führt dazu, daß Spurdichten und Impulse im Vorwärtsbereich viel größer sind als in der Barrel - Region. Die transversale und longitudinale Segmentierung des Kalorimeters hängt deshalb vom Winkel  $\Theta$  zur Strahlachse ab.

### HERA Experiment H1

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



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

Fig. 9.1 H1 Detektor

### 3.2. Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient zur Bestimmung der Ereignis - Topologie, Impulsmessung, Spurtrennung, wird als Trigger verwendet und unterstützt die Separation von Elektronen und Pionen. Es besteht aus dem zentralen Spurdetektor (central tracking detector, CTD) und dem Vorwärts - Spurdetektor (forward tracking detector, FTD) (siehe Fig. 3.2). Die zentrale Driftkammer (central jet chamber, CJC) besteht aus zwei zylindrischen Ringen (CJC1, CJC2), die in einzelne Driftzellen aufgeteilt sind, wodurch eine genaue  $r\phi$ - Messung der Spuren und eine Elektron - Identifizierung mittels einer  $dE/dx$  - Messung ermöglicht wird. Die Auslese einiger der Signaldrahtlagen erlaubt auch eine grobe Bestimmung der  $z$  - Komponente durch Ladungsteilung. Die innere der beiden Jetkammern ist azimuthal in 30 Zellen mit jeweils 24 Drähten, die äußere in 60 Zellen mit je 32 Drähten aufgeteilt (siehe Fig. 3.3). Die Drähte sind parallel zur Strahlrichtung gespannt, wobei man zwischen Felddrähten und sensitiven Signaldrähten unterscheidet. Die maximale Driftlänge beträgt 51 mm, die Auslesezeit ist dann bei einer Driftgeschwindigkeit von  $35\mu\text{m/ns}$  und einem Feld von  $1\text{kV/cm}$  weniger als  $1.5\mu\text{s}$ . Die Signaldrähte werden an beiden Enden ausgelesen, wodurch eine grobe Bestimmung der  $z$  - Koordinaten der Spurpunkte durch Ladungsteilung und eine  $dE/dx$  - Messung möglich sind. Die Raumauflösung beträgt in  $r\phi$  etwa  $100\mu\text{m}$  und in  $z$  ca. 24 mm, was einem Prozent der Drahtlänge entspricht. Man erwartet weiterhin rund 6% Genauigkeit der  $dE/dx$  - Messung. Benachbarte Spuren können mit etwa 2.5 mm aufgelöst werden [12].

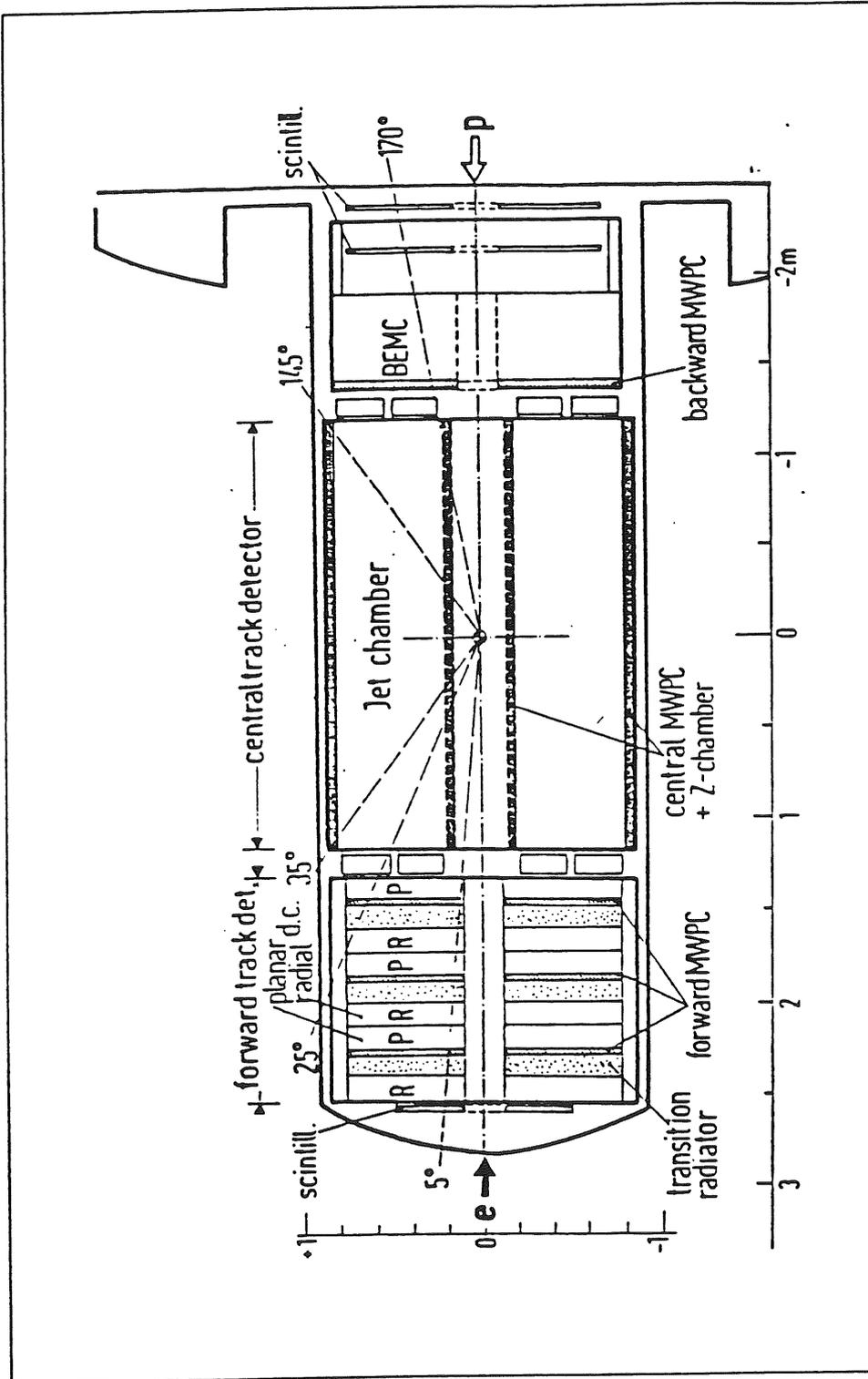


Fig. 3.2 Zentrales Spurkammersystem [12]

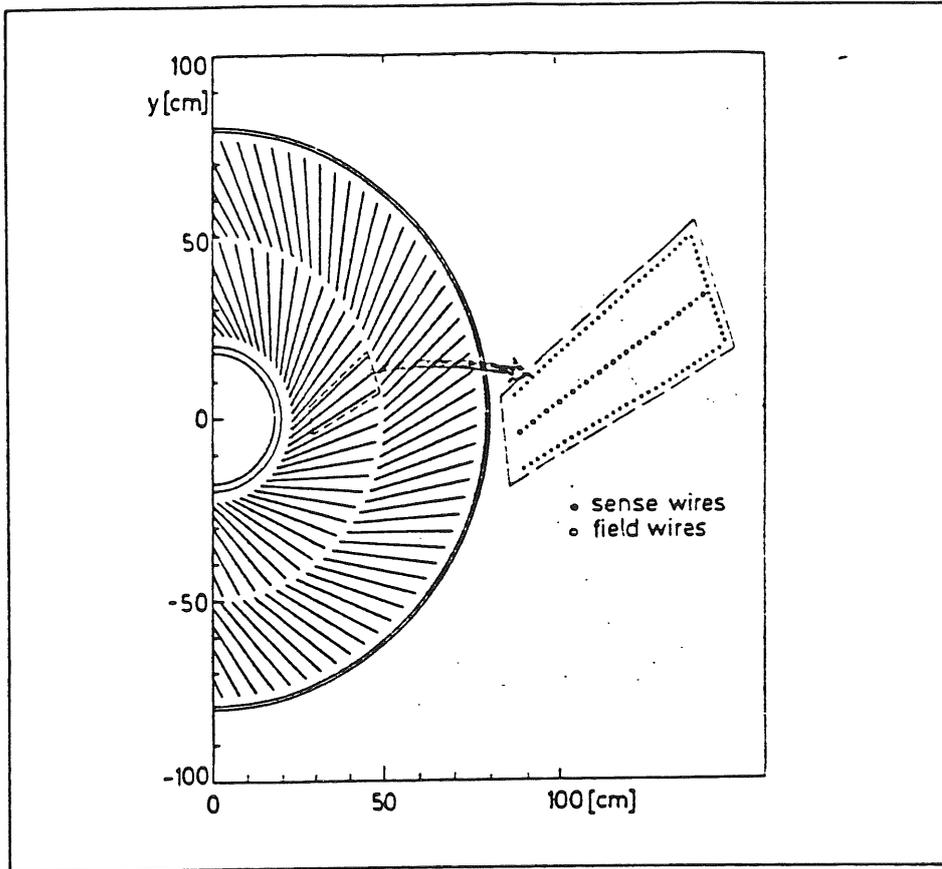


Fig. 3.3 Struktur der zentralen Driftkammer [12]

Die supraleitende Spule liefert ein axiales Feld von  $1.2T$ , wodurch eine Impulsmessung aus den Spurkrümmungen vorgenommen werden kann. Die Impulsauflösung der Driftkammern beträgt für isolierte Spuren:

$$\frac{\Delta p}{p^2} \leq 0.003, \quad 7^\circ \leq \Theta \leq 150^\circ. \quad (3.1)$$

Auch für Spuren innerhalb von Jets ist eine gute Spurerkennung und Impulsauflösung gewährleistet.

Innerhalb der CJC und zwischen den beiden Ringen befindet sich jeweils eine Anordnung aus Driftkammern zur präzisen Ermittlung der  $z$ -Koordinaten. Deren Drähte sind polygonal auf einem Zylinder senkrecht zur Strahlrichtung gespannt sind (Fig.3.4). Die Aufteilung in Segmente ist so gewählt, daß die innere Kammer 15 Ringe in  $z$ -Richtung mit je 16 Polygon-Elementen in azimuthaler Richtung

enthält, wobei in jeder Zelle vier Signaldrähte enthalten sind. Die durch Ionisation des Kammergases freigesetzten Elektronen driften in axialer Richtung. Die Raumauflösung beträgt für die  $z$  - Koordinaten weniger als  $350\mu\text{m}$ . Die  $r\phi$  - Komponente wird mit einer Genauigkeit von ca. 10 mm durch Ladungsteilung bestimmt. Die äußere  $z$  - Kammer besteht aus 24 Ringen in  $z$  - Richtung mit jeweils 24 Polygon - Elementen in  $r\phi$  und ebenfalls vier Signaldrähten pro Zelle [12].

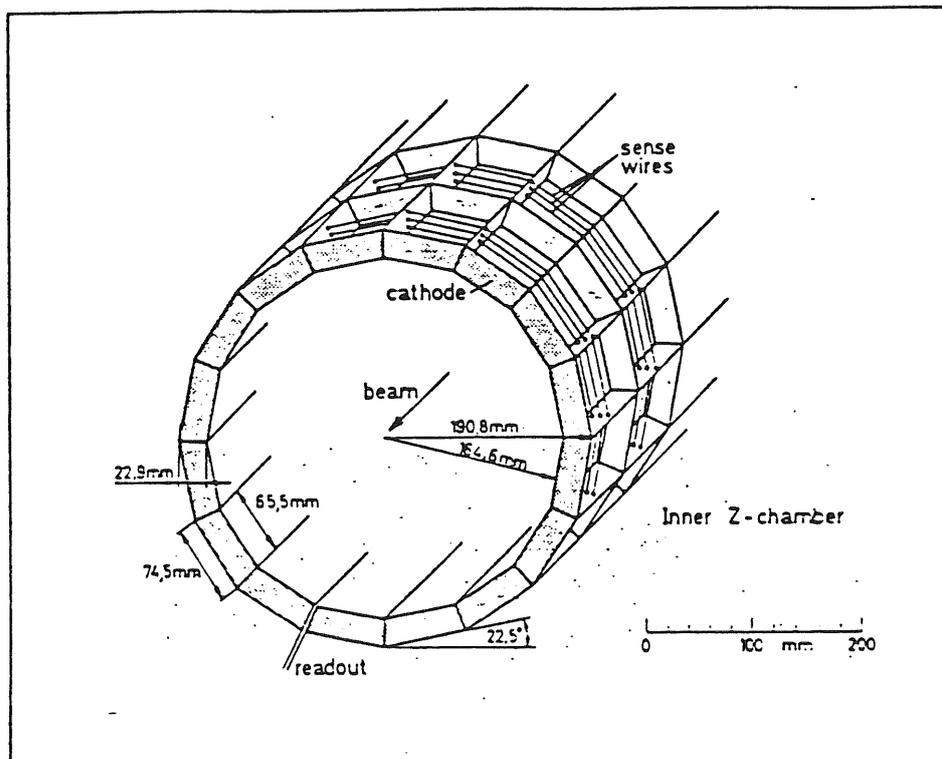


Fig. 3.4 Innere  $z$  - Kammer [12]

Weiterhin sind zwei Schichten aus MWPCs enthalten. Sie dienen vor allem zur schnellen Rekonstruktion der Vertex - Position entlang des Strahls, um physikalische Ereignisse von Strahl - Gas Wechselwirkungen zu trennen, sowie zum schnellen Triggern auf Ereignisse niedriger Multiplizität, schließlich zur unabhängigen Bestimmung der bunch - crossing Zeit  $t_0$ . Die innere Komponente besteht aus drei Lagen, die äußere aus zwei.

Den rückwärtigen Abschluß (d.h. in Elektronen - Richtung) bildet die BPC (backward proportional chamber), die einzelne geladene Teilchen (hauptsächlich Elektronen) aus Ereignissen mit niedrigem  $(x, Q^2)$  messen soll. Sie enthält vier

Drahtebenen mit jeweils 312 Drähten, wobei jeder zweite Draht ausgelesen wird [12].

Der FTD besteht aus drei identischen 'Supermodulen'. Es sind dies drei Lagen aus planaren Driftkammern. Sie dienen zur genauen Rekonstruktion des Polarwinkels  $\Theta$  der in Vorwärtsrichtung emittierten Teilchen. Weiterhin existieren MWPCs, die über Pads ausgelesen werden und als Trigger und zur  $t_0$ -Bestimmung benutzt werden, Übergangsstrahlungs - Detektoren zur Verbesserung der Elektron - Pion Trennung und radiale Kammern zur  $r\phi$ -Messung [13].

### 3.3. Kalorimeter

Die Hauptkomponenten sind LAr Sampling - Kalorimeter mit Absorberplatten aus Blei im elektromagnetischen bzw. Edelstahl im hadronischen Teil. Die Anordnung besteht aus Rädern ('Wheels'), die jeweils achtfach azimuthal in einzelne Pakete ('Stacks') aufgeteilt sind. Die Reihenfolge ist wie folgt (Fig. 3.5): Im rückwärtigen Teil befindet sich ein Rad, das nur aus einem elektromagnetischen Teil besteht (backward barrel electromagnetic, BBE). Daran schließt sich der Barrel - Bereich mit drei Wheels an, die etwa den Bereich der zentralen Spurkammern abdecken (Central Barrel, CB). Es folgen zwei Wheels FB (Forward Barrel) und je ein weiteres Wheel (inner forward, IF) und (outer forward, OF). Ergänzt wird dieses System durch ein elektromagnetisches Blei - Szintillator Sandwich - Kalorimeter mit Photodiodenauslese (backward electromagnetic calorimeter, BEMC) hinter den zentralen Spurkammern und ein Kupfer - Silizium Sandwich, das den vorderen Abschluß bei sehr kleinen Winkeln um das Strahlrohr bildet ('Pfropfen' oder 'Plug'). Die einzelnen Komponenten überdecken folgende Polarwinkel - Bereiche:

|         |                                  |
|---------|----------------------------------|
| BEMC    | $152^\circ < \Theta < 176^\circ$ |
| CB + FB | $20^\circ < \Theta < 152^\circ$  |
| IF      | $4^\circ < \Theta < 20^\circ$    |
| Plug    | $0.7^\circ < \Theta < 4^\circ$   |

Tab. 3.1 Polarwinkelbereiche der Hauptkomponenten des Kalorimeters

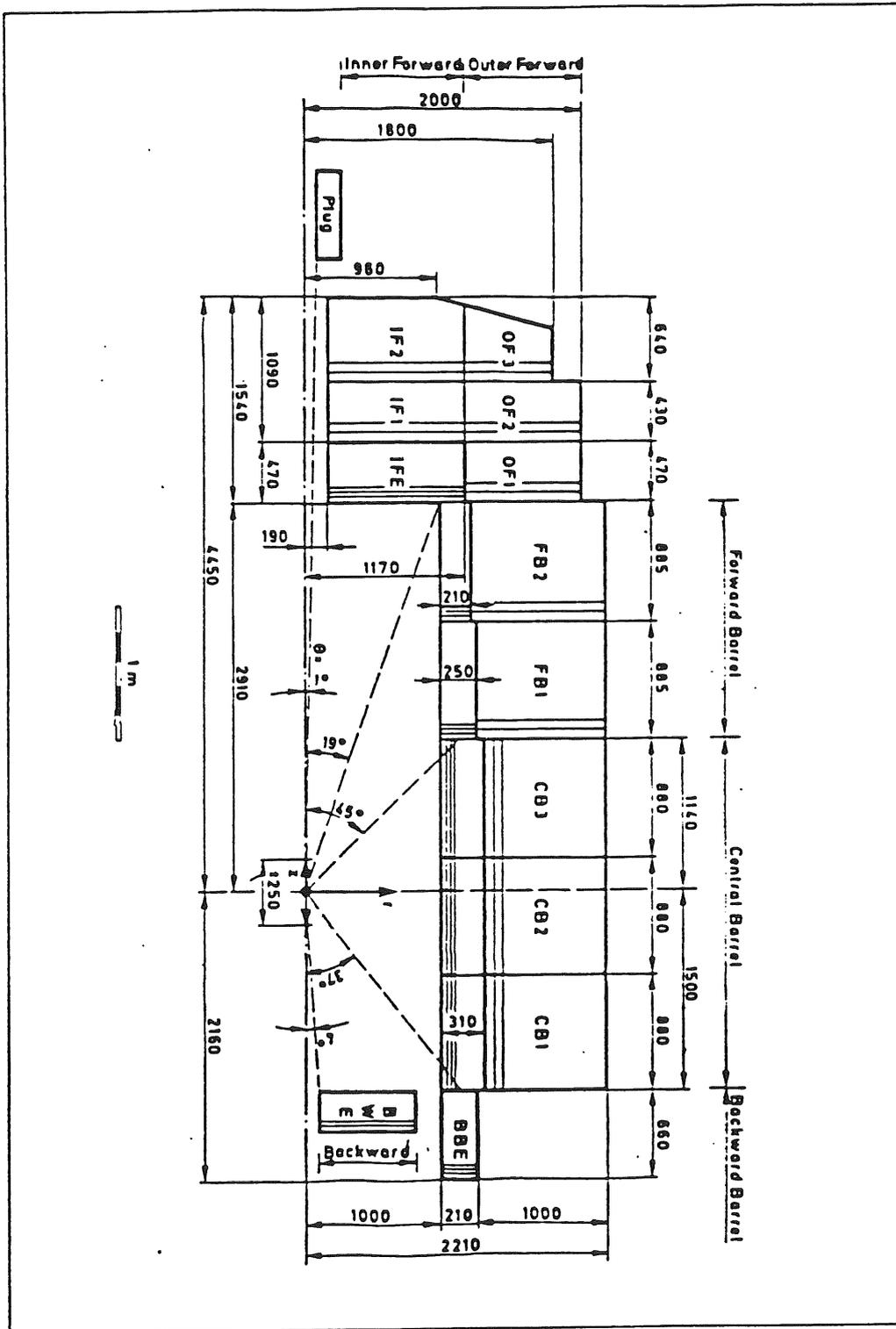


Fig. 3.5 Segmentierung des Kalorimeters [12]

### Das Stack - System

Im Vorwärtsbereich (IF,OF) und im FB sind die Absorberplatten senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet, im Zentralbereich (CB) parallel (Fig. 3.6). Dies ist in der Topologie der HERA - Ereignisse begründet und gewährleistet, daß die erzeugten Teilchen die Stacks möglichst senkrecht zu den Absorberplatten durchlaufen. In den hadronischen Teilen sind die Stacks so angeordnet, daß die Spalte zwischen ihnen niemals zur Strahlachse zeigen; dadurch werden tote Bereiche eliminiert und die Vollständigkeit des Einschlusses von Schauern erhöht.

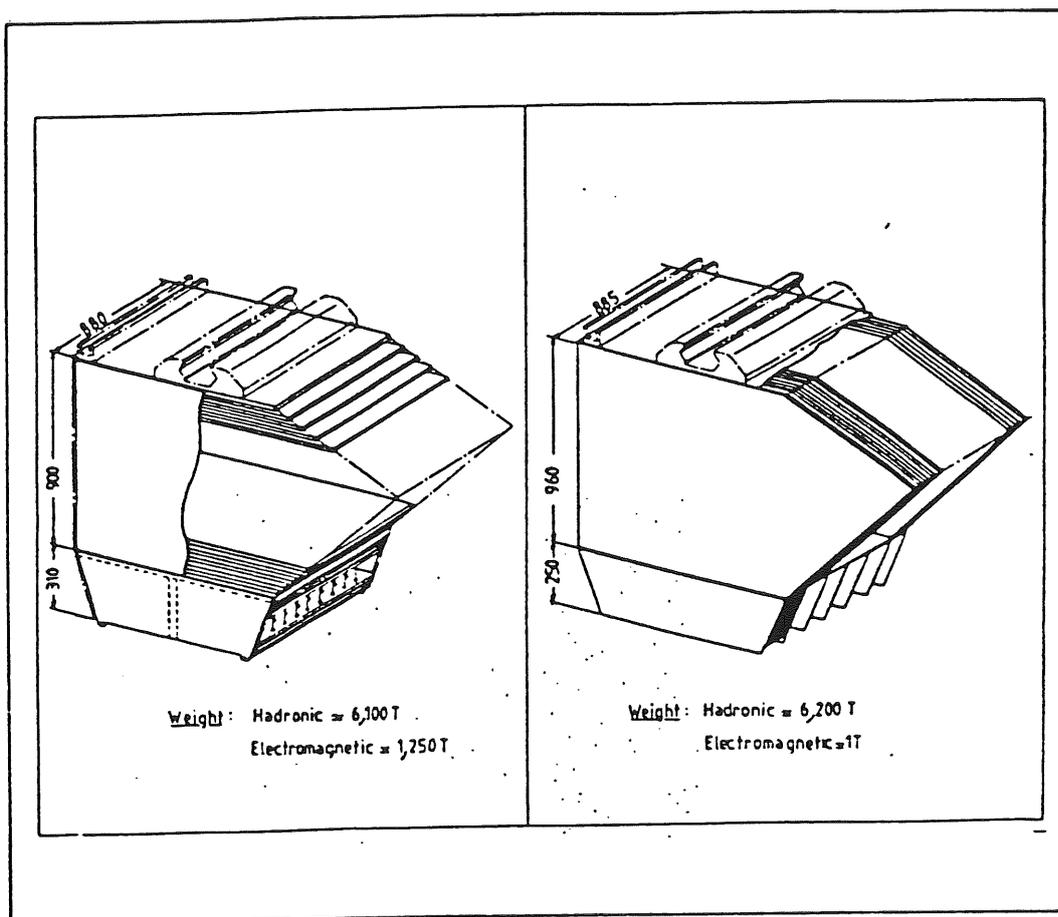


Fig. 3.6 LAr Stacks im CB und FB [12]

In den sensitiven Bereichen der Argon - Schichten ('Gaps') wird die Ionisationsladung in Auslezellen gesammelt. Bei den elektromagnetischen Stacks sind auf beiden Seiten der Absorberplatten Platinen angebracht, wobei sich jeweils auf einer die ladungssammelnden Einheiten (Pads) befinden (Fig. 3.7a). Die sensitive

Dicke der Gaps beträgt etwa 2.5 mm. Die hadronischen Gaps sind doppelt so dick. Zur Reduzierung der Kapazitäten, d.h. zur Verbesserung des Signal zu Rausch - Verhältnisses, werden hier eigene Ausleseeinheiten in die Mitte der Gaps eingebracht, es handelt sich also um Doppel - Gaps von je 2.5 mm Dicke. So sind in jedem hadronischen Gap drei Platinen untergebracht, wobei nur die mittlere Pads besitzt (Fig. 3.7b).

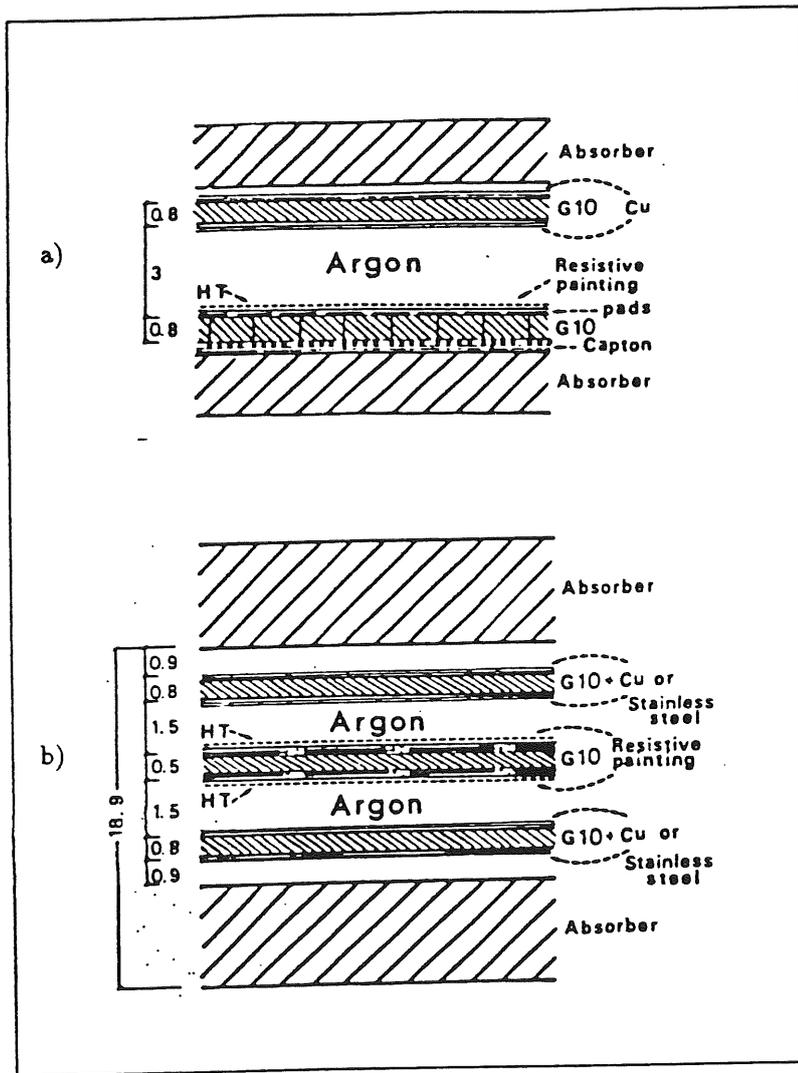


Fig. 3.7 Auslesezellen im em und had Kalorimeter [12]

In jedem Falle wird die Hochspannung nicht an die Absorberplatten oder an die Pads selbst angelegt, sondern an Platten mit hohem elektrischem Widerstand, die

sich entweder an oder gegenüber den Pads befinden. Auf diese Weise wird die Auslesezelle selbst zur auskoppelnden Kapazität. Die Absorberplatten sind geerdet. Die aufgesammelte Ladung gelangt über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu einem Pulsformer, der das Ladungssignal in ein bipolares Signal umwandelt. Dessen Amplitude ist der zu messenden Energie proportional. Das Signal gelangt weiter zu einer Speicherkapazität ('Sample - and - hold'), die nach einer positiven Triggerentscheidung ausgelesen wird und wird dann in einem 10 Bit ADC in ein digitales Signal übergeführt. Mit einem genauen Kalibrations - Kondensator wird eine Eichung zwischen den registrierten ADC Counts und der gemessenen Signalladung (in [fCb]) vorgenommen (elektronische Kalibration des Verstärker - und ADC - Systems). Aus Testdaten gewinnt man eine Beziehung zwischen den ADC Counts und der deponierten Energie (in [GeV]). Diese (vorläufige) absolute Eichung wird bei allen nachfolgenden Untersuchungen verwendet.

Die gemessenen mittleren Gapdicken für die verschiedenen Kalorimeter - Wheels sind in folgender Tabelle zusammengefaßt [13]:

| Gaps<br>LAr | Dicke<br>(mm) | RMS<br>(%) | Gaps<br>LAr | Dicke<br>(mm) | RMS<br>(%) |
|-------------|---------------|------------|-------------|---------------|------------|
| OF2H        | 4.89          | 1.5        | BBE         | 2.36          | 1.7        |
| OF1H        | 4.89          | 1.1        |             |               |            |
| IFH         | 4.70          | 1.7        | IFE         | 2.43          | 0.8        |
| FB2H        | 4.90          | 1.4        | FB2E        | 2.33          | 2.2        |
| FB1H        | 4.91          | 1.3        | FB1E        | 2.46          | 1.9        |
| CB3H        | 4.59          | 0.7        | CB3E        | 2.35          | 2.0        |
| CB2H        | 4.56          | 0.8        | CB2E        | 2.35          | 1.9        |
| CB1H        | 4.57          | 0.8        | CB1E        | 2.36          | 2.1        |

Tab. 3.2 Gemessene mittlere Gapdicken pro Wheel [13]

Die präzise Kenntnis der Gapdicken ist für eine genaue Kalibration nötig, da die Dicke der Gaps die Größe der gemessenen Signalladung bestimmt. Die kleinen Fehler in obiger Tabelle zeigen, daß die mechanischen Voraussetzungen für eine Kalibration im Bereich 1 – 2% gegeben sind.

Die elektromagnetischen Stacks sind im Vorwärtsbereich in vier longitudinale

Segmente mit jeweils  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  Zellengröße aufgeteilt, wogegen sie im Barrel - und Rückwärtsbereich aus nur drei Segmenten mit  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  Zellengröße bestehen. Das hadronische Kalorimeter ist longitudinal zu etwa 0.9 Wechselwirkungslängen segmentiert. Daraus ergeben sich vier Segmente für  $\Theta > 45^\circ$  und fünf Segmente für  $\Theta < 45^\circ$ . Es werden also stets mehrere Gaps zu einer Lage zusammengefaßt, um die Anzahl der elektronischen Auslesekanäle zu reduzieren. Im CB - Bereich des Kalorimeters bilden in den elektromagnetischen Teilen je nach Polarwinkel  $\Theta$  zwischen 8 und 20 Gaps je eine Lage. Dies entspricht einer Argon - Dicke zwischen 2.0 und 5.0 cm. In den hadronischen Stacks sind es 7 oder 8 Gaps, entsprechend einer Argon Dicke von 3.5 oder 4.0 cm. In den elektromagnetischen Stacks des FB sind es zwischen 8 und 16 Gaps (2.0 bis 4.0 cm) und in den hadronischen 4 bis 9 Gaps (2.0 bis 4.5 cm).

### Energieauflösung

Es wurden mehrere Untersuchungen zur Energieauflösung des H1 Kalorimeters mit Hilfe von Beschleuniger - Teststrahlen durchgeführt. Als Beispiel sei auf einen Test eines Pb/Fe - LAr Kalorimeters hingewiesen [11]: Dabei wurde der Response auf Elektronen und Pionen im Energiebereich zwischen 10 und 170 GeV getestet und auf Hadronen eine  $\pi^0$ - Wichtungsmethode zur Verbesserung der Energieauflösung angewendet. Unter Verwendung eines elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetermoduls, sowie eines Tail Catchers ergab sich folgende parametrisierte Energieauflösung für Elektronen:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2}, \quad (3.2)$$

mit

$$A = (0.128 \pm 0.002)\sqrt{\text{GeV}}, \quad B = (0.5 \pm 0.1)\%.$$

(Der konstante Term beschreibt die Auflösung der Energie des Teststrahls).

Da es sich um ein nichtkompensierendes Kalorimeter handelt, ist der Response für Elektronen und Pionen verschieden:  $e/h \neq 1$ . Die Wichtungsmethode verwendet

nun verschiedene Kalibrationskonstanten für die elektromagnetische und die hadronische Komponente eines Hadronschauers zur Konversion von gemessener Ladung in deponierte Energie. Die Trennung der beiden Komponenten erfolgt durch Untersuchung der auf einem Pad deponierten Ladung: Ist sie klein, so stammt sie hauptsächlich von der hadronischen Schauerkomponente ( $e/h > 1$ ). In diesem Bereich werden große Kalibrationskonstanten angesetzt. Große Ladungen stammen dagegen von der elektromagnetischen Komponente und bekommen eine entsprechend kleinere Kalibrationskonstante. Das Ergebnis der Wichtungsmethode führte zu einem effektiven  $e/h$  von eins. Die hadronische Energieauflösung wurde damit bestimmt zu

$$\frac{\sigma}{E} \approx (45 - 50)\%/\sqrt{E}. \quad (3.3)$$

### 3.4. Eisen - Instrumentierung und Myon - Detektion

Das instrumentierte Eisen - Rückflußjoch ist in zehn Platten von je 7.5 cm Dicke unterteilt. Zwischen ihnen befinden sich Gaszähler, die im limitierten Streamer - Modus arbeiten.

Der Myon - Nachweis erfolgt mit drei Doppellagen von Streamer Tube - Kammern im Bereich  $25^\circ \leq \Theta \leq 130^\circ$ , bzw. zwei Doppellagen bei  $5^\circ \leq \Theta \leq 25^\circ$ . Als Tail Catcher dienen elf Einzellagen zur Messung der hadronischen Energie, wobei man die Pulshöhen - Information aus dreifach longitudinal segmentierten Türmen gewinnt [12].

Die Grundelemente des Streamer Tube - Kammersystems bestehen aus einem Plastik - Profil aus sieben bzw. acht quadratischen Zellen mit einer Wanddicke von 1 mm. Die aktive Querschnittsfläche beträgt  $0.9 \times 0.9 \text{ cm}^2$ . Der Beryllium - Edelstahl Anodendraht hat einen Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$ . Drei der Profilwände sind mit Graphit beschichtet; die Profile sind in einer gasdichten Plastik - Box eingeschlossen (Fig.3.8).

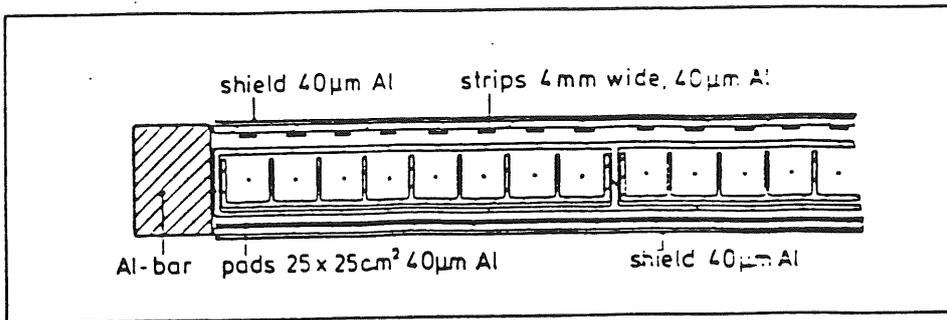


Fig. 3.8 Modul einer Streamer Tube - Kammer [12]

Jeweils acht plus acht bzw. acht plus sieben Zellen bilden ein Modul, die wiederum zu Kammern zusammengefügt sind. Jedes der Module besitzt eine eigene HV - Versorgung, die Gasfüllung besteht aus 75 % Isobutan und 25 % Argon [13]. Die Auslese erfolgt über Streifen bzw. Pads. Die Streifen sind 4 mm breit und folgen im Abstand von 10 mm aufeinander. Sie sind entweder parallel oder senkrecht zu den Signaldrähten angebracht. Ihre digitalen Signale werden zur Spurrekonstruktion benutzt. Die Pads werden analog ausgelesen und erlauben die Messung hadronischer Energie. Dabei sind Pads aufeinanderfolgender Lagen elektronisch zu projektiven Türmen zusammengefaßt, die so abgestimmt sind, daß sie mit den hadronischen Kalorimeter - Türmen kombiniert werden können. Im Barrel - Bereich sind die Streamer Tube - Kammern entlang der Strahlrichtung orientiert, wobei Kammern verschiedener Lagen zur Reduzierung toter Bereiche gegeneinander versetzt sind.

Der spezielle Nachweisteil für Myonen besteht aus drei Doppellagen von Kammern mit je vier Ausleseebenen: Zwei Lagen werden über Streifen ausgelesen, die parallel zu den Drähten verlaufen. Sie ermöglichen eine Bestimmung des Azimutwinkels  $\phi$  aus der Spurkrümmung im Magnetfeld, wobei die Spurauflösung 1.5 bis 2.5 mm beträgt. Bei der inneren und der äußeren Doppellage sind die Streifen senkrecht zu den Drähten angebracht; sie sind 1 cm breit mit einem Abstand von 2 cm. Die mit ihnen mögliche  $z$  - Messung erreicht eine Genauigkeit von etwa 1 cm.

## 4. Kosmische Myonen

Dieses Kapitel stellt im ersten Teil in knapper Form das Spektrum der kosmischen Strahlung dar. Im zweiten Teil wird eine Abschätzung für die im H1 Detektor erwartete Teilchenrate gegeben, die beim normalen Strahlbetrieb einen Untergrund bedeutet, für die im Rahmen der Cosmic Runs durchgeführten Analysen dagegen die Ereignisrate wiedergibt. Ein Kalorimetertest mit kosmischen Myonen erfordert keine aufwendigen Beschleuniger - Experimente und ist jederzeit durchführbar. Das Energiespektrum der Teilchen ist bekannt, ebenso der Wert für die Energiedeposition, da es sich um minimal ionisierende Teilchen handelt. Die kosmische Strahlung stellt eine kostenlose und zeitlich konstante Quelle von Probeteilchen dar.

### 4.1. Das Spektrum der kosmischen Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung besteht zum größten Teil aus Protonen und  $\alpha$ -Teilchen. Die meisten kosmischen Teilchen besitzen relativistische Energien, die sich bis zu einem Faktor  $10^{10}$  unterscheiden können. Das Maximum des Energiespektrums liegt bei etwa 1 GeV und die Intensität nimmt gemäß  $I \sim E^{-2}$  mit steigender Energie ab [2]. Die Teilchen wechselwirken beim Eintreten in die Erdatmosphäre mit deren Nukleonen, wobei eine Vielzahl von sekundären Teilchen erzeugt wird: Hochenergetische Protonen und Neutronen verlieren ihre Energie vornehmlich durch Prozesse der starken Wechselwirkung, schwere Kerne fragmentieren in Stößen mit Kernen der Atmosphäre, Elektronen und Photonen erleiden Energieverluste durch elektromagnetische Prozesse. Teilchen mit Lebensdauern von weniger als  $10^{-8}$  s können die Erdoberfläche nicht mehr erreichen. Nur Myonen mit einer mittleren Lebensdauer von  $2.2 \cdot 10^{-6}$  s (Eigenzeit) durchdringen die Atmosphäre mit hohen Raten. Sie stellen den weitaus größten Teil der Teilchenstrahlung dar.

Die Myonen entstehen aus dem Zerfall von  $\pi$ - und  $K$ -Mesonen. Ihr Energiespektrum wird also primär durch dasjenige dieser Teilchen gegeben, welches wiederum von dem der primären kosmischen Protonen bestimmt ist. Mit zunehmender Dicke der von den Protonen durchlaufenen Schicht der Atmosphäre steigt die Myonen - Intensität zunächst stark an und nimmt dann aufgrund des Zerfalls  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$  langsam wieder ab. Parallel zum Myon - Zerfall entstehen neue Myonen aus Pion

- Zerfällen, die wegen der abnehmenden Anzahl der Protonen in den tieferen atmosphärischen Schichten immer seltener erzeugt werden [15].

Fig. 4.1 zeigt das Spektrum der kosmischen Myonen an der Erdoberfläche (auf Meeresniveau) [15] und das bei den Cosmic Runs gemessene Spektrum. Bei der Analyse wurden nur Myonen berücksichtigt, deren in den zentralen Spurkammern des H1 Detektors (siehe Fig. 3.1) bestimmter Impuls größer als 1 GeV/c war, um Effekte der Vielfachstreuung zu unterdrücken und um nur Ereignisse zu selektieren, die das Kalorimeter vollständig durchqueren.

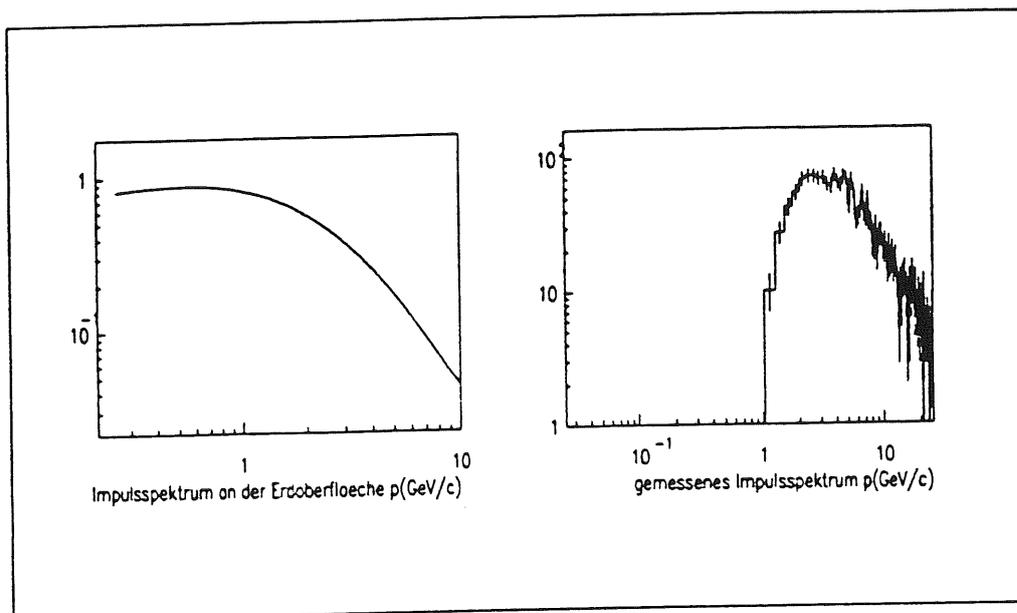


Fig. 4.1 Impulsspektrum an der Erdoberfläche und gemessenes Spektrum

Das gemessene Impulsspektrum ist also härter als dasjenige, das man an der Erdoberfläche messen würde. Eine genaue Analyse dieses primären Spektrums, inklusive der Abhängigkeiten von geographischer Breite und Meereshöhe, findet man z.B. in [16].

#### 4.2. Fluß und Intensität im H1 Detektor

In der Literatur werden folgende Werte für die vertikale Intensität  $I_v$  und eine richtungsunabhängige Intensität  $J_2$  für alle Impulse größer als 0.35 GeV/c angegeben [16]:

$$I_v = (0.94 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$J_1 = (1.44 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$J_2 = (1.90 \pm 0.12) \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Hierbei ist

$$J_1 = \int I(\Theta, \phi) \cdot \cos\Theta \cdot d\Omega \quad (4.1)$$

der totale Fluß und

$$J_2 = \int I(\Theta, \phi) \cdot d\Omega \quad (4.2)$$

der integrierte Fluß.  $\phi$  und  $\Theta$  sind der Azimuth - bzw. Zenithwinkel. Für die folgenden Abschätzungen der für den H1 Detektor relevanten Teilchenrate wird der integrierte Fluß verwendet.

Vernachlässigt man zunächst die Abschirmung durch das das Kalorimeter umgebende Eisenjoch (siehe Fig. 3.1) und die rund 7.3 m Erde und Beton oberhalb der Experimentierhalle, so ergibt sich für den auf seine Oberfläche auftreffenden Fluß an kosmischen Myonen:

$$J = J_2 \cdot A \quad (4.3)$$

(A ist die (halbe) Oberfläche des Kalorimeters). Zur Vereinfachung werde das Kalorimeter als ein Zylinder mit Radius  $r = 220$  cm und Zylinderhöhe  $l = 595$  cm

angenommen. Dann erhält man für den Fluß:

$$J = 7.8 \cdot 10^3 s^{-1}.$$

Zur Vereinfachung wird angenommen, daß der Erdwall und die Betonabschirmung aus  $SiO_2$  bestehen. Der Energieverlust von Myonen beträgt darin  $4.54 \frac{MeV}{cm}$  [2]. Bei einer Dicke von 7.3 m ergibt sich ein Energieverlust von 3.3 GeV. Wegen der  $E^{-2}$ -Form des Energiespektrums der Myonen reduziert sich damit der Teilchenfluß auf 30%. Der Einfluß des Eisenjochs auf das Spektrum ist ebenfalls signifikant: Der Energieverlust der Myonen in den etwa 80 cm Eisen beträgt rund 0.9 GeV. Mit diesen Korrekturen ergibt sich ein Fluß von

$$J = 1.9 \cdot 10^3 s^{-1}.$$

Beschränkt man sich weiterhin nur auf solche Teilchen, die das gesamte Kalorimeter durchdringen, so verbleibt ein Fluß von

$$J = 1.4 \cdot 10^3 s^{-1}.$$

Die letzte Forderung ist zur Erfüllung verschiedener Triggerbedingungen gerechtfertigt und der Wert des Flusses ergibt sich wie folgt: Der Energieverlust beim Durchgang durch die obere Hälfte des Kalorimeters beläuft sich auf ca. 0.6 GeV, d.h. beim kompletten Durchgang auf ca. 1.2 GeV. Dadurch verbleiben nur noch rund 19 % aller Myonen, die auf das Eisenjoch auftreffen.

Es wird nun die erforderliche Zahl der Ereignisse abgeschätzt, die benötigt wird, um eine Kalibration der einzelnen Kalorimeterkanäle auf 1% durchführen zu können: Das Maximum der gemessenen Signalverteilungen, d.h. der wahrscheinlichste Energieverlust  $E_{mop}$  (siehe Kap. 6) liegt bei etwa 1.3 MeV deponierter Energie pro cm LAr. Die Standardabweichung beträgt rund 0.43 MeV. Der relative Fehler des Maximums berechnet sich zu:

$$\frac{\delta(E_{mop})}{E_{mop}} = \frac{\sigma}{E_{mop}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (4.4)$$

wenn  $N$  die Zahl der Ereignisse ist. Bei einer geforderten Signifikanz von 1% werden

$$N \approx 1000$$

Ereignisse pro Kanal benötigt. Die mögliche Aufzeichnungsrate des Datenverarbeitungs - Systems beträgt etwa 20 Ereignisse pro Sekunde. Bei einer Datennahme ohne Unterbrechungen sind also rund 26 Tage erforderlich, um bei voller Funktionsfähigkeit des Detektors und seiner Auslese mit kosmischen Myonen eine Kalibration des H1 Kalorimeters vorzunehmen.

## 5. Methode der Analyse

Die hier beschriebene Analyse behandelt in erster Linie den Test des Kalorimeters mit kosmischen Myonen, die in den zentralen Spurdetektoren mit Hilfe des Programmpakets H1REC [17] rekonstruiert werden. Die Myonen werden dann unter Benutzung der rekonstruierten Spurparameter durch das LAr Kalorimeter propagiert. Dies geschieht mittels des Simulationsprogramms H1SIM [18], das eine detaillierte geometrische Beschreibung der Detektor - Geometrie inklusive aller vorhandenen Materialien enthält. Die Extrapolation liefert dann jeden von der Spur getroffenen Auslesekanal des Kalorimeters mit der vom Teilchen in den sensitiven Auslezellen zurückgelegten Wegstrecke. Damit lassen sich die Signale der Kalorimeterzellen zum Zwecke der Interkalibration miteinander vergleichen.

Die Präzisionen von Rekonstruktion und Extrapolation werden dann mit Hilfe von Monte Carlo - Ereignissen untersucht.

### 5.1. Rekonstruktion der Myon - Spuren in den zentralen Spurdetektoren

Die Spur eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld läßt sich durch eine Helix beschreiben. Das Ergebnis der Spurfindung ist für jedes Ereignis ein Satz von Helixparametern:

- Krümmungsradius der Spur im Magnetfeld
- $z$  - Koordinate des Punktes, der dem nominellen H1 - Vertex ( $x = y = z = 0$ ) am nächsten kommt ('distance of closest approach', DCA)
- Polarwinkel des Spurvektors am DCA
- Azimutwinkel des Spurvektors am DCA

Mit diesen Parametern können dann die Raumkoordinaten und Impulskomponenten am DCA berechnet werden, der als 'Vertex' für die Extrapolation verwendet wird. Die Spurrekonstruktion im Zentraldetektor wird nach folgendem Schema durchgeführt: Zunächst wird für jede Komponente, d.h. innere und äußere Jetkammer, innere und äußere  $z$  - Kammern und rückwärtige Proportionalkammer, einzeln eine Rekonstruktion vorgenommen. Die so gefundenen Spursegmente werden dann zur endgültigen Teilchenspur verknüpft.

Bei der Rekonstruktion in den Jetkammern werden die Spurpunkte aus den Positionen der signalgebenden Drähte und aus den Driftzeiten ermittelt. Innerhalb einer

oder in benachbarten radialen Driftzellen werden damit Spursegmente identifiziert. Die Spurparameter und die zugehörige Kovarianz - Matrix werden durch einen Fit bestimmt: In der Projektion auf die  $(x, y)$  - Ebene, auch  $(r, \phi)$  - Ebene genannt, wird ein Kreis an die einzelnen Teilchenspurspurpunkte angepaßt, wobei drei Parameter auftreten: Der (inverse) Krümmungsradius mit Vorzeichen (zur Identifizierung der Ladung des Teilchens), die Projektion des DCA auf die  $(r, \phi)$  - Ebene, sowie der Azimutwinkel des Spurvektors am DCA. Die  $z$  - Koordinate der Helix ändert sich linear mit der Spurlänge. Man benötigt also zwei weitere Parameter, nämlich die  $z$  - Koordinate des DCA und die Steigung  $dz/ds$  der Spur in der  $(s, z)$  - Ebene, wobei  $s$  die Spurlänge bedeutet, die definitionsgemäß am DCA verschwindet. Die Steigung ist abhängig vom Polarwinkel  $\Theta$  am DCA:

$$\Theta = \arctan\left(\frac{1}{dz/ds}\right). \quad (5.1)$$

Insgesamt wird die Spur also durch fünf Parameter bestimmt.

Diese Prozedur wird für beide Jetkammern durchgeführt, danach erfolgt eine gemeinsame Anpassung der Spurspurpunkte aus der inneren in die äußere Jetkammer.

Im Anschluß an die Jetkammer - Rekonstruktion werden Spurelemente in den  $z$  - Kammern rekonstruiert. In der inneren  $z$  - Kammer werden in jeder der Driftzellen der 15 Ringe benachbarte Drähte gesucht, die sowohl in Driftzeit als auch in Ladung ähnliche Werte liefern. Aus diesen Informationen werden wiederum Spursegmente gebildet. In der äußeren  $z$  - Kammer werden Paare von Spurspurpunkten ermittelt, diese zu Spursegmenten kombiniert und die  $z$  - Koordinate des primären Vertex berechnet. Die Informationen aus den  $z$  - Kammern werden schließlich verwendet, um die in den Jetkammern erhaltenen Spurparameter (insbesondere den Polarwinkel  $\Theta$ ) zu verbessern ([19], [20]).

Die Extrapolation der Teilchenspur in das Kalorimeter wird vom DCA ausgehend begonnen. Die Koordinaten des DCA werden aus den Parametern der endgültigen Spur gewonnen, ebenso die Komponenten des Teilchenimpulses. Der Impuls berechnet sich wie folgt:

Den Transversalimpuls erhält man aus der Spurkrümmung im Magnetfeld:

$$p_T = \frac{q}{c} \cdot B \cdot R, \quad (5.2)$$

wobei  $q$  die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung,  $R$  der Krümmungsradius und  $B$  die magnetische Feldstärke ist. Zusammen mit dem Polarwinkel der Spur am DCA lautet der Gesamtimpuls:

$$p \cdot c \cdot \sin\Theta = R \cdot B, \quad (5.3)$$

( $q = 1$ ), bzw.:

$$p[\text{GeV}/c] = \frac{1}{\sin\Theta} \cdot 3 \cdot 10^{-4} \cdot B[\text{kGauss}] \cdot R[\text{cm}]. \quad (5.4)$$

Aufgrund noch mangelhafter elektronischer Kalibration der Zentraldetektoren während der Datennahme, sowie noch nicht vollständiger Rekonstruktionssoftware, war die Qualität der rekonstruierten Spuren bei einem Großteil der Ereignisse der Cosmic Runs, insbesondere bei den im April gewonnenen Daten, noch nicht befriedigend. Deswegen mußten im Rahmen der Analyse einige Auswahlkriterien zur Selektion brauchbarer Ereignisse entworfen werden. Dadurch wurde die Rate der schließlich mit ausreichender Präzision rekonstruierten Ereignisse stark herabgesetzt. Eines der Probleme bestand z.B. darin, daß Spuren in den Driftkammern wegen fehlender Hochspannungsversorgungen während der Datennahme nur bruchstückhaft registriert wurden. Es mußte aber dafür gesorgt werden, daß die Rekonstruktionssoftware diese nicht als mehrere zum gleichen Ereignis gehörende Spuren interpretiert. In anderen Fällen führten Kalibrationsfehler und falsche Zuordnungen von Driftzeiten und gemessenen Ladungen zu großen Fehlern der rekonstruierten Spurparameter. Es mußten daher Schnitte eingeführt werden, die nur solche Ereignisse passieren ließen, deren Spurparameter hinreichend genau waren und die erfolgreich zwischen den einzelnen Kammern des zentralen Spurkammersystems verbunden werden konnten.

Im folgenden werden Ergebnisse einer Monte Carlo Simulation gezeigt, mit der

die Genauigkeit der Spurrekonstruktion in den zentralen Spurdetektoren überprüft wurde.

Mit HISIM werden Myonen simuliert, die vom Wechselwirkungspunkt ( $x = y = z = 0$ ) starten und unter festem Winkel (z.B.  $\Theta = 100^\circ, \phi = 100^\circ$ ) und mit festem Impuls (z.B.  $p = 10 \text{ GeV}/c$ ) den Detektor durchqueren. Es wird dabei sowohl die Propagation im Zentraldetektor als auch im Kalorimeter simuliert. Anschließend werden diese Ereignisse nach der beschriebenen Methode in den zentralen Kammern rekonstruiert und in das Kalorimeter extrapoliert.

Die Präzision, mit der die ursprüngliche Teilchenspur wiedergefunden werden kann, hängt in erster Linie von den Fehlern der Spurparameter am Startpunkt der Extrapolation ab. Diese sind für MC - Ereignisse nur durch die Effektivität der Software bestimmt und enthalten keine Einschränkungen, die von etwaigen Fehlfunktionen einzelner Detektorkomponenten oder ungenauer elektronischer Kalibration abhängen. Betrachtet man daher in jeder Lage der Kalorimeter - Stacks, die von der extrapolierten Spur getroffen wurde, die Verteilung der Raumkoordinaten des Durchstoßpunktes in allen drei Projektionen ( $xy$ ), ( $xz$ ), ( $yz$ ), so gewinnt man eine Abschätzung über die mögliche Präzision der Spurfindung. Bei dem zugrunde gelegten Myonimpuls von  $10 \text{ GeV}/c$  spielen Vielfachstreuung und Krümmung der Spur im Magnetfeld nur eine untergeordnete Rolle, sodaß die Verteilungen eine rein geometrische Aussagekraft haben. Sie sind in der folgenden Fig. 5.1 für die ( $x, z$ ) - Ebene gezeigt. Die Teilchenspuren verlaufen im betrachteten Winkelbereich durch den Teil CB2 des Kalorimeters. Die Verteilungen werden erwartungsgemäß breiter in weiter außen liegenden Lagen (insbesondere in den hadronischen Stacks), wo sich wegen des langen Hebelarms die Fehler der Spurparameter stärker auswirken.

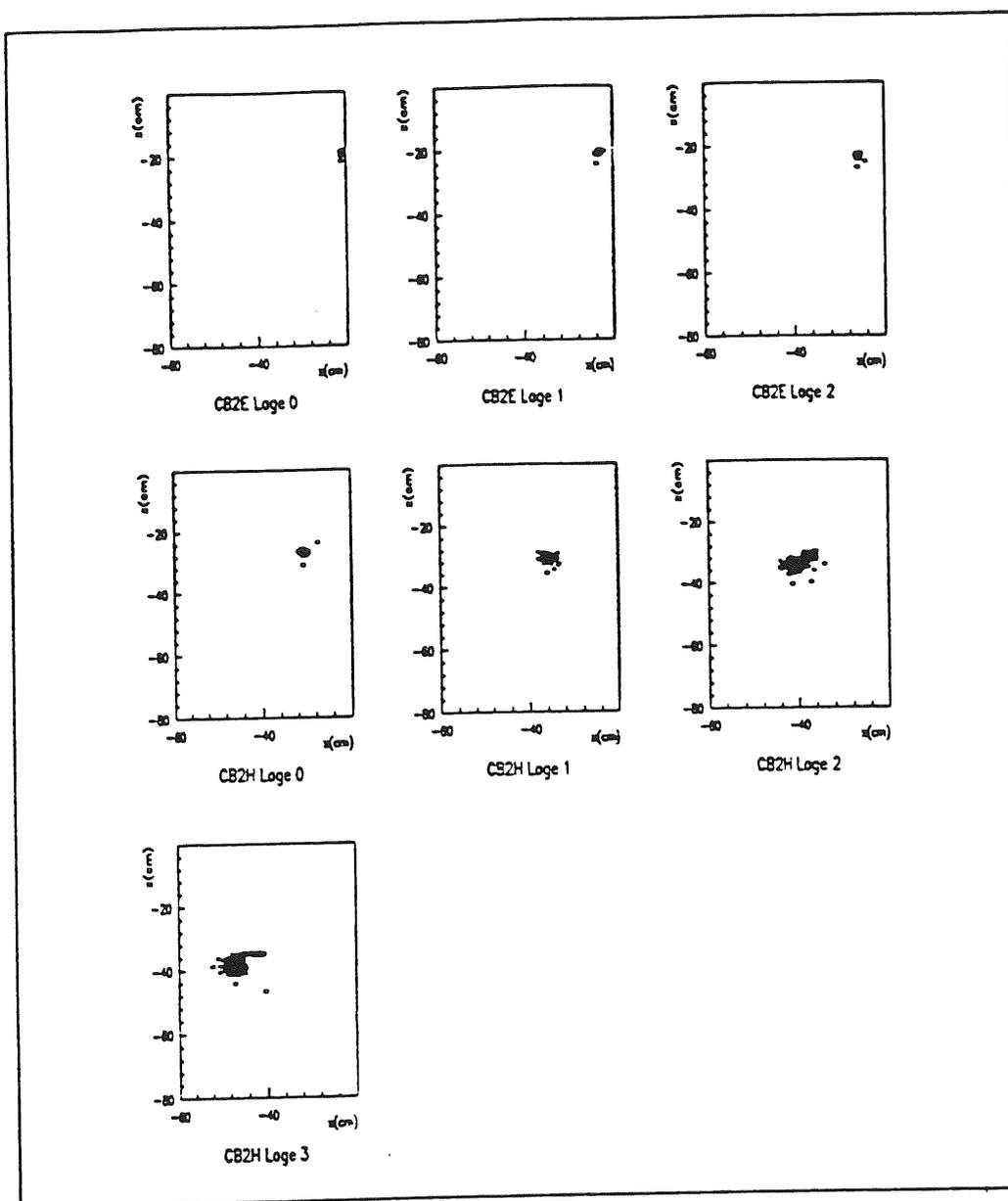


Fig. 5.1 Spurkoordinaten in den einzelnen Lagen des Kalorimeters

Untersucht man die Projektionen der Verteilungen auf die drei Raumrichtungen, so ergeben sich folgende Mittelwerte für die Koordinaten der Durchstoßpunkte mit den dazugehörigen Breiten:

|        | Projektion x |      | Projektion y |      | Projektion z |      |
|--------|--------------|------|--------------|------|--------------|------|
|        | Position     | RMS  | Position     | RMS  | Position     | RMS  |
| CB2E   |              |      |              |      |              |      |
| Lage 0 | -21.00       | 0.04 | 106.30       | 0.03 | -19.03       | 0.16 |
| Lage 1 | -23.29       | 0.36 | 117.10       | 1.32 | -21.01       | 0.37 |
| Lage 2 | -26.02       | 0.23 | 129.00       | 0.28 | -23.24       | 0.44 |
| CB2H   |              |      |              |      |              |      |
| Lage 0 | -30.69       | 0.38 | 150.52       | 0.86 | -26.87       | 0.44 |
| Lage 1 | -35.93       | 0.60 | 172.33       | 0.77 | -30.88       | 0.63 |
| Lage 2 | -39.72       | 2.09 | 186.8        | 8.09 | -33.06       | 1.64 |
| Lage 3 | -46.34       | 2.02 | 212.48       | 6.80 | -38.02       | 1.91 |

*Tab. 5.1 Mittelwerte und Fehler für die Durchstoßpunkte in den einzelnen Lagen*

*des Kalorimeters bei der Extrapolation (alle Werte in [cm])*

Als nächstes wird die Genauigkeit untersucht, mit der der Vertex rekonstruiert werden kann. Hierbei werden für die Propagation der Teilchen Startwerte von Polar- und Azimutwinkel im Bereich  $45^\circ \leq \Theta, \phi \leq 135^\circ$  zugelassen. Die generierten Myon-Ereignisse werden wieder in den zentralen Spurkammern rekonstruiert. Man erhält folgende Verteilungen der daraus erhaltenen Vertexpositionen, wiederum in allen drei Projektionen, die in Fig. 5.2 dargestellt sind:

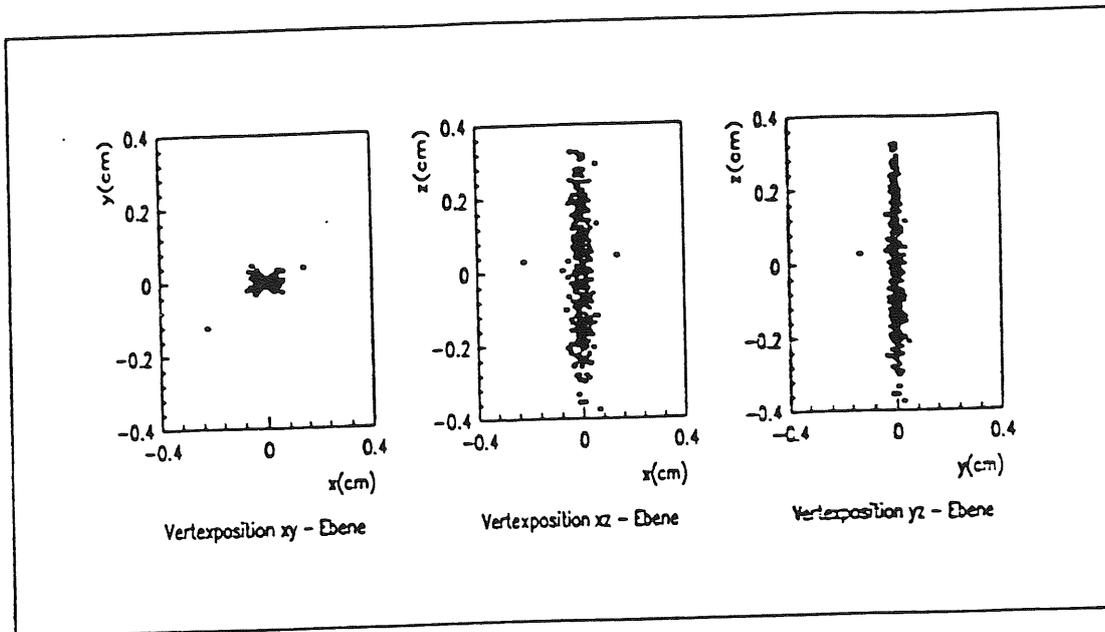


Fig. 5.2 Koordinaten des rekonstruierten Vertex

|        | Projektion x | Projektion y | Projektion z |
|--------|--------------|--------------|--------------|
| Mittel | -11          | 4.1          | 16           |
| RMS    | 248          | 125          | 1539         |

Tab. 5.2 Mittelwerte und Fehler der rekonstruierten Vertexkoordinaten (in  $\mu\text{m}$ )

Die Fehler der Spurwinkel - Bestimmung ergeben sich zu:

$$\Delta\Theta = (0.047 \pm 0.010)^\circ$$

$$\Delta\Phi = (0.051 \pm 0.018)^\circ$$

## 5.2. Extrapolation der Myon - Spuren in das LAr Kalorimeter

Das Simulationsprogramm H1SIM enthält eine detaillierte geometrische Beschreibung inklusive aller enthaltenen Materialien des H1 Detektors, welche auf der Basis des bei CERN entwickelten Programmpakets GEANT [21] implementiert ist.

Für die hier betrachtete Analyse der Kalorimetersignale wurden einige Ergänzungen hinzugefügt, die es erlauben, zu jedem von der extrapolierten Spur getroffenen Kanal die vom Teilchen im sensitiven Auslesebereich zurückgelegte Wegstrecke zu bestimmen. Damit ist es möglich, aus den gemessenen Signalen einzelner Kanäle einen auf die Weglänge normierten Wert der deponierten Energie anzugeben. Da das Simulationsprogramm zudem die theoretische Erwartung der deponierten Energie liefert, ist auch ein Vergleich zwischen Daten und MC - Ereignissen möglich. In jedem Fall kann aber das Ansprechverhalten verschiedener Bereiche im Kalorimeter getestet werden und im Prinzip, bei genügend hoher Teilchen - Statistik, sogar dasjenige jedes einzelnen Kanals.

Bevor die Kalorimetersignale der extrapolierten und generierten Spuren verglichen werden, wird zunächst der Einfluß der Weglängenkorrektur an Hand der extrapolierten Spuren verdeutlicht. Die Weglängenkorrektur führt die in einem Kanal deponierte Energie  $E_{Kanal}$  mittels der im Kanal zurückgelegten Weglänge  $l_{Kanal}$  in eine pro Zentimeter deponierte Energie  $E_{cm}$  über:

$$E_{cm} = \frac{E_{Kanal}}{l_{Kanal}} \quad (5.5)$$

In Kanälen, die von der Teilchenspur nur 'gestreift' wurden, wird wenig Energie deponiert. Das dadurch hervorgerufene Signal liegt deshalb in der Nähe des Rauschens. Die Weglängenkorrektur führt dann zu einer Erhöhung des Signals gegenüber dem Rauschen. Außerdem werden durch die Weglängenkorrektur alle in ein und demselben Kanal registrierten Ereignisse gleich behandelt, ebenso alle Ereignisse in verschiedenen Kanälen. Es kann also eine ereignis - unabhängige Analyse der Kalorimetersignale durchgeführt werden.

Fig. 5.3 a) zeigt die Verteilungen der pro Kanal deponierten Energie in den elektromagnetischen und hadronischen Stacks für extrapolierte Spuren. Die typische effektive Argon - Dicke, d.h. die Summe der Gapdicken, beträgt im betrachteten Kalorimeterbereich (CB2) 4 cm. Bei einem mittleren Wert von 2.11 MeV für die pro cm LAr deponierte Energie würde man in den Verteilungen bei etwa 8 MeV

ein Signal erwarten (siehe Pfeile). Ein solches ist aber nicht erkennbar. Die Notwendigkeit einer Normierung der Kanalenergien ist offensichtlich. Dividiert man die Kanalenergien durch die effektive Argon - Dicke, ohne die tatsächlich zurückgelegte Weglänge zu berücksichtigen, so erhält man die Verteilungen der Fig. 5.3 b) für die nicht - weglängenkorrigierten Signale pro cm LAr:

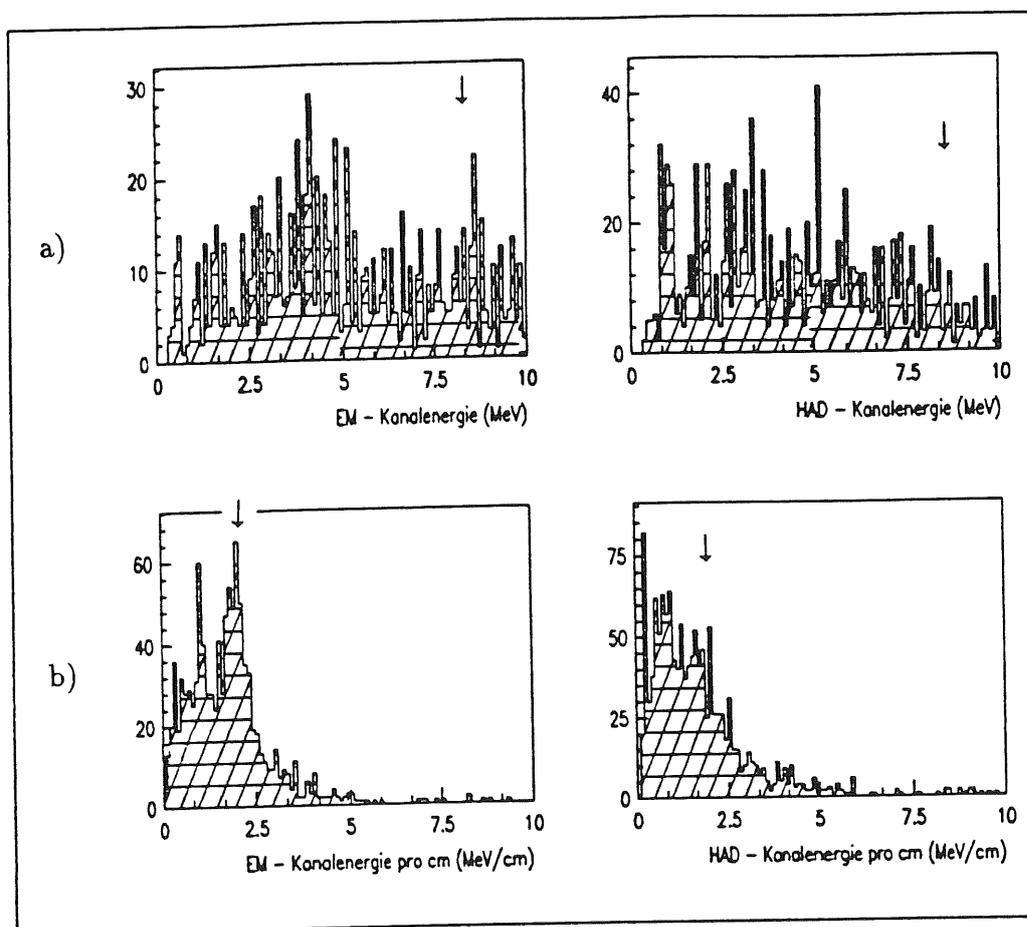


Fig. 5.3 a) Energiedeposition pro Kanal für extrapolierte Spuren

Fig. 5.3 b) Energiedeposition pro cm LAr ohne Weglängenkorrektur für extrapolierte Spuren

Die Pfeile zeigen die Positionen der erwarteten Signale

Durch die Normierung der deponierten Energien auf 1 cm LAr bilden sich bereits Myon - Signale aus und es deuten sich Ausläufer einer Landau - Verteilung zu hohen Energien an. Nach Anwendung der Weglängenkorrektur resultieren schließlich die

Verteilungen der Fig. 5.4. Die Myon - Signale sind deutlich ausgebildet. In dieser Abbildung sind sowohl die Verteilungen für die ursprünglich generierten als auch für die extrapolierten Teilchenspuren gezeigt. Es handelt sich hierbei um eindeutige Myon - Signale. Die Notwendigkeit der Weglängenkorrektur ist damit gezeigt.

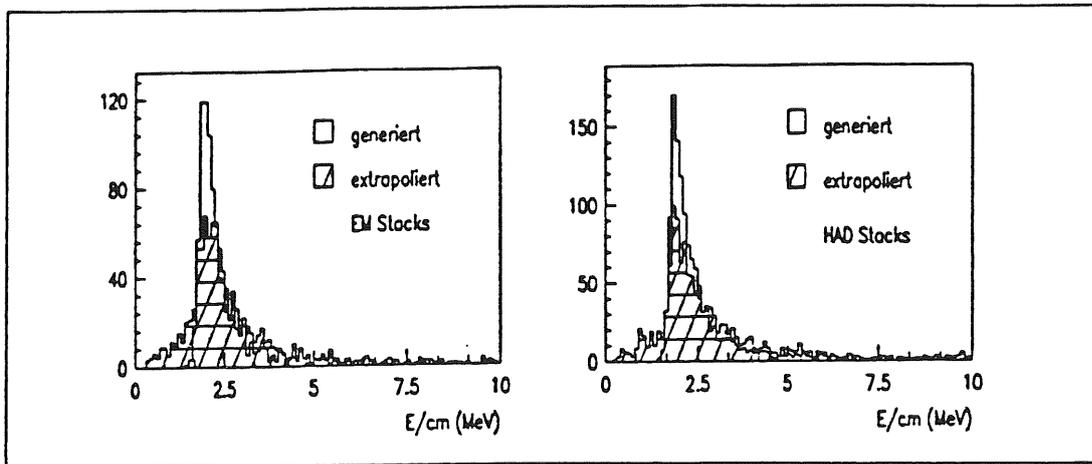


Fig. 5.4 Energiedeposition pro cm LAr für generierte und extrapolierte Spuren

*nach Anwendung der Weglängenkorrektur*

Die Effizienz des Auffindens der getroffenen Kanäle beträgt bei den kleinen Rekonstruktionsfehlern der Spurparameter (siehe oben) 100% : Bei der Simulation der Myonspuren wurden in den Kanälen der elektromagnetischen Stacks 1016 Teilchendurchgänge registriert, in den hadronischen 1291. Die nachfolgende Extrapolation konnte alle getroffenen Zellen wiederfinden.

Die Mittelwerte und Breiten der Signale von Fig. 5.4 sind in nachstehender Tabelle zusammengefaßt:

|          | generiert |       | extrapoliert |       | $\Delta E$ [%] | $\Delta RMS$ [%] |
|----------|-----------|-------|--------------|-------|----------------|------------------|
|          | E/cm      | RMS   | E/cm         | RMS   |                |                  |
| EM Kalo  | 2.612     | 1.280 | 2.662        | 1.433 | 1.9            | 8.5              |
| HAD Kalo | 2.650     | 1.331 | 2.786        | 1.633 | 5.1            | 22.7             |
| CB1 EM   | 2.656     | 1.327 | 2.674        | 1.392 | 0.7            | 4.9              |
| CB1 HAD  | 2.754     | 1.430 | 2.799        | 1.744 | 1.6            | 22.0             |
| CB2 EM   | 2.629     | 1.243 | 2.673        | 1.397 | 1.7            | 12.4             |
| CB2 HAD  | 2.627     | 1.275 | 2.715        | 1.544 | 3.3            | 21.1             |
| CB3 EM   | 2.583     | 1.291 | 2.639        | 1.479 | 2.2            | 14.6             |
| CB3 HAD  | 2.626     | 1.281 | 2.866        | 1.670 | 9.1            | 30.4             |

Tab. 5.9 Mittelwerte (in [MeV]) und Breiten der Signale der

*generierten und extrapolierten Spur*

Die erhöhten Breiten der Signale der extrapolierten gegenüber den generierten Spuren sind auf folgendes zurückzuführen: Aufgrund der nicht exakten Übereinstimmung beider Spuren ist die wirkliche Weglänge von der durch die Extrapolation bestimmten verschieden, d.h. die erhaltene Energie pro Weglänge ist kleiner oder größer als die tatsächliche. Das Signal wird also verbreitert.

In Fig. 5.5 ist für das HAD Kalorimeter die deponierte Energie  $\Delta E$  pro Kanal gegen die Weglänge aufgetragen, ebenso die auf die Weglänge normierte Energie gegen die Weglänge. Die Projektion der letzteren auf die Ordinate ergibt gerade wieder die Landau - ähnlichen Verteilungen in vorheriger Fig 5.4.

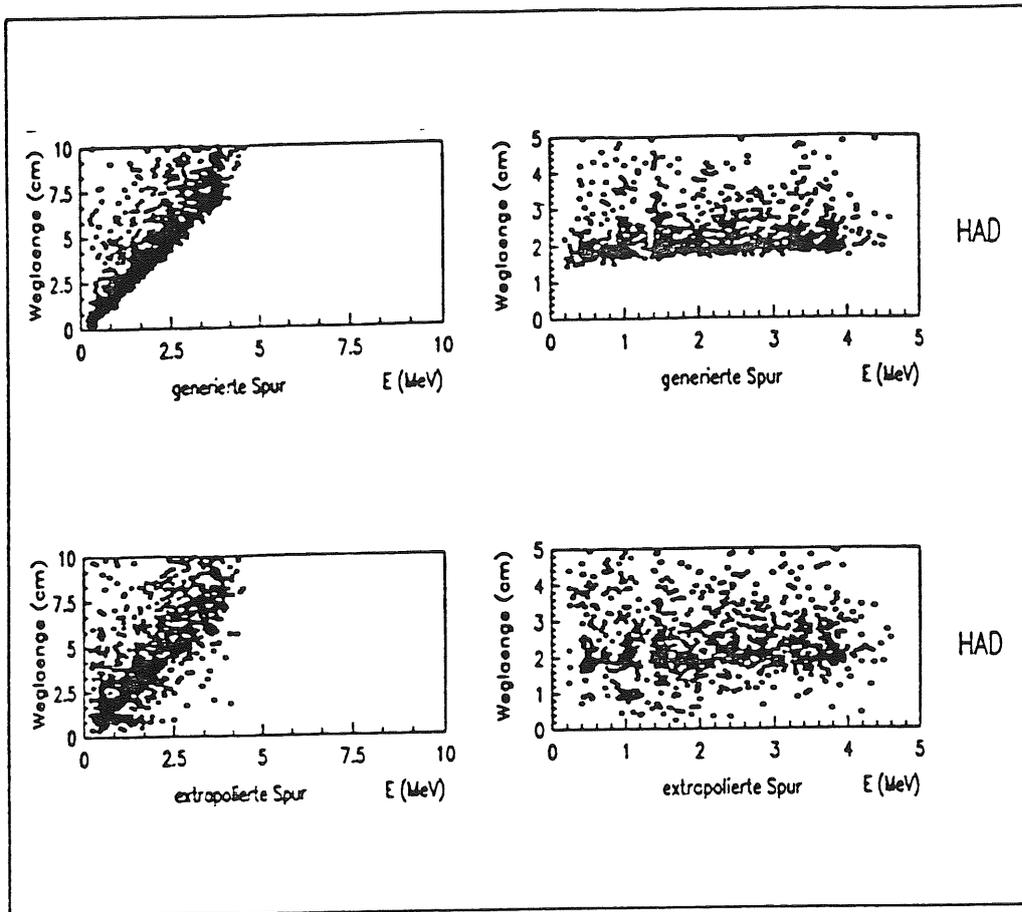


Fig. 5.5 Beziehung zwischen deponierter Energie und Weglänge aus MC Rechnungen

links: ohne Weglängen - Korrektur

rechts: mit Weglängen - Korrektur

## 6. Datenanalyse

### 6.1. Allgemeines zu den Cosmic Runs

In den Monaten April, Oktober und November des Jahres 1991 wurden nach der weitgehenden Fertigstellung des H1 Detektors umfangreiche Tests des Gesamtsystems mit kosmischen Myonen durchgeführt. Die Untersuchungen bezogen sich vor allem auf das Auslese - und Triggersystem, den Status der elektronischen Kalibration sowie die geometrische Präzision der verschiedenen Detektorkomponenten. Die gewonnenen Daten werden auch zur Interkalibration der Auslesekanäle innerhalb eines sowie zwischen verschiedenen Teilen des Detektors verwendet. Außerdem dienen sie zum Test und zur Weiterentwicklung der bereits in vollem Umfang verfügbaren Rekonstruktions - und Simulationssoftware.

Die hier vorgestellte Methode der Extrapolation von Teilchenspuren aus dem Zentraldetektor in das Kalorimeter stellt einen wichtigen unabhängigen Kalorimetertest dar, weil sie Ergebnisse liefert, die nicht auf einer Rekonstruktion im Kalorimeter selbst beruhen, wie es etwa bei einer Cluster - Analyse der Fall ist. Dort besteht eine gewisse Tendenz, höhere als tatsächlich gemessene Signale zu erhalten, da Energieschnitte zur Identifizierung von Clustern angewendet werden müssen und so niedrige Energiedepositionen nicht mehr erfaßt werden.

Der Erfolg der Extrapolationsmethode hängt in starkem Maße von der Qualität der im CTD rekonstruierten Spuren ab. Für die in der April - Periode gewonnenen Daten ergaben sich sehr große Fehler der Spurparameter, nämlich etwa  $8^\circ$  für den Azimutwinkel  $\phi$ ,  $4^\circ$  für den Polarwinkel  $\Theta$  und rund 4 cm für die  $z$  - Koordinate der Spurpunkte. Die Extrapolation in das Kalorimeter lieferte daher in den meisten Fällen eine falsche Vorhersage der getroffenen Kanäle, sodaß eine systematische Untersuchung seiner Ausleseigenschaften auf diese Weise noch nicht möglich war. Die meisten Mängel, die die schlechte Effizienz der Rekonstruktion bewirkten, waren zur zweiten Run - Periode abgestellt. Die folgenden Untersuchungen beziehen sich ausschließlich auf die Analyse dieser Daten.

Durch Variation der an die Auslezellen des Kalorimeters angelegte Hochspannung wurden Untersuchungen zur Spannungsabhängigkeit der Signale vorgenommen. Weiterhin wurden aktuelle Sätze von Kalibrationskonstanten für die einzelnen Detektorkomponenten gewonnen, die auch einen genaueren Vergleich mit MC - Da-

ten ermöglichen, sowie die sehr schnelle 'Online' - Rekonstruktionssoftware weiterentwickelt, die besonders zu Triggerzwecken dient.

Die bei der Datennahme angewendeten Triggerkombinationen sind im folgenden Bild (Fig. 6.1) schematisch dargestellt. Zu diesem Zweck wurden unterhalb des Detektors zusätzlich Szintillatorebenen (SCI) installiert und mit einigen anderen Triggern (z.B. aus der MWPC) zur Koinzidenz gebracht.

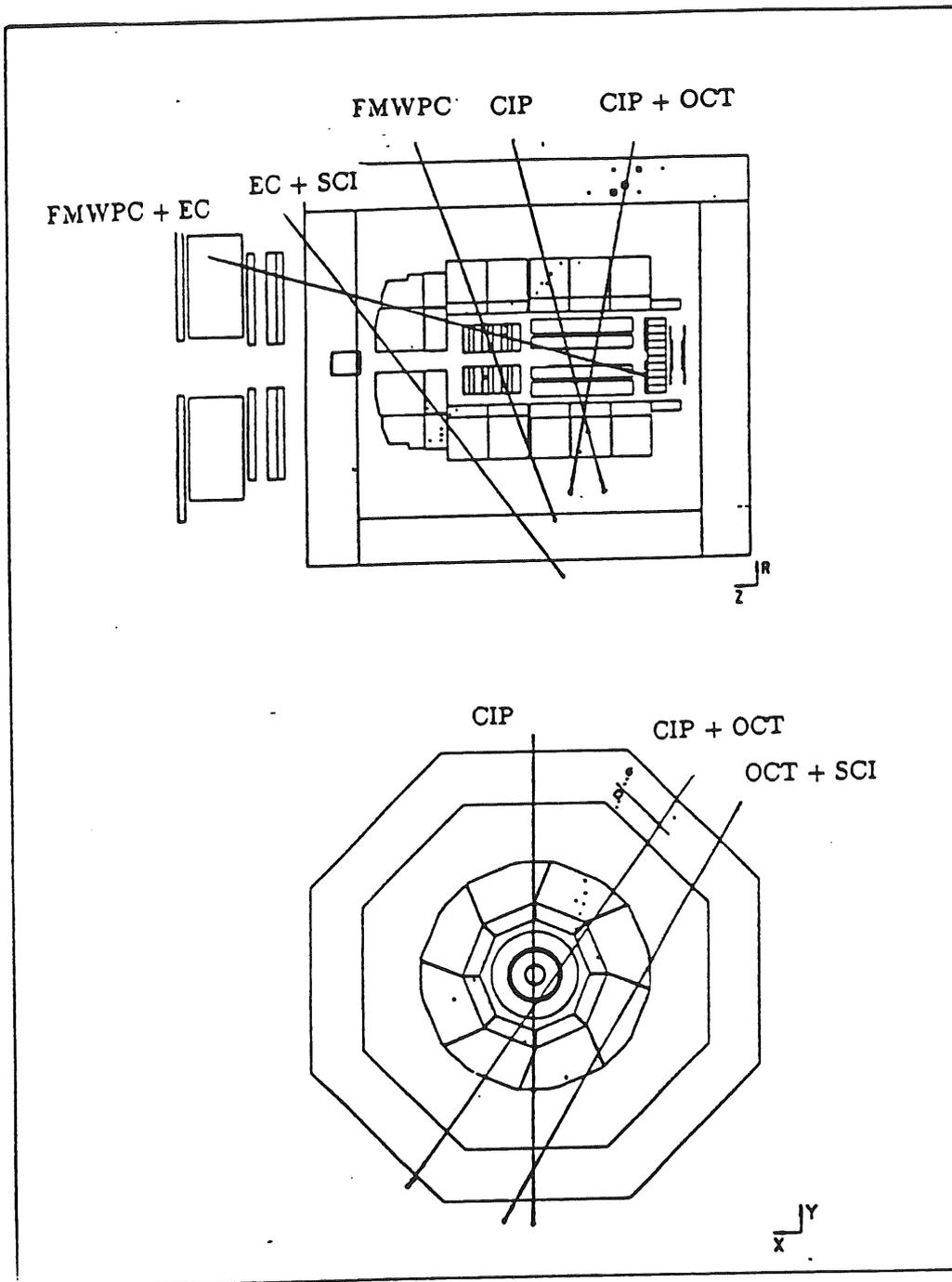


Fig. 6.1 Während der Datennahme verwendete Trigger

Die Linien symbolisieren Ereignisse, die von den entsprechenden Triggern erfaßt werden

CIP: Zentrale innere Proportionalkammer, OCT: Ein Oktant des Eisenjochs

*SCI: Szintillatorebenen unterhalb des Detektors, EC: Vordere Endkappe des Eisenjochs*

*FMWPC: Vieldraht - Proportionalkammern des Vorwärts - Detektors*

Zur hier beschriebenen Analyse der Cosmic - Daten vom November 1991 wurden diejenigen Runs ausgewählt, bei denen der CIP Trigger aktiv war. Dies ist damit zu begründen, daß Spuren in den zentralen Spurdetektoren zur Rekonstruktion und Extrapolation benötigt werden. Der CIP Trigger gewährleistet eine hohe Teilchenrate und liefert vornehmlich Ereignisse, die den CB - Bereich des Kalorimeters betreffen. Es werden aber auch Ereignisse im FB registriert, allerdings mit verminderter Rate. Alle hier analysierten Daten wurden bei einer magnetischen Feldstärke von 11.4 kGauss aufgenommen. Runs ohne Magnetfeld wurden nicht berücksichtigt, da die Bestimmung des Teilchenimpulses über die Spurkrümmung im Magnetfeld vorgenommen wird.

## 6.2. Rekonstruktion der Myon - Spuren in den zentralen Spurdetektoren

Für das Auffinden der von einem kosmischen Myon im Kalorimeter durchquerten Kanäle mittels der Extrapolation vom CTD aus müssen die Spurparameter in der Rekonstruktion mit bestmöglicher Präzision bestimmt werden. Dies ist vor allem für die Weglängenkorrektur wichtig: Um einen korrekten Wert für die pro Weglänge deponierte Energie in einem Kanal zu erhalten, muß diese aus der Extrapolation bestimmte Weglänge mit der vom Teilchen zurückgelegten übereinstimmen. Vor allem in solchen Fällen, in denen ein Kalorimeterkanal nur teilweise von einem Myon durchquert wird und daher die zurückgelegte Wegstrecke klein ist, wirken sich Fehler in ihrer Bestimmung stark aus.

Die Rekonstruktion im CTD lieferte in der Mehrzahl der Ereignisse große Fehler der Spurparameter, die bei den Raumkoordinaten des DCA ('Vertex' für die Extrapolation) bis zu 2.5 cm betragen. Eine Untersuchung dieser Ereignisse ergab, daß in diesen Fällen entweder nicht in allen Komponenten des CTD (CIZ, COZ, CJC1, CJC2) ein Spursegment rekonstruiert werden konnte, oder einzelne Spursegmente nicht zu einer endgültigen Spur mit verbesserten Parametern verbunden werden konnten. Es wurden daher Kriterien eingeführt, die nur solche Ereignisse zuließen, deren Spuren hinreichend genau bestimmt waren:

|   |
|---|
| <b>Akzeptanzkriterien an die rekonstruierten Spuren</b>               |
| Fehler in $\Theta$ kleiner als $0.8^\circ$                            |
| Fehler in $\phi$ kleiner als $0.8^\circ$                              |
| Erfolgreiche Verknüpfung von Spursegmenten<br>in CIZ, COZ, CJC1, CJC2 |

*Tab. 6.1 Akzeptanzkriterien an die rekonstruierten Spuren*

Fig. 6.2 a) zeigt die Fehler der rekonstruierten Spurwinkel am DCA vor bzw. nach der Anwendung der Kriterien aus Tab. 6.1, Fig. 6.2 b) die Fehler Koordinaten des DCA.

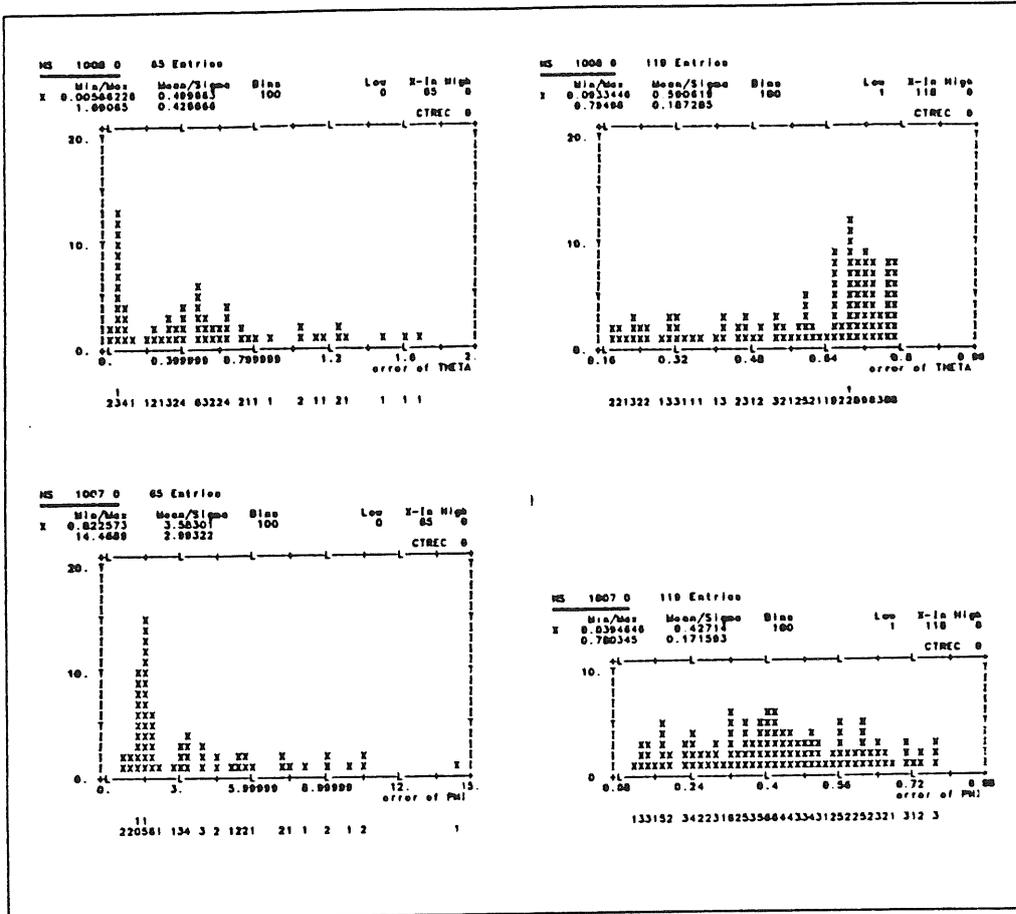


Fig. 6.2 a) Fehler der rekonstruierten Spurwinkel am DCA

vor (links) und nach (rechts) Anwendung der Schnitte der Tab. 6.1 (in Grad)

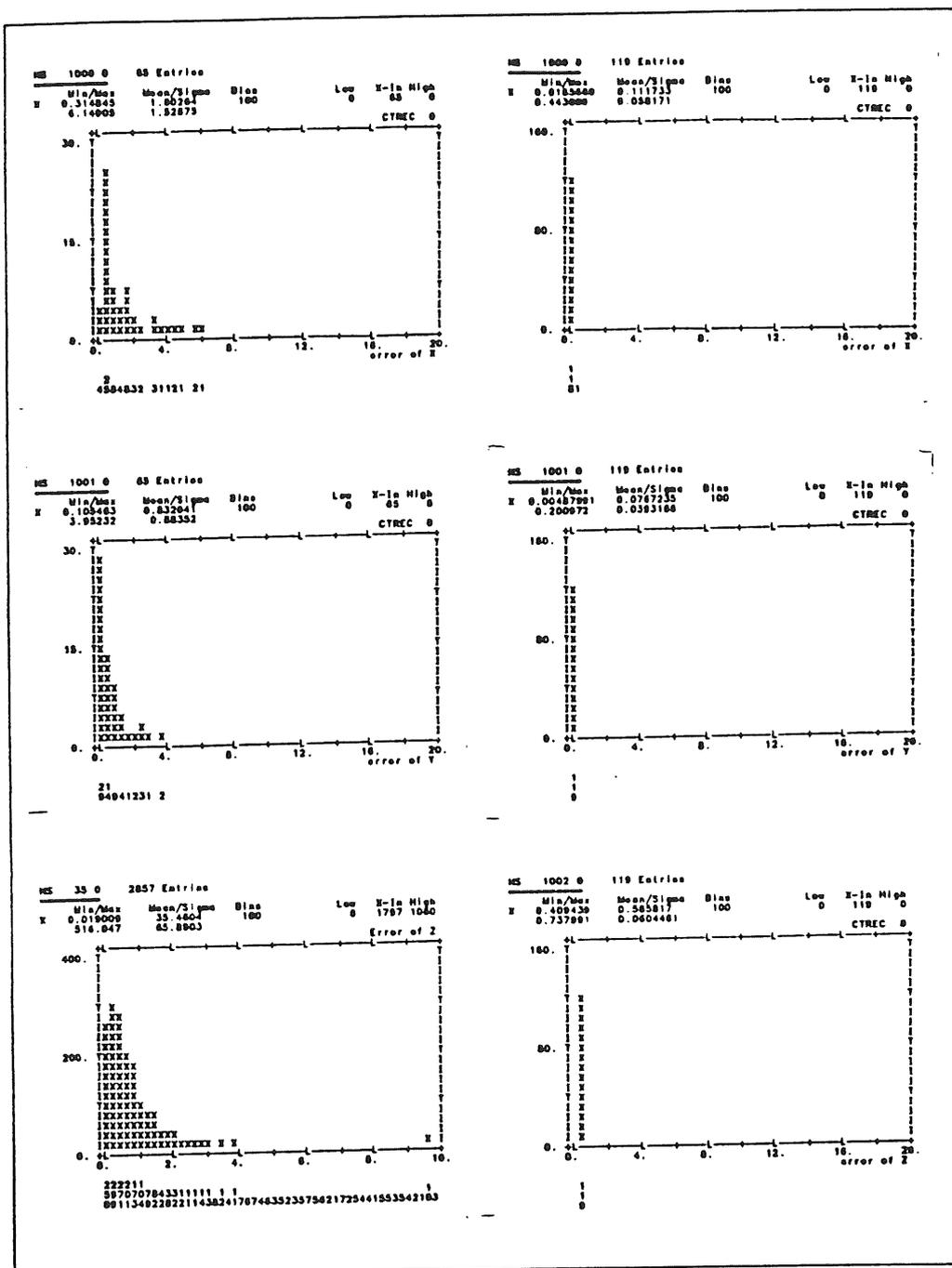


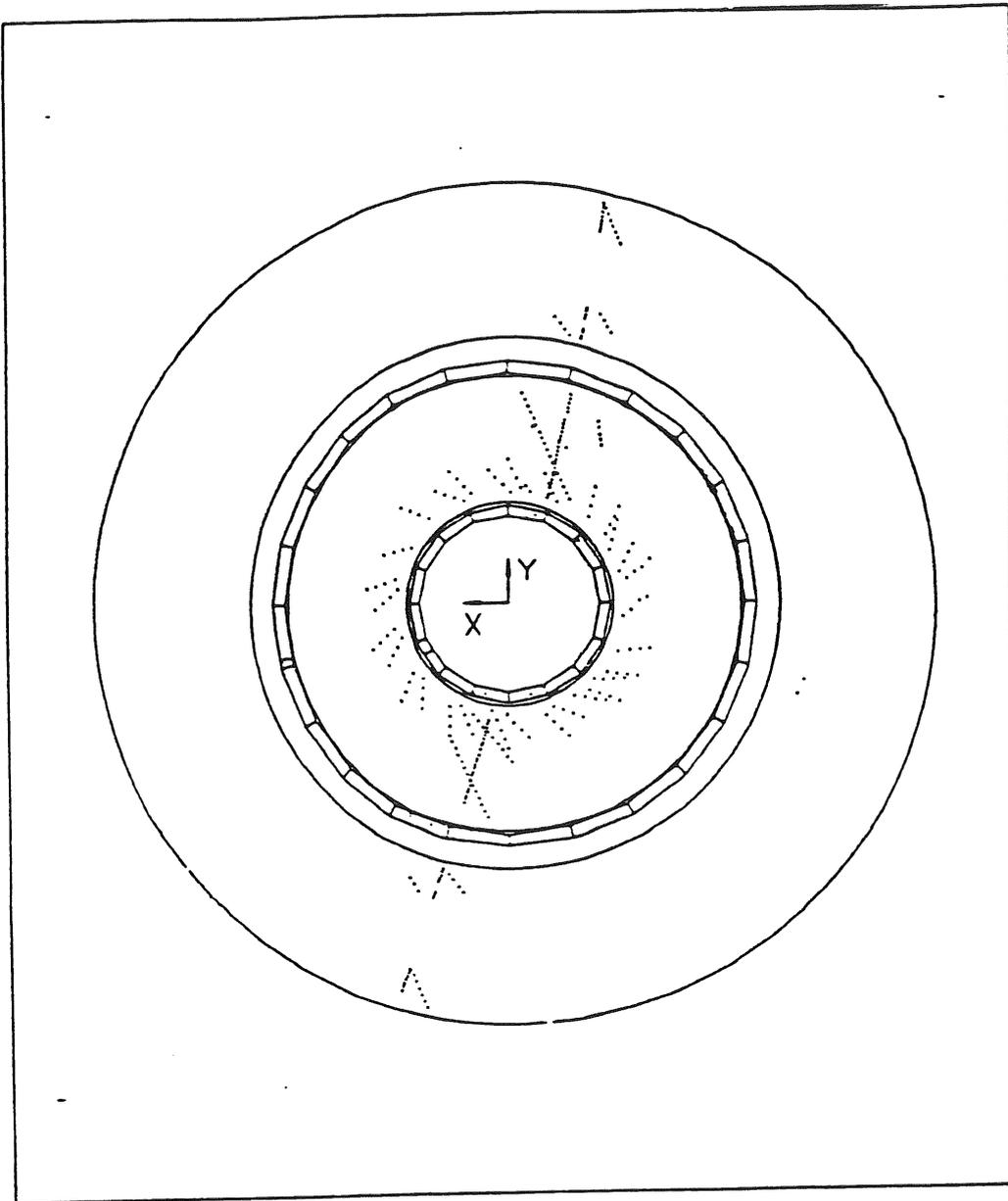
Fig. 6.2 b) Fehler der Koordinaten des rekonstruierten DCA vor (links) und nach rechts Anwendung der Schnitte der Tab. 6.1 (in cm)

Eine einfache geometrische Abschätzung liefert bei den angegebenen Grenzen für die Winkelfehler eine maximale Unsicherheit der Raumkoordinaten in den äußeren

hadronischen Lagen des CB Kalorimeters von  $\pm 3\text{cm}$  bei senkrechtem Teilcheneinfall. Angesichts der großen Pads in diesem Bereich des Kalorimeters sollte diese Genauigkeit ausreichen, um mit Hilfe der Extrapolation die wirkliche Teilchenspur wiederzufinden.

Es wurde ein weiteres Kriterium an den Teilchenimpuls gestellt, um nur solche Spuren zu selektieren, die das Kalorimeter vollständig durchqueren und um Effekte der Vielfachstreuung zu unterdrücken, die dazu führen, daß die Teilchenspur nicht mehr durch eine rein geometrische Extrapolation bestimmt werden kann: Der minimale Wert für den (im CTD bestimmten) Myonimpuls wurde zu  $1\text{ GeV}/c$  festgelegt. Dadurch ist sichergestellt, daß die Spurkrümmung im Magnetfeld nicht zu groß wird. Es muß nämlich berücksichtigt werden, daß ein kosmisches Myon im Kalorimeter einen höheren Impuls besitzt bevor es den CTD erreicht, andererseits aber die Extrapolation vom CTD aus zurück in das Kalorimeter mit dem im CTD bestimmten niedrigeren Impuls startet. Im Falle niedriger Impulswerte sind die Krümmungen beider Spuren verschieden, sodaß keine Übereinstimmung mehr besteht.

Fig. 6.3 zeigt eine typische Myonspur im CTD, die alle obigen Kriterien erfüllt. Man erkennt trotzdem noch Bereiche in den Driftkammern, in denen keine Auslese erfolgte, bzw. die keine Spurpunkte lieferten:



*Fig. 6.9 Myonspur im zentralen Spurdetektor*

Die Rate solcher 'guter' Spuren erwies sich als nicht sehr hoch: In die folgende Tab. 6.2 sind die mittleren Fehler der Raumkoordinaten des DCA und der Spurwinkel der akzeptierten Ereignisse sowie deren Rate eingetragen. Zur Bestimmung dieser Werte wurde eine größere Datenmenge verwendet, als für die in Fig. 6.2 dargestellten Verteilungen.

|   |                   |
|---|-------------------|
| Zahl der Ereignisse vor Anwendung der Schnitte  | 280000            |
| Zahl der Ereignisse nach Anwendung der Schnitte | 18909             |
| Rate der akzeptierten Ereignisse                | 6.8%              |
| $\Delta x$ [cm]                                 | $0.100 \pm 0.003$ |
| $\Delta y$ [cm]                                 | $0.065 \pm 0.003$ |
| $\Delta z$ [cm]                                 | $0.601 \pm 0.004$ |
| $\Delta\theta$ [°]                              | $0.562 \pm 0.038$ |
| $\Delta\phi$ [°]                                | $0.399 \pm 0.039$ |

Tab. 6.2 Fehler der Spurparameter

Diese Fehler sind um etwa einen Faktor 10 größer als diejenigen, die bei den Monte Carlo - Untersuchungen erhalten wurden (vgl. Tab. 5.2).

### 6.3. Analyse der Kalorimetersignale

Das Ziel der Untersuchungen ist der Vergleich von Signalen in verschiedenen Bereichen des H1 Kalorimeters. Die Methode erlaubt im Prinzip, eine Interkalibration zwischen allen einzelnen Auslesekanälen durchzuführen. Die niedrige Rate der akzeptierten Ereignisse aus der Spurrekonstruktion zwingt jedoch für die bisherigen in den Cosmic Runs aufgenommenen Daten zu einer Beschränkung auf einen globaleren Vergleich. Im folgenden werden die durch die Extrapolationsmethode bestimmten Signale gezeigt, wobei die Einflüsse der Weglängenkorrektur und der Anwendung der in 6.2 erläuterten Akzeptanzkriterien herausgearbeitet werden.

Fig. 6.4 zeigt ein typisches Ereignis im Detektor bei dem sich bereits andeutet, daß bei den niedrigen Myon - Signalen, deren Mittelwert für die Energiedposition in einem Zentimeter LAr bei 2.11 MeV erwartet wird, die Unterscheidung vom Rau-

schen eine wichtige Rolle spielt.

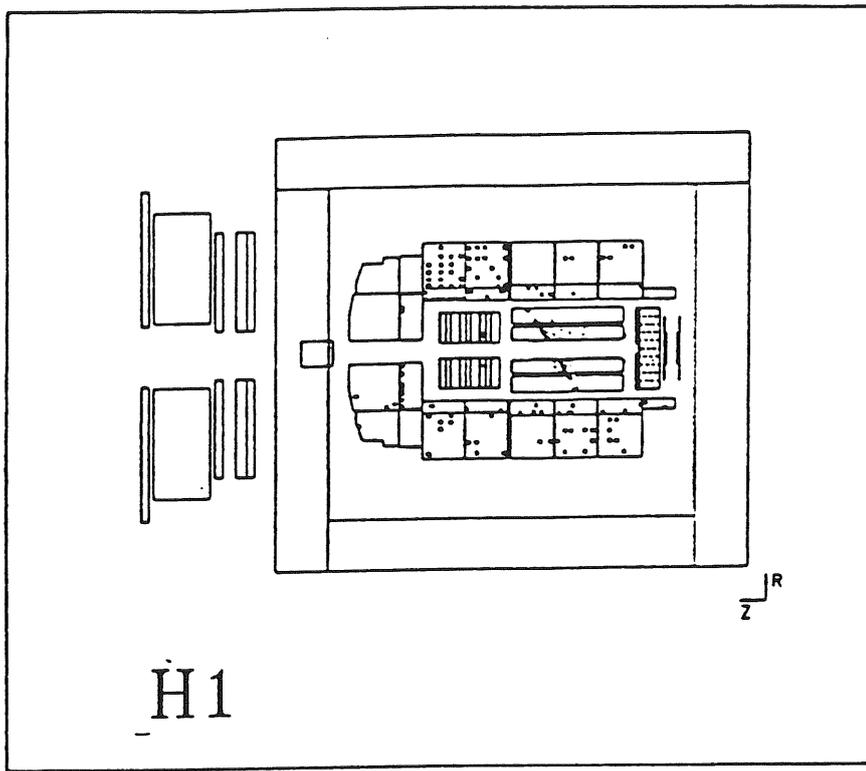


Fig. 6.4 Kosmisches Myon im H1 Detektor

### Experimentelle Ergebnisse

Als erstes werden die Kalorimetersignale aller registrierten Ereignisse mit Impulsen größer als  $1 \text{ GeV}/c$  zunächst ohne Einschränkungen bzgl. der Fehler der im CTD rekonstruierten Spurparameter betrachtet. Fig. 6.5 zeigt die Verteilung der deponierten Energie pro Kanal ohne Anwendung der Weglängenkorrektur. Dabei ist nur zwischen den elektromagnetischen und hadronischen Kanälen des Kalorimeters unterschieden. Ein echtes Myonsignal ist nicht erkennbar. Die Pfeile deuten auf den Erwartungswert eines Myonsignals, der bei etwa  $4 \text{ cm}$  effektiver Argon - Dicke eines Kanals bei ca.  $8 \text{ MeV}$  liegt. Die Verteilung für die elektromagnetischen Kanäle ist wesentlich breiter als für die hadronischen. Dies deutet darauf hin, daß es sich hierbei im wesentlichen um Rauschsignale handelt, denn wegen der höheren Kapazitäten der Auslesezellen im EM - Teil ist der Rauschanteil gegenüber den HAD Kanälen erhöht. Der Vergleich mit den Verteilungen für MC - Ereignisse (siehe Fig.

5.3) bestätigt diese Vermutung. Dort besteht eine größere Gleichverteilung der im Kanal deponierten Energie.

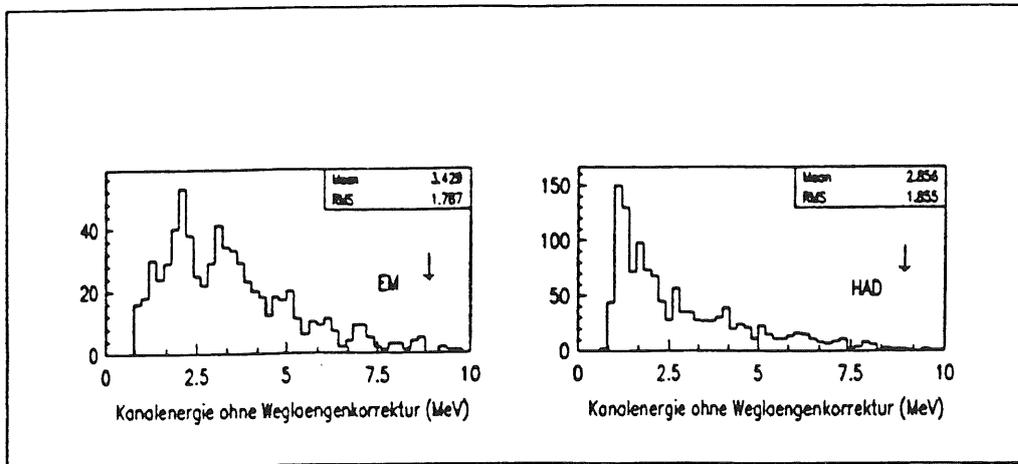


Fig. 6.5 Kanalenergie ohne Weglängenkorrektur. Die Pfeile zeigen die erwartete Position eines Myonsignals

Zum Vergleich zeigt Fig. 6.6 die Rausch - Verteilungen pro Kanal für die EM und HAD Stacks. Sie wurden durch Auslese derjenigen Kanäle gewonnen, die nicht von einem Teilchen getroffen wurden und sind so normiert, daß ihr Maximum bei 1.0 liegt.

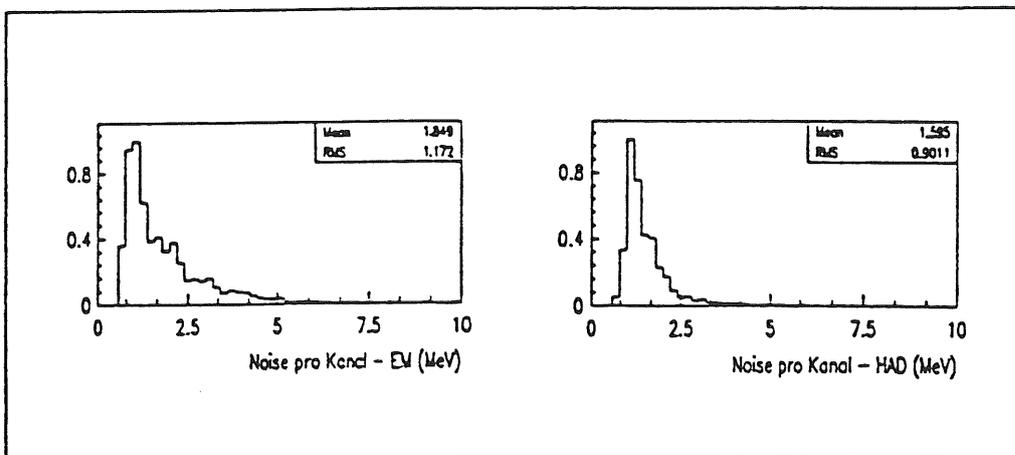


Fig. 6.6 Rauschsignal pro Kanal

Zur Rausch - Unterdrückung wurden bei der Datennahme nur solche Signale behalten, die oberhalb einer gewissen Schwelle lagen ('Null - Unterdrückung' oder 'zero

suppression'). Der Standardwert für diese Schwelle betrug  $1.5 \sigma$  der Noise - Verteilung, wobei  $\sigma$  deren Standardabweichung bezeichnet.

Normiert man nun die Energie jedes auf der extrapolierten Spur liegenden Kanals auf dessen gesamte LAr - Dicke, d.h. auf die Summe seiner Gapsdicken, ohne die aus der Extrapolation gewonnene echte Weglänge zu berücksichtigen, so erhält man das Spektrum der nicht - weglängenkorrigierten Energiedeposition pro Zentimeter LAr (Fig. 6.7). Der Vergleich mit der entsprechenden Darstellung für das Rauschen (Fig. 6.8) zeigt wiederum die klare Dominanz des Rauschens und das Fehlen eines wirklichen Signals:

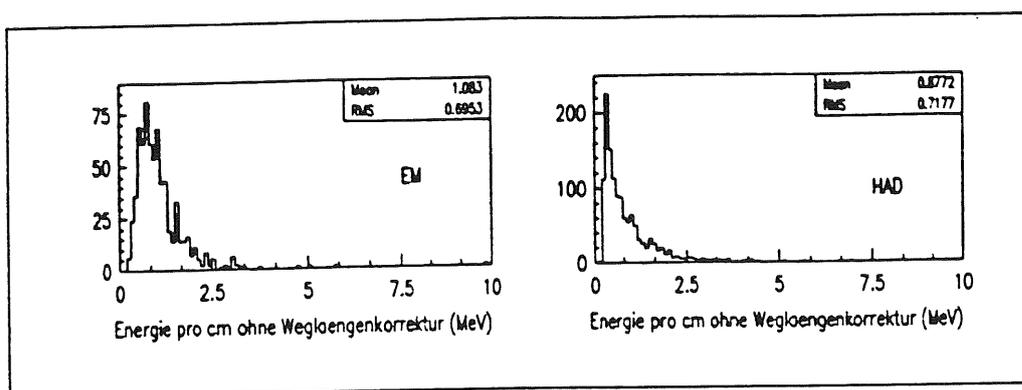


Fig. 6.7 Energie pro cm LAr ohne Weglängenkorrektur

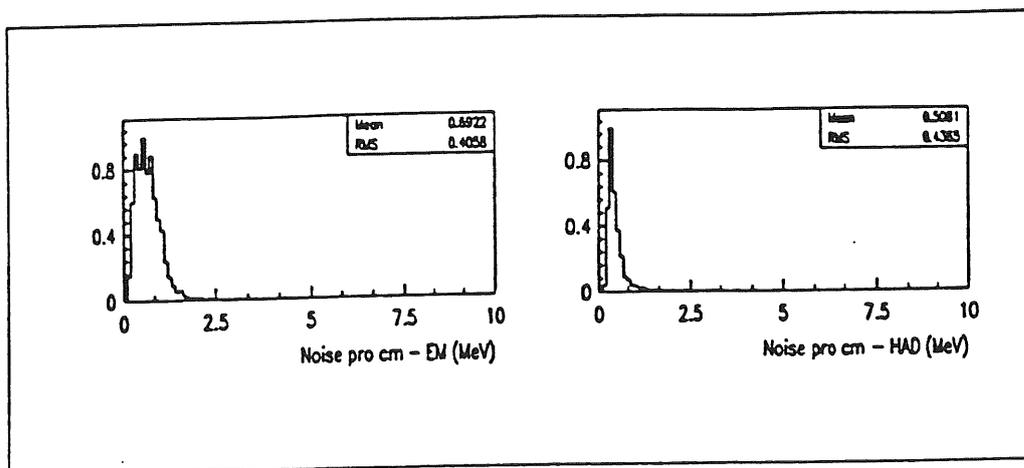


Fig. 6.8 Rauschsignal pro cm LAr

Die Anwendung der Weglängenkorrektur führt schließlich zu Fig. 6.9. Zum Vergleich ist auch das Rauschen (Fig. 6.8) gestrichelt eingezeichnet. Im hadronischen

Fall deutet sich ein Myonsignal an, das sich als breite Schulter in der Verteilung äußert. Es kann aber noch nicht von einer deutlichen Signatur gesprochen werden. Der Rauschabstand des EM Signals ist geringer. Die Pfeile deuten wiederum die Erwartung eines Myonsignals in einem Zentimeter LAr an.

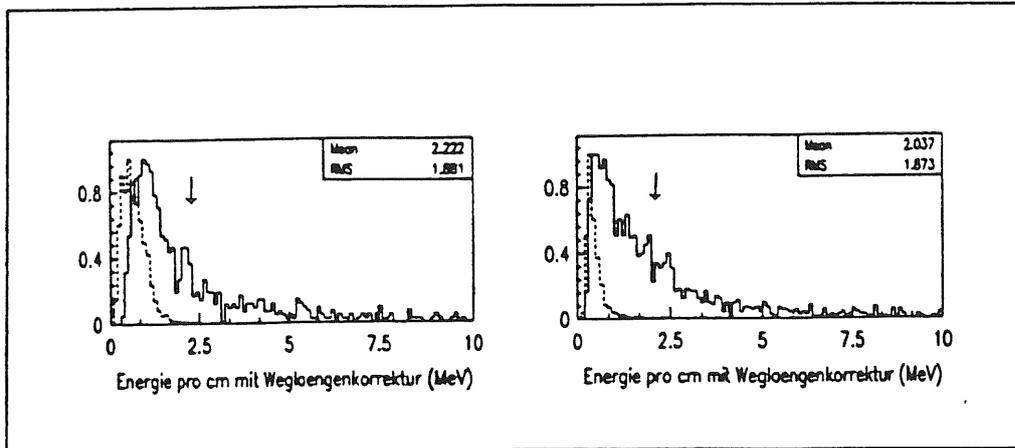


Fig. 6.9 Energie pro cm LAr mit Weglängenkorrektur (durchgezogen) und Rauschen

pro cm (gestrichelt). Die Pfeile weisen auf den Erwartungswert eines Myonsignals

Diese Darstellungen belegen den Einfluß der Weglängenkorrektur, der zur Ausbildung eines Landau - Schwanzes führt. Es wird aber auch deutlich, daß Kriterien angewendet werden müssen, die sicherstellen, daß die in der Extrapolation bestimmten Kanäle auch tatsächlich mit denen der Teilchenspur übereinstimmen und die Weglänge korrekt ermittelt wird.

Nach Anwendung der im letzten Kapitel erläuterten Akzeptanzkriterien zur Selektion gut rekonstruierter Spuren mit kleinen Fehlern der Spurparameter ergeben sich für die deponierte Energie pro Zentimeter und ohne bzw. mit

Weglängenkorrektur nachstehende Abbildungen (Fig. 6.10, Fig. 6.11):

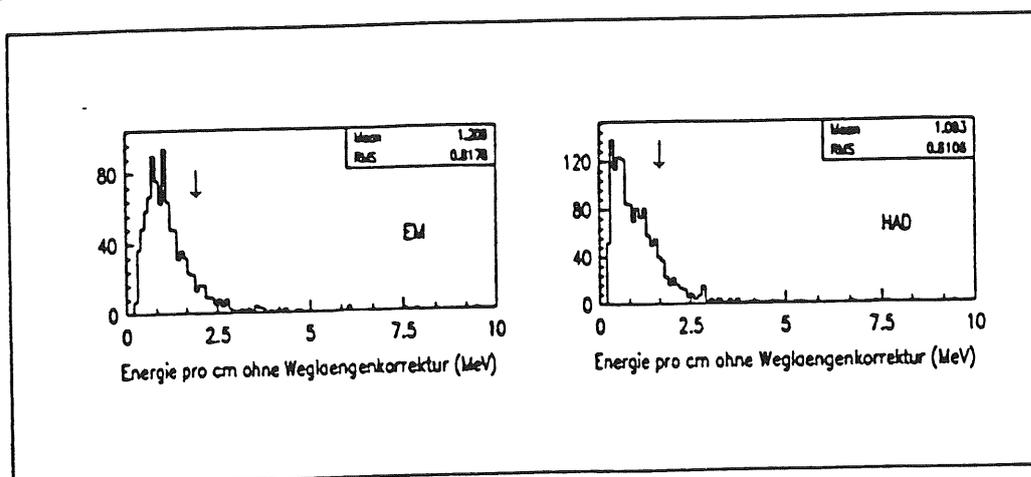


Fig. 6.10 Energie pro cm LAr ohne Weglängenkorrektur. Die Pfeile

weisen auf den Erwartungswert eines Myonsignals

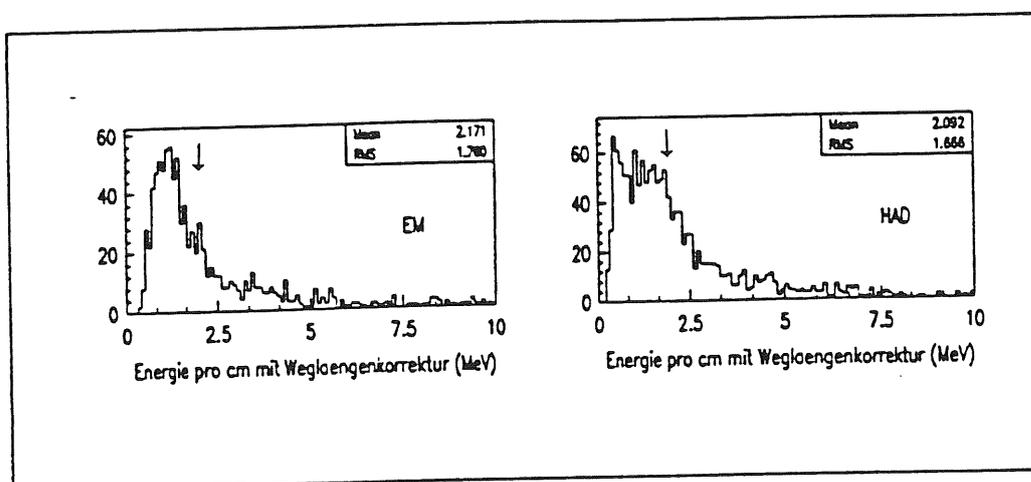


Fig. 6.11 Energie pro cm LAr mit Weglängenkorrektur. Die Pfeile

weisen auf den Erwartungswert eines Myonsignals

Im hadronischen Fall ist für die weglängenkorrigierte Verteilung die Ausbildung eines Signals auf einem immer noch vorherrschenden Untergrund sichtbar. Dort treten wegen des langen Hebelarms der Extrapolation Fehler in der Bestimmung der LAr - Weglängen auf. Bei entsprechend flach einfallenden Teilchenspuren könnten sogar Kanäle misidentifiziert werden.

Um letzteres zu vermeiden, wird ein weiteres Auswahlkriterium angewendet. Es wird gefordert, daß der von der extrapolierten Spur in der äußersten hadronischen Lage des Kalorimeters getroffene Kanal einerseits ein meßbares Signal liefert (dies allein ist noch keine Garantie, da es sich um einen Kanal mit hohem Rauschen handeln kann) und andererseits keiner seiner Nachbarn ein höheres Signal zeigt. Erfüllt eine Spur auch diese Bedingung, so ist mit großer Wahrscheinlichkeit sichergestellt, daß zumindest alle Kanäle, die entlang der extrapolierten Spur liegen, wirklich vom kosmischen Myon getroffen wurden. Es besteht dann nur noch die Möglichkeit einer nicht präzise bestimmten Weglänge, die zu einer Verbreiterung der Verteilung führt. Dies wurde bereits bei den MC Studien deutlich. Die Forderung, daß der äußerste Kanal der extrapolierten Spur ein hohes Signal zeigen muß, kann zu einer systematischen Verschiebung des hadronischen Signals zu hohen Werten führen. Deshalb wurde stets die Energie dieses Kanals von der Analyse ausgeschlossen. Es zeigte sich allerdings, daß mit Einschluß der letzten Lage keine Verschiebung der Spektren auftrat.

Mit allen angegebenen Bedingungen zur Selektion von Spuren mit hoher Qualität resultieren folgende Verteilungen für die Myon - Signale:

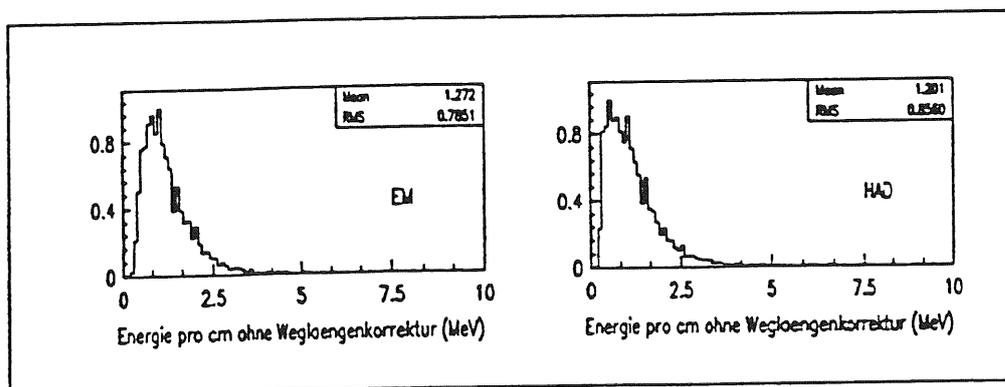


Fig. 6.12 Energie pro cm LAr ohne Weglängenkorrektur

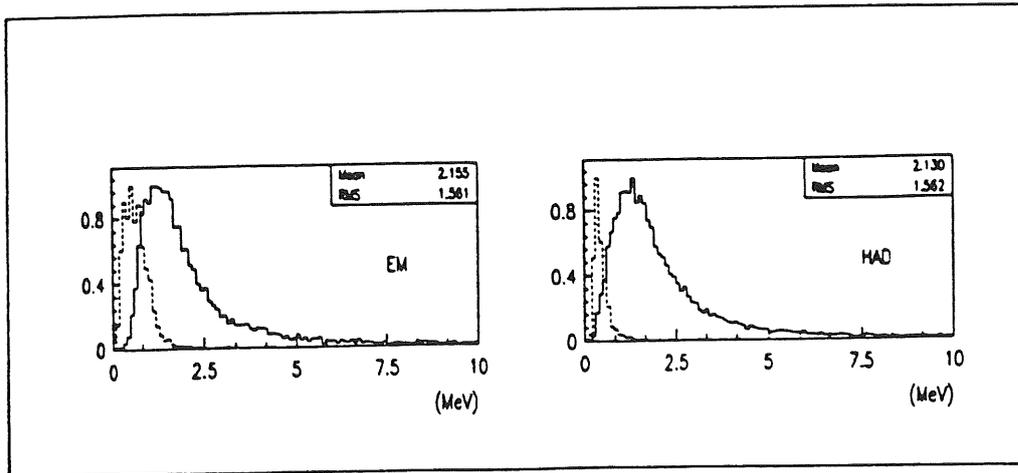


Fig. 6.19 Energie pro cm LAr mit Weglängenkorrektur (durchgezogen).

Die gestrichelten Verteilungen sind das Rauschen aus Fig. 6.8

Wie erwartet, ergibt sich eine deutliche Verbesserung des hadronischen Signals, wogegen das elektromagnetische keine signifikante Veränderung mehr zeigt. Die Mittelwerte der Verteilungen sind im Bereich der Erwartung für den Ionisationsverlust minimal ionisierender Teilchen in einem Zentimeter LAr, der bei 2.11 MeV liegt. In jedem Falle ist aber der Einfluß der Weglängenkorrektur deutlich, die nun insbesondere den Landau - Schwanz bewirkt, der hohen Energiedepositionen bei kleinen Weglängen, also Stoßionisationen, Rechnung trägt. Die Weglängenkorrektur erhöht darüber hinaus den Abstand des Signals vom Rauschen, das zum Vergleich wieder gestrichelt eingezeichnet ist. Zur Ermittlung dieser Spektren wurde, im Gegensatz zu den vorausgehenden Verteilungen, die volle verfügbare Statistik benutzt (siehe Tab. 6.3).

Um aufzuzeigen, daß merkliche Unterschiede in verschiedenen Kalorimeterbereichen bestehen, werden in der folgenden Fig. 6.14 die Verteilungen der Energiedepositionen pro cm LAr mit Weglängenkorrektur für die einzelnen Wheels angegeben, wobei FB2E unberücksichtigt bleibt, da wegen der Verwendung des CIP Triggers aus geometrischen Gründen dort nur vereinzelt Teilchenspuren auftraten:

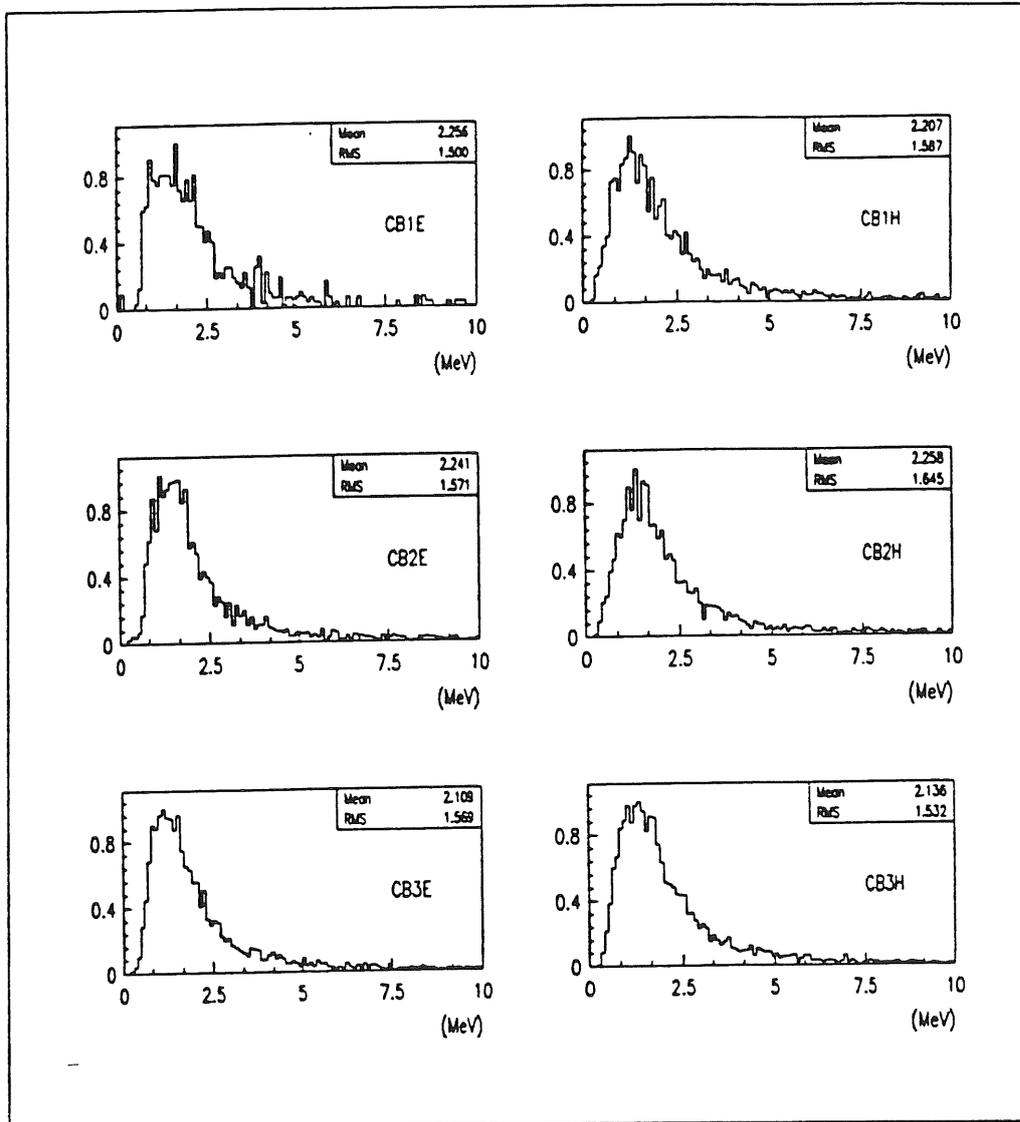


Fig. 6.14 a) Signalverteilungen für CB Wheels

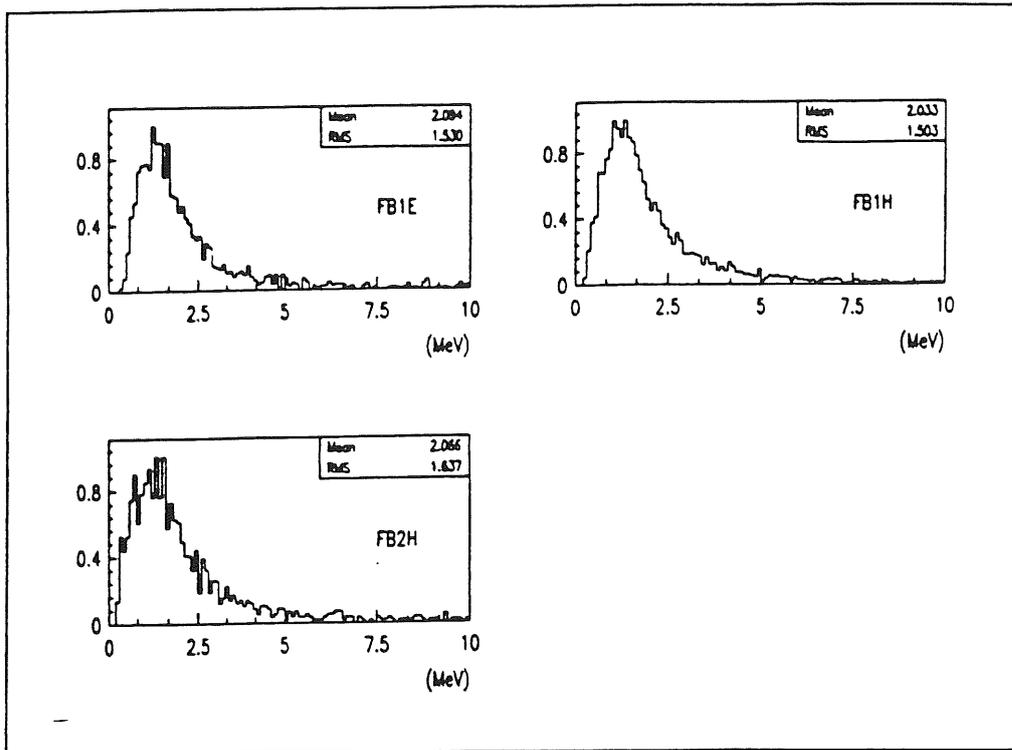


Fig. 6.14 b) Signalverteilungen für FB Wheels

|  |       |       |       |       |       |       |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|  | EM    | HAD   | CB1E  | CB1H  | CB2E  | CB2H  |
| $\langle E \rangle$ [MeV]                                | 2.155 | 2.130 | 2.256 | 2.207 | 2.241 | 2.258 |
| $\frac{\delta \langle E \rangle}{\langle E \rangle}$ [%] | 0.8   | 0.6   | 2.7   | 1.6   | 1.4   | 1.4   |
|  | CB3E  | CB3H  | FB1E  | FB1H  | FB2H  |       |
| $\langle E \rangle$ [MeV]                                | 2.109 | 2.136 | 2.094 | 2.033 | 2.066 |       |
| $\frac{\delta \langle E \rangle}{\langle E \rangle}$ [%] | 1.2   | 1.1   | 1.9   | 1.1   | 2.3   |       |

Tab. 6.9 Mittelwerte und statistische Fehler der deponierten Energie pro cm LAr

Um den Rauschabstand weiter zu erhöhen, wird folgende vergleichende Untersuchung durchgeführt: Die Signale werden nicht auf der Basis einzelner Kanäle bestimmt, sondern sie werden für jede Myonspur über alle getroffenen Kanäle summiert und auf die Gesamtweglänge normiert. Daraus resultieren die Verteilungen der Fig. 6.15 für die EM und HAD Bereiche des Kalorimeters:

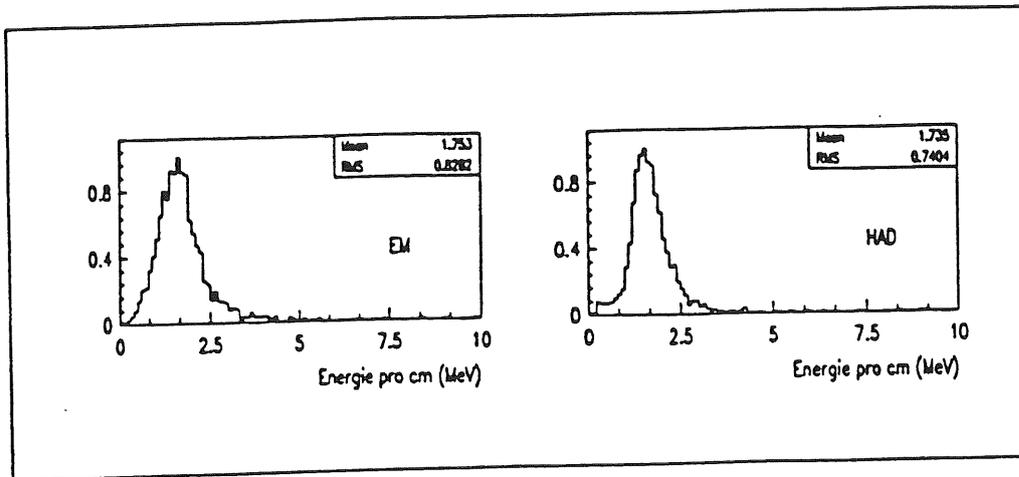


Fig. 6.15 Energie pro cm LAr bestimmt aus totaler deponierter Energie

Der Vergleich mit Fig. 6.13 zeigt:

- 1) Der Landau - Schwanz verschwindet zum größten Teil. Dies ist verständlich, da keine kurzen Weglängen mehr auftreten und dadurch hohe Energiedepositionen auf kleinen Strecken durch die Summation absorbiert werden. Somit verschiebt sich der Mittelwert der Verteilungen deutlich zu niedrigeren Werten.
- 2) Der Beitrag des Rauschens wirkt sich erheblich schwächer aus: Durch die Summation treten keine niedrigen Energiewerte mehr auf und das Rauschen trägt nur noch in der Summe bei. Die Verteilungen werden also schmaler, d.h. der Rauschabstand vergrößert sich.

Es kann gefolgert werden, daß der bei den auf Kanalbasis bestimmten Spektren deutliche Untergrund vom Rauschen herrührt.

### Untersuchung des Rauschens

Das Rauschen wird in guter Näherung durch eine Gauss - Verteilung beschrieben, wobei während der Datennahme ein Schnitt bei  $1.5 \sigma$  vorgenommen wurde. Die gemessenen Signale enthalten also nur die Schwänze der Gauss - Verteilung. In Fig. 6.6 sind die positiven Anteile der gemessenen Noise - Verteilungen für die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterzellen gezeigt. Der Abstand zwischen Ordinate und ansteigender Flanke der Signale stellt gerade das 1.5 - fache der Breite

der ungeschnittenen Gauss - Kurve dar. Durch einen Fit an die der Fig. 6.6 entsprechenden Verteilungen für die einzelnen Wheels des Kalorimeters werden deren Maxima bestimmt. Die Ergebnisse des Fits sind in Tab. 6.4 und Fig. 6.16 zusammengefaßt:

| Wheel | Noise<br>(MeV)  | Wheel | Noise<br>(MeV)  |
|-------|-----------------|-------|-----------------|
| CB1E  | $2.85 \pm 0.18$ | CB1H  | $1.23 \pm 0.02$ |
| CB2E  | $3.06 \pm 0.03$ | CB2H  | $1.37 \pm 0.02$ |
| CB3E  | $1.80 \pm 0.03$ | CB3H  | $1.14 \pm 0.01$ |
| FB1E  | $1.36 \pm 0.02$ | FB1H  | $1.15 \pm 0.02$ |
|       |                 | FB2H  | $1.23 \pm 0.02$ |

Tab. 6.4 Maxima der Noise - Verteilungen

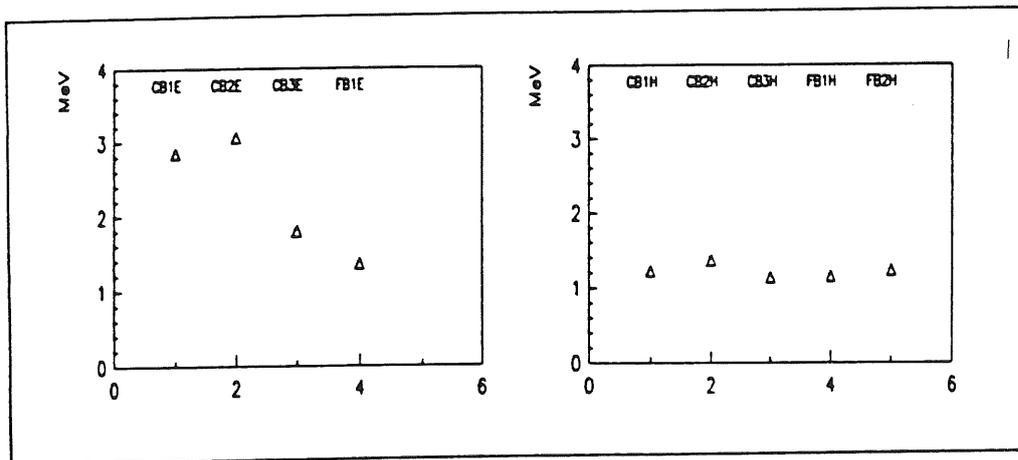


Fig. 6.16 Maxima der Noise - Verteilungen

Das Rauschen ist der Wurzel der Pad - Kapazität proportional (siehe (2.19)). In der folgenden Tab. 6.5 sind die gemessenen mittleren Kapazitäten für alle Wheels eingetragen:

| Wheel | C [nF] | Wheel | C [nF] |
|-------|--------|-------|--------|
| CB1E  | 11.43  | CB1H  | 2.7    |
| CB2E  | 11.62  | CB2H  | 2.7    |
| CB3E  | 6.871  | CB3H  | 2.118  |
| FB1E  | 3.713  | FB1H  | 2.184  |
|       |        | FB2H  | 2.36   |

Tab. 6.5 Mittlere Pad - Kapazitäten der Kalorimeter - Wheels

In der nächsten Tabelle sind die Verhältnisse der Maxima der Rauschverteilungen (Fig. 6.16) den Wurzeln der Verhältnissen der Pad - Kapazitäten gegenübergestellt:

|           | Rausch -<br>Verhältnis | Wurzel aus<br>C - Verhältnis |
|-----------|------------------------|------------------------------|
| CB1E/CB2E | 0.93                   | 0.99                         |
| CB1E/CB3E | 1.59                   | 1.29                         |
| CB1E/FB1E | 2.10                   | 1.75                         |
| CB2E/CB3E | 1.71                   | 1.30                         |
| CB2E/FB1E | 2.25                   | 1.77                         |
| CB3E/FB1E | 1.32                   | 1.36                         |
| CB1H/CB2H | 0.90                   | 1.00                         |
| CB1H/CB3H | 1.08                   | 1.13                         |
| CB1H/FB1H | 1.06                   | 1.11                         |
| CB1H/FB2H | 0.99                   | 1.14                         |
| CB2H/CB3H | 1.20                   | 1.13                         |
| CB2H/FB1H | 1.19                   | 1.11                         |
| CB2H/FB2H | 1.11                   | 1.14                         |
| CB3H/FB1H | 0.99                   | 0.98                         |
| CB3H/FB2H | 0.92                   | 0.95                         |

Tab. 6.6 Rausch - Verhältnisse und Verhältnisse der Wurzeln der Pad - Kapazitäten

Die Ursache der unterschiedlichen Rauschanteile in den einzelnen Wheels (siehe Fig. 6.16) kann also wie erwartet auf die verschiedenen Kapazitäten der Auslesezellen zurückgeführt werden.

### Bestimmung von Interkalibrations - Faktoren

Zum Vergleich der gemessenen Kalorimetersignale werden die Verteilungen der Fig. 6.14 einem Landau - Fit unterworfen. Man erhält daraus die in Tab. 6.7 angegebenen Werte für die wahrscheinlichste Energiedeposition in einem Zentimeter LAr in den einzelnen Wheels des Kalorimeters:

| Wheel | Energie         | Wheel | Energie         |
|-------|-----------------|-------|-----------------|
| EM    | $1.32 \pm 0.01$ | HAD   | $1.29 \pm 0.01$ |
| CB1E  | $1.42 \pm 0.03$ | CB1H  | $1.33 \pm 0.02$ |
| CB2E  | $1.38 \pm 0.01$ | CB2H  | $1.35 \pm 0.02$ |
| CB3E  | $1.25 \pm 0.04$ | CB3H  | $1.30 \pm 0.01$ |
| FB1E  | $1.27 \pm 0.02$ | FB1H  | $1.23 \pm 0.01$ |
|       |                 | FB2H  | $1.19 \pm 0.03$ |

Tab. 6.7 Gemessener wahrscheinlichster Energieverlust pro cm LAr (in [MeV/cm])

Zum Vergleich der Signalverteilungen werden jeweils die Werte für den wahrscheinlichsten Energieverlust herangezogen. Diese sind praktisch unabhängig von der Myonenenergie (siehe Fig. 2.1), im Gegensatz zu den Mittelwerten, die der Bethe - Bloch - Kurve folgen. Die Fitergebnisse sind nochmals in Fig. 6.17 veranschaulicht:

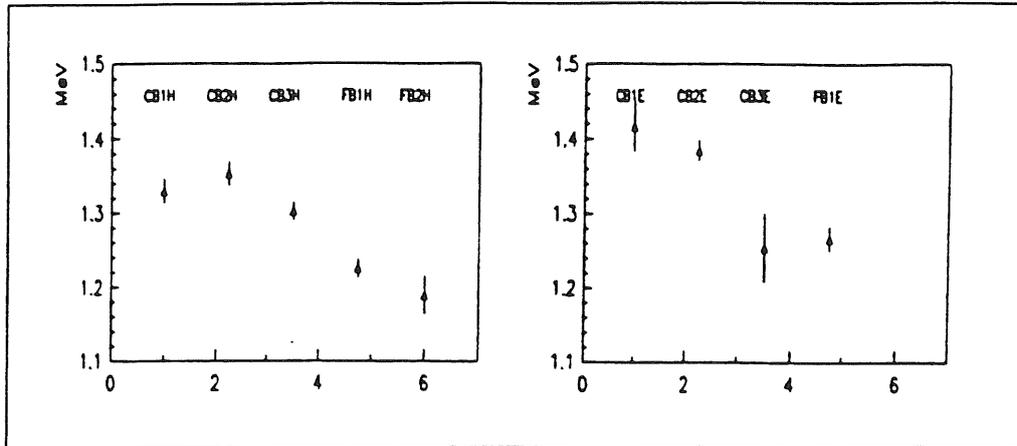


Fig. 6.17 Vergleich der Maxima der gemessenen Signalverteilungen

Abschließend können nun Faktoren zur Interkalibration von Signalen aus verschiedenen Segmenten des Kalorimeters angegeben werden, die aus den Verhältnissen der Maxima der gemessenen Signalverteilungen gewonnen wurden:

| CB1E | CB2E            | CB3E            | FB1E            |
|------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 1    | $0.98 \pm 0.03$ | $0.89 \pm 0.05$ | $0.89 \pm 0.03$ |

Tab. 6.8 a) Interkalibrations - Faktoren für elektromagnetische Wheels

| CB1H | CB2H            | CB3H            | FB1H            | FB2H            |
|------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 1    | $1.02 \pm 0.02$ | $0.98 \pm 0.02$ | $0.92 \pm 0.02$ | $0.89 \pm 0.03$ |

Tab. 6.8 b) Interkalibrations - Faktoren für hadronische Wheels

Die Interkalibrations - Faktoren sind in Fig. 6.18 graphisch dargestellt:

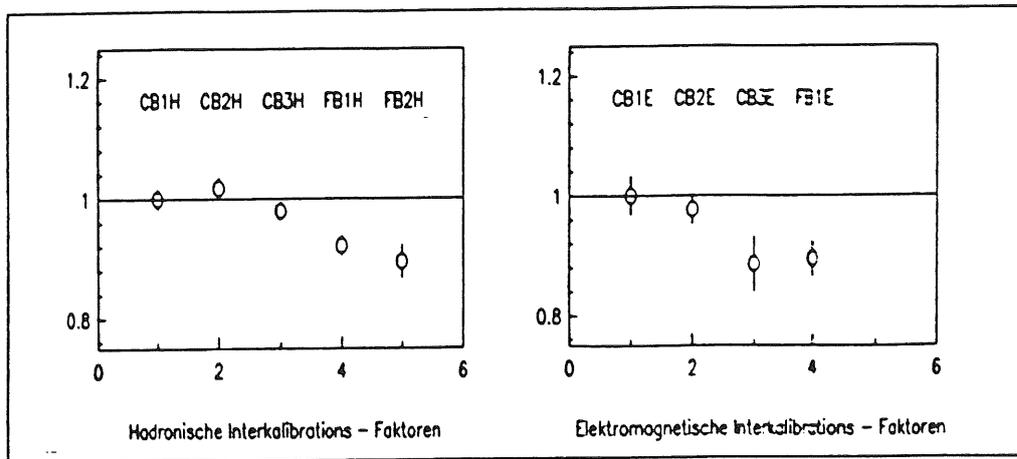


Fig. 6.18 Vergleich der Interkalibrations - Faktoren

Es bestehen signifikante Unterschiede zwischen verschiedenen Wheels. Die Ursachen dafür erfordern weitere genaue Untersuchungen, die nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit sind. Sie könnten die Bereiche elektronische Kalibration (siehe auch Kap. 3.3), Stabilität der Hochspannungsversorgung der Auslesezellen, Spannungsabhängigkeit der Ladungssammlung, nicht - gleichförmige Reinheit des LAr und andere betreffen.

Zu einer detaillierteren Analyse, etwa auf der Basis einzelner Oktanten jedes Kalorimeter - Wheels, oder sogar zur Interkalibration einzelner Kanäle, reicht die vorhandene Datenmenge leider nicht aus.

### Vergleich der gemessenen Signalverteilungen mit der theoretischen Erwartung

Die Ergebnisse der Datenanalyse werden mit der Erwartung aus der Landauschen Theorie der Energiedposition minimal ionisierender Teilchen verglichen. Zu diesem Zweck wird zunächst der wahrscheinlichste Energieverlust eines Myons in jedem von ihm durchquerten Kanal gemäß (2.9) berechnet. Dort geht der zu diesem Ereignis bestimmte Teilchenimpuls und die Länge der Spur ein. Mittels einer MC - Methode wird dann über die Landau - Verteilung (2.8) der erwartete Wert für die im Kanal deponierte Energie ermittelt und dieser auf eine Wegstrecke von einem Zentimeter normiert. In dieser Rechnung ist das Rauschen noch nicht berücksichtigt. In Fig.

6.19 sind die so berechneten Landau - Verteilungen (gestrichelt) zusammen mit den aus den Meßdaten gewonnenen (Fig. 6.13) aufgetragen.

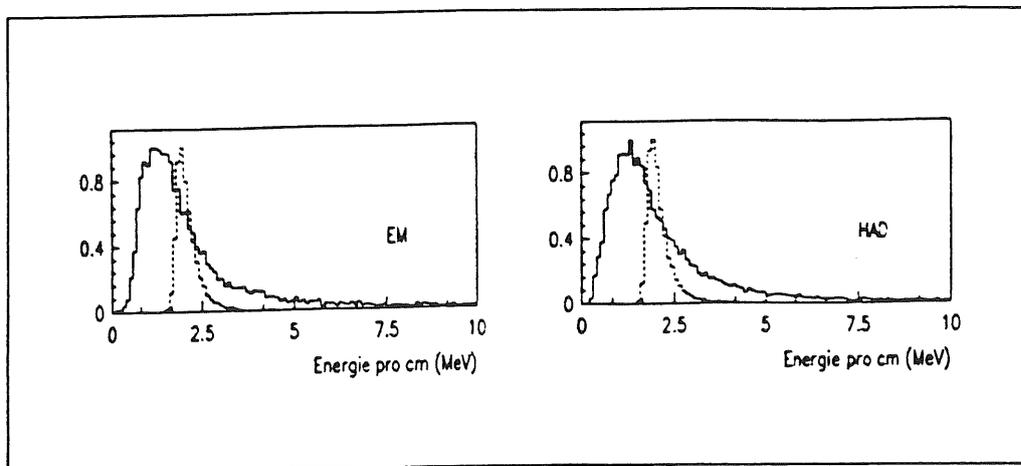


Fig. 6.19 Energiedeposition pro cm LAr: Daten (durchgezogen) und

Landau - Verteilung (gestrichelt)

Offensichtlich werden die gemessenen Verteilungen nicht durch eine reine Landau - Verteilung beschrieben. Letztere ist zu schmal und ihr Maximum (d.h. der wahrscheinlichste Energieverlust) liegt zu hoch. Unterwirft man die entsprechenden Verteilungen für die einzelnen Kalorimeter - Wheels einem Fit, so ergeben sich die folgenden Werte für den berechneten wahrscheinlichsten Energieverlust von Myonen in einem Zentimeter LAr (vgl. Tab. 6.7 für die gemessenen Verteilungen):

| Wheel | Energie             | Wheel | Energie             |
|-------|---------------------|-------|---------------------|
| EM    | $1.9216 \pm 0.0023$ | HAD   | $1.9179 \pm 0.0018$ |
| CB1E  | $1.9171 \pm 0.0084$ | CB1H  | $1.9219 \pm 0.0048$ |
| CB2E  | $1.9319 \pm 0.0046$ | CB2H  | $1.9088 \pm 0.0036$ |
| CB3E  | $1.9148 \pm 0.0034$ | CB3H  | $1.9094 \pm 0.0034$ |
| FB1E  | $1.9222 \pm 0.0061$ | FB1H  | $1.9214 \pm 0.0031$ |
|       |                     | FB2H  | $1.9302 \pm 0.0064$ |

Tab. 6.9 Wahrscheinlichster Energieverlust von Myonen in einem Zentimeter LAr,

berechnet aus einer reinen Landau - Verteilung ([MeV/cm]).

Tab. 6.10 enthält die Mittelwerte der Landau - Verteilungen:

| Wheel | Energie      | Wheel | Energie      |
|-------|--------------|-------|--------------|
| EM    | 2.102 ±0.004 | HAD   | 2.099 ±0.003 |
| CB1E  | 2.085 ±0.012 | CB1H  | 2.110 ±0.008 |
| CB2E  | 2.121 ±0.007 | CB2H  | 2.085 ±0.007 |
| CB3E  | 2.092 ±0.005 | CB3H  | 2.093 ±0.005 |
| FB1E  | 2.106 ±0.009 | FB1H  | 2.104 ±0.005 |
|       |              | FB2H  | 2.114 ±0.010 |

Tab. 6.10 Mittlerer Energieverlust von Myonen in einem Zentimeter LAr,

berechnet aus einer reinen Landau - Verteilung ([MeV/cm]).

Durch Vergleich dieser Werte mit denjenigen aus den gemessenen Verteilungen (Tab. 6.3) wird deutlich, daß die Mittelwerte der Energiedeposition gut durch eine Berechnung über eine Landau - Verteilung reproduziert werden können, die wahrscheinlichsten Werte dagegen deutlich differieren.

In Fig. 6.6. wurde das gemessene Rauschsignal pro Kanal gezeigt. Es handelt sich dabei in guter Näherung um eine Gauss - Kurve. Bei der Datennahme wurde ein Schnitt bei  $1.5\sigma$  vorgenommen. Die gemessenen Kalormimetersignale enthalten also nur die Schwänze der Gauss - Verteilung. Es wird nun das experimentell bestimmte Rauschen zur berechneten reinen Landau - Verteilung hinzugefügt. Die Breite des Rauschens wurde folgendermaßen bestimmt: Der Abstand zwischen ansteigender Flanke des Rauschsignals der Fig. 6.6 zur Ordinate stellt gerade das 1.5 - fache der Standardabweichung der ungeschnittenen Noise - Verteilung dar. Dieser wird gleich dem Maximum der Verteilung gesetzt, welches durch einen Fit bestimmt wurde. Wegen des steilen Anstieges der Flanke stellt dies eine ausreichende Näherung dar. Der Fit wurde für die Noise - Verteilungen aller Wheels durchgeführt. Nach der Einbeziehung des Rauschens ergeben sich die Verteilungen der Fig. 6.20 für die

berechneten Signale (gestrichelt) im Vergleich mit den gemessenen (durchgezogen):

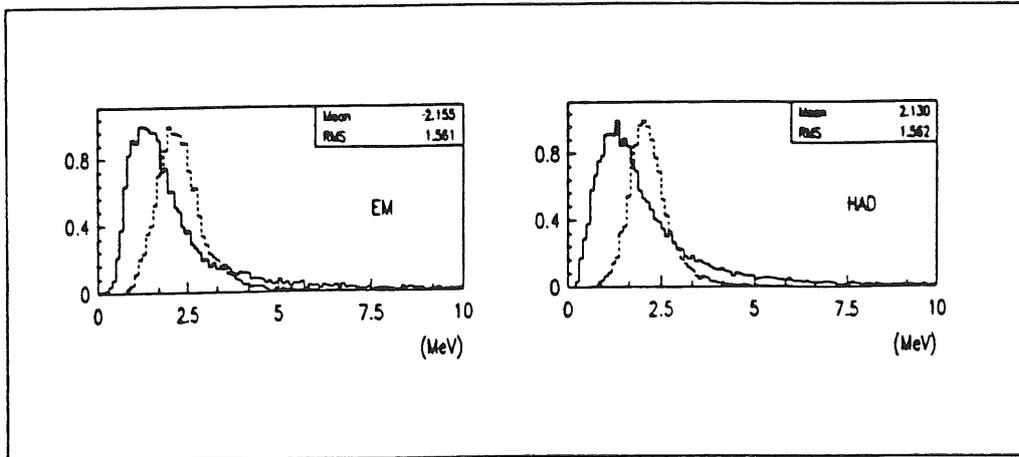


Fig. 6.20 Berechnete (gestrichelt) und gemessene (durchgezogen) Signalverteilungen  
 ([MeV/cm])

Es liegt eine systematische Verschiebung der Maxima der berechneten gegenüber den gemessenen Verteilungen vor. Erstere sind in Tab. 6.11 zusammengefaßt:

| Wheel | Energie             | Wheel | Energie             |
|-------|---------------------|-------|---------------------|
| EM    | $1.9145 \pm 0.0087$ | HAD   | $1.9224 \pm 0.0047$ |
| CB1E  | $1.9136 \pm 0.0351$ | CB1H  | $1.9123 \pm 0.0124$ |
| CB2E  | $1.9701 \pm 0.0175$ | CB2H  | $1.9175 \pm 0.0117$ |
| CB3E  | $1.8871 \pm 0.0136$ | CB3H  | $1.9197 \pm 0.0085$ |
| FB1E  | $1.9126 \pm 0.0149$ | FB1H  | $1.9214 \pm 0.0031$ |
|       |                     | FB2H  | $1.9536 \pm 0.0155$ |

Tab. 6.11 Wahrscheinlichste Werte für die berechneten Signalverteilungen unter  
 Einbeziehung des experimentellen Rauschens (in [MeV/cm])

Auch durch die Einbeziehung des experimentell bestimmten Rauschens können die gemessenen Spektren nicht durch eine Landau - Verteilung beschrieben werden. Die Addition des Rauschens bewirkt nur eine Verbreiterung der reinen Landau - Kurve, deren Maximum bei zu hohen Werten des wahrscheinlichsten Energieverlustes liegt. In der Literatur sind ebenfalls Fälle bekannt, in denen eine Beschreibung des Energieverlustes minimal ionisierender Teilchen in manchen Medien nicht gemäß der Landauschen Theorie vorgenommen werden kann ([22], [23], [24]).

## 7. *Schlußfolgerungen*

Es wurde eine Methode vorgestellt, mit Hilfe kosmischer Myonen eine Interkalibration der Auslesekanäle des Flüssig - Argon Kalorimeters des H1 Detektors vorzunehmen. Die Signale der einzelnen Auslezellen wurden dabei durch eine geometrische Extrapolation der Teilchenspuren gewonnen, die in den zentralen Driftkammern des Detektors rekonstruiert wurden. Der Vorteil der Methode liegt in der Unabhängigkeit von den Ausleseigenschaften des Kalorimeters selbst, da die Ereignis - Rekonstruktion in von ihm getrennten Detektorkomponenten erfolgt.

An Hand von Monte Carlo Simulationen wurde gezeigt, daß das Verfahren inhärent eine hohe Präzision besitzt. Bei der Anwendung auf die bisher vorliegenden Daten der Cosmic Runs mußten allerdings Akzeptanzkriterien zur Selektion von Ereignissen angewendet werden, da die Qualität der Spurrekonstruktion in den Driftkammern des Detektors zu diesem Zeitpunkt noch nicht ihr angestrebtes Niveau erreicht hatte. Dadurch wurde die verwertbare Ereignisrate stark herabgesetzt und das Ziel einer Interkalibration einzelner Kalorimeterkanäle konnte nicht erreicht werden. Es war lediglich möglich, verschiedene Komponenten des Kalorimeters global zu untersuchen. Dabei konnten Unterschiede in der Form der Signalverteilungen festgestellt werden, die auf verschieden hohe Beiträge des Rauschens zurückgeführt wurden. Bei den Auslezellen des elektromagnetischen Kalorimeters wurde ein höheres Rauschen festgestellt als bei den hadronischen. Dies konnte auf die dort höheren Kapazitäten der elektronischen Auslestrukturen im Vergleich mit den hadronischen zurückgeführt werden.

Es war möglich, numerische Faktoren zur Interkalibration einzelner Kalorimeter - Wheels zu ermitteln. Dabei wurden signifikante Unterschiede festgestellt, deren Ursachen genauere Untersuchungen erfordern, die nicht mehr Gegenstand dieser Arbeit waren.

Es wurde weiterhin gezeigt, daß die gemessenen Signale nicht mit der Landauschen Theorie der Energiedeposition minimal ionisierender Teilchen übereinstimmen: Die gemessenen Verteilungen liefern niedrigere Werte für den wahrscheinlichsten Energieverlust der Myonen, als von der Theorie vorhergesagt wird. In der Literatur sind ähnliche Fälle einer Diskrepanz bekannt.

Im Hinblick auf eine mögliche absolute Kalibration mit kosmischen Myonen

kann folgende Schlußfolgerung gezogen werden: Der wahrscheinlichste Wert der Energiedeposition ist stärker vom Rauschen abhängig als der Mittelwert (vgl. Tab. 6.4 und 6.7 mit Tab. 6.10). Das Signal wird durch Gaussisches Rauschen zwar zunächst symmetrisch verbreitert, durch einen Online Noise - Cut jedoch verschiebt sich das Maximum der Verteilung. Gleichzeitig wird durch einen hohen Rauschanteil die Landau - Asymmetrie abgeschwächt, sodaß der Mittelwert der Signalverteilung insgesamt unempfindlicher gegenüber dem Rauschen ist, als der wahrscheinlichste Wert. Es ist somit günstiger, eine absolute Kalibration mit dem Mittelwert der gemessenen Signalverteilung vorzunehmen. Dieser ist vom Impuls des Teilchens abhängig, der aus der Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld bestimmt werden muß. Der Wert für den mittleren Energieverlust kann dann über die Bethe - Bloch Formel (2.5) berechnet und direkt zur Eichung zwischen gemessener Signalladung und deponierter Energie herangezogen werden.

Das eigentliche Ziel der Interkalibration einzelner Kanäle kann nur mit einer erheblich größeren Datenmenge erreicht werden, die bei voller Funktionstüchtigkeit des Detektorsystems und seiner Auslese auch während des Strahlbetriebes bei HERA zur Verfügung gestellt werden kann.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.

München, Mai 1992

Eric Schuhmann

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] *R. Wigmans*: Advances In Hadron Calorimetry.  
CERN - PPE/91 - 39, 25 Feb. 1991
- [2] *Particle Data Group*: Review Of Particle Properties, Physics Letters B239,  
April 1990
- [3] *C.W. Fabian*: Calorimetry in High Energy Physics.  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1982, 32, 335 -89
- [4] *C.W. Fabian*: Calorimetry In High Energy Physics.  
CERN - EP/85 - 54, 19 April 1985
- [5] *B. Rossi*: High Energy Particles, 1952
- [6] *R.M. Sternheimer*: Physical Review B3 (1971), 3681
- [7] *E.A. Uehling*: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 4, 1954
- [8] *J.E. Moyal*: Theory Of Ionization Fluctuations, Ser. 7, Vol. 46, No. 374 -  
March 1955
- [9] *W.J. Willis, V. Radeka*: Liquid Argon Ionization Chambers As Total Absorption  
Detectors.  
NIM, 120 (1974), 221 - 236
- [10] *U. Amaldi*: Fluctuations In Calorimetry Measurements.  
Physica Scripta, Vol 23, 409 - 424, 1981
- [11] *H1 Collaboration*: Results From A Test Of A Pb-Cu Liquid Argon Calorimeter  
DESY 87 - 089, August 1987
- [12] *H1 Collaboration*: Technical Proposal For The H1 Detector.  
H1 Collaboration, March 25, 1986
- [13] *H1 Collaboration*: Technical Progress Report 1990.  
H1 Collaboration, August 27, 1990
- [14] *W. Braunschweig*: Results From A Test of A Pb - Fe Liquid Argon Calorimeter.  
DESY 89 - 022, Feb. 1989
- [15] *W. Wolfendale*: Cosmic Rays, 1963.
- [16] *O.C. Allkofer*: Physics Data.  
Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984, Nr. 25 - 1
- [17] *H1 Collaboration*: Verschiedene Dokumentationen zu H1 Rekonstruktionen -  
Software, H1REC Version 3.02/01

- [18] *H1 Collaboration*: Verschiedene Dokumentationen zu H1 Simulations - Software H1SIM, Version 2.06/04
- [19] *V. Blobel, H1 Collaboration*: Central Track Detectors - Documentation Of Software Components.
- [20] *V. Blobel, H1 Collaboration*: Tutorial On Track Parameters And Errors.  
V. Blobel, 15 Feb. 1992
- [21] *R. Brun et al*: GEANT3 (Version 3.14) Users Guide
- [22] *D. West*, Proc. Phys. Soc., 1953, A 66, 306
- [23] *T.E. Cranshaw*, Progress in Nuclear Physics, 1952, Vol. 2
- [24] *O. Blunck, S. Leisegang*, Zeitschrift f. Physik, 1950, 128, 500

## DANKSAGUNG

Mein besonderer Dank gilt Herrn *Priv. Doz. Dr. C. Kiesling* für die Vergabe dieser Diplomarbeit, die durch die Art der Aufgabenstellung das Arbeiten innerhalb einer großen Forschungs - Kollaboration ermöglichte. Herr Kiesling förderte stets die Eigeninitiative, wirkte äußerst motivierend und war bei auftretenden Problemen immer eine wichtige Hilfe.

Ich danke weiterhin Herrn *Prof. Dr. G. Buschhorn* für die Aufnahme am Institut und die Genehmigung mehrerer Dienstreisen zum Deutschen Elektronen Synchrotron DESY, die es mir ermöglichten, während der Datennahme anwesend zu sein, wodurch wichtige Kontakte zu Mitarbeitern von DESY geschaffen wurden, die zum Gelingen der Arbeit wesentlich beigetragen haben.

Auch möchte ich Herrn *Dr. H. Kuester* danken, der zahlreiche aktuelle Informationen zur Hand hatte, die insbesondere den Einstieg in die Arbeit erleichterten.

Herrn *Dr. G. Cozzika* danke ich für die Möglichkeit, vorläufige Ergebnisse meiner Analyse im Rahmen des Cosmic Analysis Meetings vom 12.12.91 bei DESY vorstellen zu können.

Schließlich danke ich allen Mitgliedern der H1 Gruppe des Max - Planck - Instituts, die stets mit Rat und Tat zur Seite standen, für die äußerst freundschaftliche und entspannte Atmosphäre.