

Interner Bericht
DESY F35-90-02
Februar 1990

**Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters
für niederenergetische Teilchen mit Energien
von 0.2 - 10.0 GeV**

von

A. Fürtjes

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang :	26. FEB. 1990	
Accession:		
Leih st:	7	Tag e
Loan period:		days

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

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

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

Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters
für niederenergetische Teilchen
mit Energien von 0.2 – 10.0 GeV

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
Institut für Kernphysik
der Universität Münster

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
Hamburg

vorgelegt von
Andreas Fürtjes

Februar 1990

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	ZEUS – Ein Detektor für HERA	2
2.1	Physik mit HERA	2
2.2	Beschreibung von ZEUS	5
2.2.1	Das Magnetsystem	5
2.2.2	Das Eisenjoch	5
2.2.3	Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL)	7
2.2.4	Das 'Backing'-Kalorimeter (BAC)	7
2.2.5	Die Spurenkammern	8
2.2.6	Der Myondetektor	10
2.2.7	Der Luminositätsdetektor	11
2.2.8	Das 'Leading Proton'-Spektrometer	12
2.2.9	Wechselwirkungszone und Vetowand	12
2.2.10	Der Trigger	13
2.2.11	Die Datennahme	13
3	Das hochauflösende Kalorimeter von ZEUS	15
3.1	Allgemeine Eigenschaften	15
3.2	Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter	17
3.3	Das 'Barrel'-Kalorimeter	19
3.4	Die optische Auslese	19
3.5	Die Ausleseelektronik	20
4	Theoretische Grundlagen: Kalorimetrie	22
4.1	Einleitung	22
4.2	Sampling Kalorimeter	23
4.2.1	Beschreibung des Prinzips	23
4.2.2	'Sampling Fractions'	23
4.3	Elektromagnetische Schauer	25
4.3.1	Beschreibung der Schauerentwicklung	25
4.3.2	Ausdehnung eines Schauers	28
4.3.3	Das $e/m\mu p$ -Verhältnis	28
4.3.4	Die Energieauflösung	29
4.4	Hadronische Schauer	32
4.4.1	Beschreibung der Schauerentwicklung	32
4.4.2	Ausdehnung des Schauers	34
4.4.3	Die Energieauflösung	34
4.4.4	Einstellen von Kompensation	36

5 Testmessungen mit dem Prototypkalorimeter	41
5.1 Das Testprogramm	41
5.2 Beschreibung des Prototypen	42
5.3 Experimenteller Aufbau	44
5.4 Die Ausleseelektronik	47
5.5 Kalibrationen	54
5.5.1 Die Kalibration der Elektronik	54
5.5.2 Die Kalibration mit Uranrauschen	54
5.5.3 Die Teilchenkalibration mit Elektronen	58
5.5.4 Die Interkalibration von EMC und HAC	60
5.6 Die Teilchenidentifikation	62
5.6.1 Flugzeitmessung der Teilchen	62
5.6.2 Die Čerenkovzähler	62
5.6.3 Das Kalorimeter	66
5.7 Zusammensetzung des Strahls	68
5.8 Selektionskriterien und Untergrundabschätzungen	71
6 Ergebnisse: Linearität, Energieauflösung, e/h	73
6.1 Antwort des Kalorimeters auf Teilchen verschiedener Energien	73
6.2 Analyse der Daten mit Aluminium vor dem Kalorimeter	81
7 Zusammenfassung	86
A Tabellen	87
Literaturverzeichnis	92
Danksagung	95

Abbildungsverzeichnis

2.1 Lepton-Proton-Streuung mit HERA	2
2.2 Topologie der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung	3
2.3 Der ZEUS-Detektor: Ansicht senkrecht zur Strahlachse	6
2.4 Der ZEUS-Detektor: Ansicht parallel zur Strahlachse	6
3.1 Schematische Anordnung des hochauflösenden Kalorimeters	16
3.2 Blick auf die Frontfläche der FCAL-Module	17
3.3 3-dimensionale Ansicht eines FCAL-Moduls	18
3.4 Prinzipieller Aufbau der FE-Elektronik	21
4.1 Energieverlust verschiedener Teilchen in Uran	24
4.2 Energieverlust von Elektronen in Blei	25
4.3 Energieverlust von Photonen in Blei	26
4.4 Schematische Darstellung der Antwort von Elektronen und Hadronen	35
4.5 Einige Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutronen in $^{238}\text{Uran}$	38
5.1 Schematische Darstellung der 4 Prototypmodule	42
5.2 Experimenteller Aufbau am T7-Strahl des CERN-PS	44
5.3 Prinzipzeichnung der schnellen Triggerelektronik	45
5.4 Prinzipschaltung der Ausleseelektronik (Prototyp)	47
5.5 Puls des Photomultipliers nach dem 'Shaper' und die 5 Stichproben	48
5.6 Rekonstruierte Ladung und Zeit vs. gemessene Zeit für Elektronen	51
5.7 Rekonstruierte Ladung und Zeit nach der Korrektur vs. gemessene Zeit für Elektronen	52
5.8 Rauschen des Kalorimeters (144 Kanäle)	53
5.9 Veranschaulichung von δ und Δ	56
5.10 Darstellung von δ und Δ für EMC- und HAC-Kanäle	57
5.11 Ergebnisse der Elektronenkalibration: e/UNO -Werte	59
5.12 Variation der Energieauflösung und e/h vs. α für π^- bei 10 GeV/c	61
5.13 Δt -Spektren für Hadronen verschiedener Energien und Polaritäten	63
5.14 Flugzeitunterschied von Pionen und Kaonen bzw. Protonen	64
5.15 Schwellendrücke eines mit CO_2 gefüllten Čerenkovzählers vs. Impuls	65
5.16 Δ_{cal} -Spektren für Elektronen und Pionen verschiedener Impulse	67
5.17 Gemessene Ladung in den Sektionen des hadronischen Kalorimeters	68
5.18 Zusammensetzung des T7-Strahls am CERN-PS	69
5.19 Vergleich von experimentell ermittelter und theoretisch berechneter Strahlzusammensetzung	69
6.1 Pulshöhenspektren von Elektronen und Hadronen (π , p) beider Polaritäten	74
6.2 Pulshöhenspektren von Elektronen und Hadronen (π , p) beider Polaritäten mit einem Impuls von 0.5 GeV/c	75
6.3 Linearität der Elektronen	76
6.4 Energieauflösung der Elektronen vs. Impuls	77

6.5	Das e/h -Verhältnis für Protonen und Pionen vs. kinetische Energie	78
6.6	Energieauflösung für Hadronen vs. kinetische Energie	78
6.7	Energiedeposition der verschiedenen Teilchensorten im Kalorimeter	80
6.8	Energieverlust durch Ionisation verschiedener Teilchen in Szintillatormaterial	80
6.9	Winkelverteilung des toten Materials vor dem Kalorimeter in ZEUS	81
6.10	Pulshöhenspektren für Elektronen und Pionen (1 GeV/c) mit totem Material vor dem Kalorimeter	82
6.11	Pulshöhenspektren für Elektronen und Pionen (5 GeV/c) mit totem Material vor dem Kalorimeter	83
6.12	Verhältnis der Mittelwerte der Verteilungen mit und ohne Aluminium vor dem Kalorimeter	85

Tabellenverzeichnis

4.1	Werte der Strahlungslänge λ_0 für einige Materialien	27
4.2	Nukleare Absorptionslänge einiger Materialien	32
4.3	Bruchteil der von verschiedenen Komponenten getragenen Schauerenergie.	37
5.1	Abschätzung des Energieverlustes eines MIPs vor dem Kalorimeter	46
5.2	Typische Werte und Stabilität der Elektronikkonstanten	50
5.3	Koeffizienten der Polynomialentwicklung zur Korrektur von Ladung und Zeit	52
5.4	Vergleich der Ladungs- und Zeitrekonstruktion von Kanal zu Kanal	52
5.5	Stabilität der UNO-Werte und der beteiligten Parameter	56
5.6	Effizienzen der Čerenkovzähler \check{C}_1 und \check{C}_2	65
5.7	Effizienz der Rejektion von Elektronen und Hadronen	66
5.8	Kaon- und Antiprotoninhalt des Strahls	70
5.9	Kontamination der Pionen und Protonen	72
6.1	Verschiebung von e/π und e/p durch Strahlkontamination	79
6.2	Mittelwerte und r.m.s. der Elektronverteilungen mit Aluminium vor dem Kalorimeter	84
6.3	Mittelwerte und r.m.s. der Pionverteilungen mit Aluminium vor dem Kalorimeter	84
6.4	Mittelwerte und Energieauflösung für Elektronen und Pionen	84
A.1	Koinzidenz- und Triggerraten am T7-PS-Strahl	87
A.2	Gemessene c/UNO -Werte der einzelnen EMC-Kanäle (Modul 1)	88
A.3	Gemessene c/UNO -Werte der einzelnen EMC-Kanäle (Modul 2)	88
A.4	Gemessene c/UNO -Werte der einzelnen EMC-Kanäle (Modul 3)	89
A.5	Zusammensetzung des Strahls	89
A.6	Mittlere Signalhöhe und Energieauflösung für Elektronen	90
A.7	Mittlere Signalhöhe, Energieauflösung und e/h -Verhältnis von Pionen	90
A.8	Mittlere Signalhöhe, Energieauflösung und e/h -Verhältnis von Protonen	91
A.9	Bruchteil der Energie in den einzelnen Kalorimetersektionen	91

Kapitel 1

Einleitung

Das 20. Jahrhundert wird vermutlich als das Jahrhundert in die Kulturgeschichte eingehen, in dem es der Menschheit gelang, tiefer als je zuvor in den Mikrokosmos vorzudringen. Das heutige Verständnis der Struktur von Materie basiert auf experimentellen Untersuchungen von Teilchenkollisionen. Angefangen mit Streuexperimenten von α -Teilchen an Goldfolien, die um 1911 von Rutherford durchgeführt wurden, werden derartige Experimente heute von internationalen Arbeitsgruppen organisiert. An Teilchenbeschleunigern wie HERA¹ und LEP² schließen sich mehrere hundert Physiker zu Kollaborationen zusammen, die gemeinsam Teilchenexperimente betreiben, deren Planung, Aufbau und Durchführung sich über mehrere Jahre erstreckt.

In den letzten Jahrzehnten hat eine spezielle Art von Detektor, das Kalorimeter, mehr und mehr Verbreitung gefunden und ist heute in vielen Experimenten zur Hochenergiephysik zu finden. Mit Kalorimetern ist man in der Lage, die Energie von Elementarteilchen zu vermessen. Ein bedeutender Vorteil stellt die Tatsache dar, daß im Gegensatz zu anderen Nachweismethoden die Genauigkeit der Energiebestimmung mit höherer Einschußenergie immer besser wird. Dies ist vor allem im Hinblick auf die steigenden Teilchenenergien neuer Beschleunigeranlagen wichtig.

Die ZEUS-Kollaboration plant für den Einsatz am Speicherring HERA, der im Moment am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) aufgebaut wird, ein Experiment, welches Kollisionen von Elektronen und Protonen untersucht. Hierfür ist, neben anderen Komponenten, ein Kalorimeter vorgesehen, das die Energie hadronischer Reaktionsprodukte möglichst genau bestimmen soll. Auf der Grundlage von zahlreichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen ist das Konzept bereits abgeschlossen und die Fertigung der ersten Module hat begonnen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen, die im April und Juni 1989 am Proton-Synchrotron (PS) des CERN³ an einem Prototypen des ZEUS-Kalorimeters durchgeführt wurden. Ziel der Messungen war es, das Verhalten des hochauflösenden Kalorimeters beim Einschuß niederenergetischer Teilchen zu untersuchen. Während bei Energien ab etwa 2 GeV ($E \gg$ Ruhemasse der stabilen Teilchen) das Kalorimeter ein mit der Einschußenergie lineares Ansprechverhalten zeigt, erwartet man ein Abweichen bei kleineren Energien. Monte-Carlo-Rechnungen zeigen in diesem Zusammenhang, daß in einem typischen Hadronjet 47% aller Teilchen eine Energie unter 2 GeV besitzen und noch 9% der gesamten Einfallsenergie tragen. Möchte man die Energie eines Hadronjets mit einer Genauigkeit von wenigen % messen, ist man daher darauf angewiesen, die Antwort des Kalorimeters auf niederenergetische Teilchen (e^+ , e^- , π^+ , π^- , p) zu verstehen.

¹Hadron Elektron Ring Anlage, DESY, Hamburg

²Large Electron Positron Storage Ring, CERN, Genf

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf

Kapitel 2

ZEUS – Ein Detektor für HERA

2.1 Physik mit HERA

Zur Zeit wird vom Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg der Speicherring HERA aufgebaut, in dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden können. Zu diesem Zweck werden in einem 25 m tief verlegten Ringtunnel mit einem Gesamtumfang von 6.3 km zwei separate Beschleunigersysteme untergebracht. An vier Stellen sind Kollisionspunkte vorgesehen, von denen zunächst zwei durch die Experimente ZEUS und H1 genutzt werden, um die e-p-Kollisionen zu untersuchen.

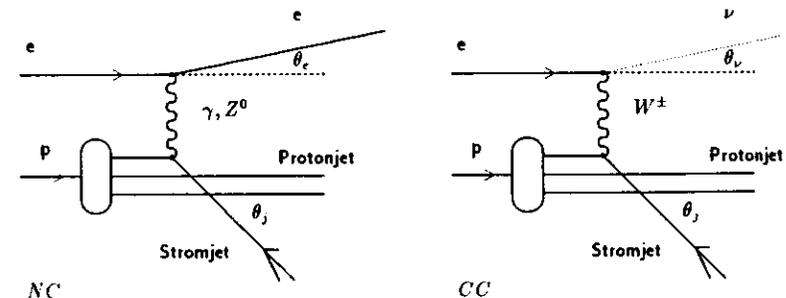


Abbildung 2.1: Lepton-Proton-Streuung mit HERA

Durch die Beschleunigung von Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV wird ein maximaler Impulsübertrag von $Q_{max}^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$ ermöglicht, womit HERA zum Elektron-Quark-Collider wird, da aufgrund des hohen Impulsübertrages das einfallende Elektron direkt mit einem der Quarks, die das Proton konstituieren, wechselwirkt. Dies führt zur Emission eines Quarks, welches 'Current Quark' oder 'Strom Quark' genannt wird. Abhängig von der Art des ausgetauschten Wechselwirkungsteilchen findet man entweder ein Elektron (Austausch eines γ , Z^0 bei Neutral-Strom-Reaktionen (NC)) oder ein Neutrino (Austausch eines W^\pm bei Geladenen-Strom-Reaktionen (CC)) als Lepton im Endzustand.

Die Feynman-Diagramme, welche die Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung beschreiben, sind in Abbildung 2.1 darstellend.

Die Topologie der zu erwartenden Ereignisse kann man aus Abbildung 2.2 ersehen. Die Partonen im

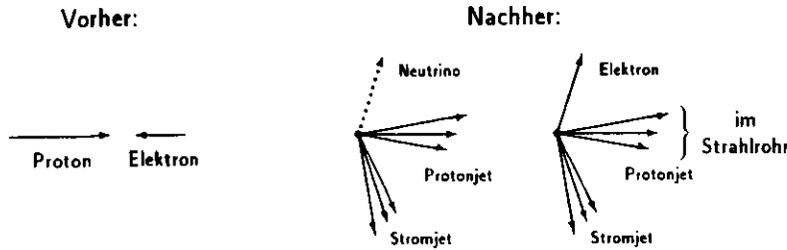


Abbildung 2.2: Topologie der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung

Endzustand (Quarks, Gluonen) und die 'Zuschauer-Quarks' des einfallenden Protons entwickeln sich in Hadronjets. Das gestreute Lepton und der Stromjet werden zu verschiedenen Seiten bezüglich der Strahlachse emittiert, um den Impulsausgleich sicherzustellen. Die Überreste des Protons sind in einem sehr schmalen Kegel ($\theta \approx 10$ mrad) um die Strahlachse zu finden und verlassen das Strahlrohr erst einige Entfernung nach dem Wechselwirkungspunkt, können daher von den Detektoren im allgemeinen nicht nachgewiesen werden.

Zur Beschreibung der Kinematik der e-p-Kollisionen werden folgende Größen verwendet:

$$\begin{aligned}
 s &= (p_p + p_e)^2 \approx 4E_p E_e && \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie} \\
 Q^2 &= (p_e - p_{e'})^2 = -Q^2 && \text{Quadrat des Viererimpulsübertrages} \\
 W^2 &= (q + p_p)^2 && \text{Quadrat der Gesamtmasse des hadronischen Endzustandes}
 \end{aligned}$$

mit:

- E_p, E_e : Energie des einlaufenden Protons und Elektrons
- p_p, p_e : Impuls des einlaufenden Protons und Elektrons
- $p_{e'}$: Impuls des auslaufenden Elektrons

Äquivalent zu diesem Satz von Variablen ist eine Beschreibung durch die kinematischen Variablen z und y :

$$z = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \quad (2.1)$$

$$y = \frac{2m_p \nu}{s} \quad (2.2)$$

$$\nu = \frac{q_\mu p_p^\mu}{m_p} \quad (2.3)$$

mit:

- ν : Vom Strom übertragene Energie im Ruhesystem des Protons
- m_p : Protonenmasse
- q_μ : Viererimpulsübertrag des einlaufenden Protons
- p_p^μ : Viererimpuls des einlaufenden Protons

Die für das Verständnis der Reaktion notwendigen Größen Q^2 , z und y können entweder von Energie $E_{e'}$ und Streuwinkel $\theta_{e'}$ des auslaufenden Elektrons oder von Energie E_j und Produktionswinkel θ_j ,

des Stromjets bestimmt werden. Es gelten die folgenden Beziehungen [WOL86]:

$$Q^2 = 2E_e E_{e'} (1 + \cos \theta_{e'}) \quad (2.4)$$

$$z = \frac{E_{e'} \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2}\right)} \quad (2.5)$$

$$y = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (2.6)$$

oder:

$$Q^2 = \frac{E_j^2 \sin^2 \theta_j}{1 - \frac{E_j}{2E_e} (1 - \cos \theta_j)} \quad (2.7)$$

$$z = \frac{E_j \cos^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_p \left(1 - \frac{E_j}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_j}{2}\right)} \quad (2.8)$$

$$y = \frac{E_j \sin^2 \frac{\theta_j}{2}}{E_e} \quad (2.9)$$

In CC-Ereignissen, bei denen es nicht möglich ist, das als Lepton entstehende Neutrino nachzuweisen, ist man also auf die genaue Vermessung des Hadronjets angewiesen, was besondere Anforderungen an die Experimente stellt.

Der große Q^2 Bereich, der mit HERA überstrichen werden kann, macht es möglich, einen genauen Test der QCD¹ durchzuführen und die Impulsübertragsabhängigkeit der starken Kopplungskonstante zu untersuchen. Die gegenwärtig verfügbare Strukturfunktion ist nur im Bereich von 0 bis 300 GeV² experimentell vermessen; mit HERA wird es möglich sein, diese bis zu einigen 10⁴ GeV² zu bestimmen.

Wenn Quarks und/oder Elektronen ausgedehnte Objekte mit einer Unterstruktur sind, sollten die Strukturfunktionen Abweichungen von den durch die QCD vorausgesagten Werten aufweisen. Nach 2 Jahren Datennahme mit einer angenommenen integrierten Luminosität von 200 pb⁻¹ könnten Substrukturen einer Größe von 3 · 10⁻¹⁸ cm erkannt werden.

Die Existenz von zusätzlichen Vermittlern (W', Z') der elektroschwachen Wechselwirkung würde Auswirkungen auf die Wirkungsquerschnitte der zu messenden Reaktionen haben. Die Abweichungen sind um so größer, je kleiner die Massen der W' - oder Z' -Teilchen sind. Nach 2 Jahren Datennahme wird man auf W', Z' -Massen von ungefähr 800 GeV/c² empfindlich sein.

Eines der großen Rätsel der elektroschwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung. Seit langem spekuliert man, ob die Parität bei höheren Energien eventuell wiederhergestellt wird. Möglicherweise existieren schwere rechtshändige Neutrinos N_R , die dann an rechtshändige W_R koppeln können. Speziell durch die Möglichkeit, die Elektronen in HERA longitudinal zu polarisieren, kann sehr effektiv nach der Existenz von rechtshändigen Strömen gesucht werden.

Darüberhinaus wird es mit HERA innerhalb des kinematischen Limits, die maximal verfügbare Energie im Schwerpunktsystem beträgt $\sqrt{s} = 314$ GeV, möglich sein, bisher unbekannte Teilchen entstehen zu lassen. Die Photon-Gluon-Fusion ist der dominante Prozeß, schwere Quarks zu produzieren. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, Vektorbosonen (Z^0, W^\pm), Higgsteilchen, angeregte Quark- und Leptonenzustände, Leptoquarks und supersymmetrische Teilchen zu erzeugen.

Zusammenfassend kann man festhalten, daß die spezielle Physik, die mit HERA betrieben wird, von den Experimenten folgende Eigenschaften verlangt:

¹Quanten Chromo Dynamik: Theorie der starken Wechselwirkung

- Möglichst vollständige Vermessung des gesamten Raumwinkels, um direkt oder indirekt alle bei den Reaktionen entstehenden Teilchen nachweisen zu können.
- Möglichst gute Vermessung der totalen Energie und des Emissionswinkel der zu erwartenden Hadronjets.
- Erkennung von Leptonen, die sowohl isoliert, als auch inmitten eines Hadronjets auftreten können.

2.2 Beschreibung von ZEUS

In diesem Abschnitt soll eine knappe Beschreibung der Detektorkomponenten durchgeführt werden. Zur besseren Orientierung dabei sind in den Abbildungen 2.3 und 2.4 Schnittzeichnungen des ZEUS-Detektors parallel und senkrecht zur Strahlachse dargestellt.

2.2.1 Das Magnetsystem

Um den Impuls und das Ladungsvorzeichen der bei den Elementarteilchenreaktionen entstehenden Teilchen zu messen, wird zwischen zentraler Spurenkammer und Kalorimeter eine supraleitende Magnetspule von 2.5 m Länge und 1.88 m Durchmesser installiert, die im Bereich der zentralen Spurenkammer ein homogenes Magnetfeld von 1.8 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Die Spule muß, weil sich das Kalorimeter hinter ihr befindet, sehr transparent (kleiner als $0.9 X_0$ senkrecht zur Strahlachse) für die Teilchen sein, damit deren Energie noch zuverlässig bestimmt werden kann. Als supraleitendes Material wird eine Niob-Titan Legierung verwendet, die aus Stabilitätsgründen und zur Quenchsicherheit in eine Aluminiummatrix eingebettet wird.

Um die Auswirkung des zusätzlichen Magnetfeldes auf den Teilchenstrahl im Speicherring auszugleichen, wird von der Protonenrichtung aus gesehen vor dem Wechselwirkungspunkt eine 1.2 m lange, ebenfalls supraleitende Kompensationsspule von 0.42 m Durchmesser aufgestellt, die auf der Strahlachse ein Magnetfeld von 5 T erzeugt. Beide Spulen weisen bis auf das Vorzeichen ein identisches Feldintegral auf.

Die Magnete werden vom Kühlsystem des supraleitenden HERA-Protonenringes mit flüssigem Helium versorgt. Die He-Kühlanlage liefert durch die im HERA-Tunnel installierte Transferleitung flüssiges Helium mit einem Druck von 4 bar und einer Temperatur von 5 K. Zur Aufbereitung des Heliums ist am Detektor eine Versorgungsbox aufgebaut, die mit Hilfe von Wärmetauschern und Joule-Thomson-Ventilen den ZEUS-Spulen flüssiges Helium einer Temperatur von 4.5 K und einem Druck von 1 bar zur Verfügung stellt.

2.2.2 Das Eisenjoch

Das ZEUS-Eisenjoch hat die Form eines oktagonalen Zylinders mit Endkappen an beiden Seiten und umschließt den inneren Teil des Detektors (Kalorimeter und Spurenkammern) bis auf Öffnungen zur Durchführung des Strahlrohres hermetisch. Um Zugang zum inneren Detektor zu haben, besteht das Joch aus 3 Teilen: Dem unteren Joch und den zwei 'Muschelschalen'.

Die Eisenstruktur setzt sich aus 8 (rückwärtiger Bereich), 10 (Zentralbereich) und 11 (Vorwärtsbereich) jeweils 73 mm starken Stahlplatten zusammen, die durch 37 mm breite Schlitzte voneinander getrennt

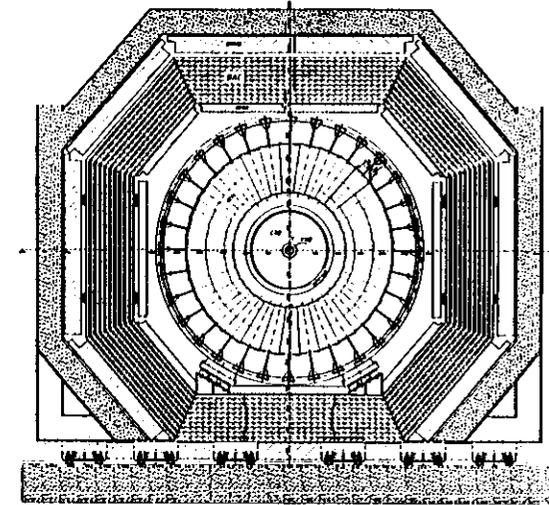


Abbildung 2.3: Der ZEUS-Detektor: Ansicht senkrecht zur Strahlachse

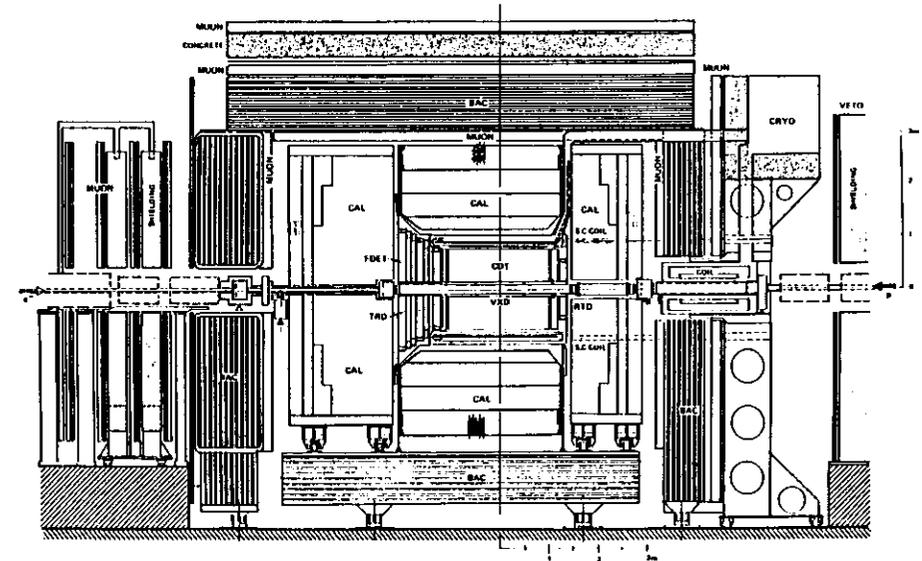


Abbildung 2.4: Der ZEUS-Detektor: Ansicht parallel zur Strahlachse

sind. Das Gesamtgewicht des Eisens beträgt ungefähr 2000 t, so daß es nur sehr langsam auf den am Hallenboden angebrachten Schienensystemen bewegt werden kann.

Die Aufgaben des Eisenjochs in Verbindung mit dem dort integrierten, in Abschnitt 2.2.4 näher beschriebenen 'Backing'-Kalorimeter sind:

- Zurückführung des magnetischen Flusses der Hauptspule.
- Bereitstellung von mechanischer Unterstützung der meisten inneren Komponenten. Das Joch muß so gearbeitet sein, daß diese Komponenten für Wartung und Reparatur zugänglich sind.
- Messung der Energie, die aus dem inneren, hochauflösenden Kalorimeter herausleckt. Dazu werden die Schlitze des Eisenjochs mit Nachweiskammern ausgestattet und damit das Eisenjoch als Kalorimeter betrieben.
- Identifikation und Impulsmessung von Myonen, die das Joch durchqueren und den Detektor verlassen. Zu diesem Zweck wird mit Kupferspulen im Innern der Eisenstruktur ein toroidales Magnetfeld von 1.6 T erzeugt, das die Myonen zur Impulsmessung auf eine Kreisbahn zwingt.

2.2.3 Das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter (CAL)

Für den Einsatz im ZEUS-Detektor wird ein Kalorimeter entwickelt, welches die folgenden Anforderungen erfüllt:

- Es soll möglichst den gesamten inneren Detektor umschließen, um nahezu alle entstehenden Teilchen messen zu können.
- Messung der Energie von Hadronjets mit einer Auflösung von $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$.
- Messung des Emissionswinkel der Hadronjets mit einer Genauigkeit von besser als 10 mrad und Gewährleistung einer sauberen Trennung verschiedener Jets.
- Hadron-Elektron-Separation sowohl für isolierte Elektronen als auch für einzelne Elektronen in Hadronjets.
- Bereitstellung von analogen Kalorimeterinformationen für die erste Triggerstufe.

Eine detaillierte Beschreibung des ZEUS-Kalorimeters erfolgt in Kapitel 3.

2.2.4 Das 'Backing'-Kalorimeter (BAC)

Das hochauflösende Kalorimeter ist so ausgelegt, daß es bei 90% aller Jets mindestens 95% der Jetenergie absorbiert und nachweist. Dies hat zur Konsequenz, daß in der Regel Energie aus dem inneren Kalorimeter herausleckt, die dann mit einem weiteren Kalorimeter gemessen werden sollte. In Verbindung mit dem BAC kann so die Energieauflösung des zentralen, hochauflösenden Kalorimeters dadurch gesteigert werden, daß dort auftretende Energielecks bei der Analyse berücksichtigt werden können. An das 'Backing'-Kalorimeter werden folgende Anforderungen gestellt:

- Verwendung als Sampling Kalorimeter mit einer Energieauflösung für Hadronschauer von $\sigma_E/E \approx 100\%/\sqrt{E}$, also wesentlich schlechter als das hochauflösende Kalorimeter.

- Unterscheidung zwischen Hadronschauern und Myonen.
- Bereitstellung eines Myonentriggers am unteren Joch, wo sich teilweise keine Myonenkammern befinden.
- Messung von 3 Punkten der Trajektorie eines Myons, das das Eisenjoch durchquert hat, zur Impulsbestimmung.

Aus diesem Grund werden die Stahlplatten des Jochs als Absorberplatten eines Sampling-Kalorimeters eingesetzt, während als Nachweisschichten die Schlitze zwischen den Platten mit Aluminium-Proportionalkammern ausgestattet werden.

2.2.5 Die Spurenkammern

Der innere Teil des Detektors wird mit Nachweisgeräten versehen, die geladene Teilchen aus den Elementarteilchenreaktionen vermessen. An sie werden folgende Anforderungen gestellt:

- Separation und Rekonstruktion von NC- und CC-Ereignissen. Es muß eine klare Erkennung des gestreuten Elektrons, sowie der geladenen Spuren in dichten Teilchenjets möglich sein.
- Rekonstruktion der Hadronen und Leptonen im Endzustand. Der Nachweis der Teilchen sollte so weit wie möglich in Vorwärtsrichtung durchgeführt werden, da viele Teilchen zu kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse gestreut werden. Um den Nachweis des gestreuten Elektrons auch bei Reaktionen mit kleinen Q^2 -Werten sicherzustellen, sollten auch in Rückwärtsrichtung die Spuren geladener Teilchen bis möglichst nahe an das Strahlrohr vermessen werden.
- Rekonstruktion von Teilchenspuren nahe am Wechselwirkungspunkt, um kurzlebige Reaktionsprodukte erkennen zu können.
- Verfügbarkeit eines schnellen Ereignistriggers, der Informationen vom Vertex des Ereignisses bereitstellt und somit wichtig für eine Unterdrückung des Untergrundes ist.

Im einzelnen sind hierzu folgende Komponenten vorgesehen:

Der Vertex-Detektor (VXD)

Die Funktion des Vertex-Detektors ist der Nachweis von äußerst kurzlebigen Teilchen. Weiterhin wird durch die Spurenmessung direkt am Wechselwirkungspunkt die Impuls- und Winkelauflösung geladener Teilchen verbessert.

An den Vertex-Detektor werden folgende Anforderungen gestellt:

- Der Betrieb der Kammer muß trotz des sehr hohen Untergrundes (Synchrotronstrahlung, Beam-Halo-Teilchen, ...) gewährleistet sein.
- Der zur Verfügung stehende Platz ist durch die Größe des Strahlrohres und den Innendurchmesser der zentralen Spurenkammer begrenzt.
- Um Photonkonversion und Vielfachstreuung der bei den Reaktionen entstehenden Teilchen zu vermeiden, sollte das Material für den VXD minimiert werden.

- Bedingt durch den kurzen Hebelarm der Spur muß eine gute Ortsauflösung erreicht werden.

Das gewählte Design sieht die Kombination einer Jet-Kammer und einer 'Time Expansion'-Kammer vor. Der Detektor wird eine Ortsauflösung von 30 μm und eine Doppelspurauflösung von 500 μm erreichen.

Die zentrale Spurenkammer (CTD)

Die zentrale Spurenkammer ist eine zylindrische Stereo-Driftkammer, mit der die Spurenvermessung geladener Teilchen im Winkelbereich von 15° bis 164° sichergestellt wird, wenn man Treffer in mehr als 12 Lagen fordert.

Die Kammer hat eine Länge von 2.4 m, einen Innenradius von 0.15 m und einen Außenradius von 0.85 m. Sie besteht aus 9 Superlagen, die jeweils mit 8 Signaldrahtlagen ausgestattet sind, mit insgesamt 4608 Signaldrähten. In 5 der 9 Superlagen verlaufen die Drähte parallel zur Strahlachse, während sie in den anderen Superlagen gegenüber der Strahlachse um kleine 'Stereo'-Winkel (5° , -5° und 7°) verdreht sind. Durch diese Anordnung kann die Auflösung der Spurkoordinate parallel zum Strahlrohr verbessert werden.

Die angestrebte Ortsauflösung der zentralen Spurenkammer beträgt ungefähr 100 μm in den inneren Lagen, die Impulse der Teilchen können in Verbindung mit dem Magnetfeld der Hauptsule mit einer Genauigkeit von $\sigma(p)/p = 0.18\% \cdot p [\text{GeV}/c]$ vermessen werden.

Die Spurendetektoren in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (FTD, RTD)

Wegen der unterschiedlichen Elektron- und Protonimpulse werden viele Teilchen zu kleinen Vorwärtswinkeln gestreut, die dann in der zentralen Spurenkammer wegen der kleinen Anzahl von Treffern in den Drahtlagen nicht mehr zuverlässig rekonstruiert werden können. Deshalb sind planare Driftkammern notwendig, welche die Spuren geladener Teilchen im Winkelbereich von 7° bis 28° gesondert messen.

Von Reaktionen mit kleinen Impulsüberträgen ist zu erwarten, daß das gestreute Elektron das Strahlrohr unter einem kleinen Winkel in rückwärtiger Richtung verläßt, was ebenfalls eine zusätzliche ebene Driftkammer im Rückwärtsbereich nötig macht, die den Winkelbereich von 159° bis 170° vermißt.

In Vorwärtsrichtung werden 3 planare Driftkammern, die durch 21 cm dicke Schlitze getrennt sind, sowie einen Innenradius von 12 cm und einen Außenradius von 0.84 m, 1.04 m und 1.23 m aufweisen, installiert. Jede dieser Kammern besteht aus 3 separaten Lagen von Driftzellen mit jeweils parallel gespannten Drähten, die mit den Winkeln 0° , 60° und -60° zur Horizontalen ausgerichtet sind.

In Rückwärtsrichtung wird eine vierte Driftkammer mit einer identischen internen Struktur wie die FTDs eingebaut, bei einem Innenradius von 15 cm und einem Außenradius von 63 cm.

Diejenigen Driftzellen, die sich in der Nähe des Strahlrohres befinden, werden mit einem speziellen Untergrundschutzsystem ausgestattet. Darüber hinaus werden sie elektrisch von der übrigen Kammer isoliert, um ihre Verstärkung individuell der Höhe des Untergrundes anpassen zu können.

Mit diesen Kammer wird man eine Ortsauflösung von ungefähr 100 μm und eine Zweiteilchenauflösung von 2 mm erreichen. Kennt man die Koordinaten des Produktionsvertex besser als ± 0.3 mm, kann der Impuls eines Teilchen mit der Auflösung von $\sigma(p)/p^2 = 0.2\% (\text{GeV}/c)^{-1}$ für 300 mrad Emissionswinkel und $\sigma(p)/p^2 = 1.0\% (\text{GeV}/c)^{-1}$ für 150 mrad Emissionswinkel bestimmt werden.

Der Übergangstrahlungsdetektor (TRD)

Um im Impulsbereich von 1 bis 30 GeV/c eine saubere Elektron-Hadron-Trennung durchführen zu können, werden im Vorwärtsbereich zwischen den einzelnen FTD-Modulen zweimal je zwei Detektoren installiert, die sich den Effekt der Übergangstrahlung zunutze machen.

Übergangstrahlung entsteht immer dann, wenn ein geladenes Teilchen Grenzflächen von Materialien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten durchquert. Für ein relativistisches Teilchen mit dem Dilatationsfaktor $\gamma = E/mc^2$ wird die Strahlung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel $\theta \sim 1/\gamma$ ausgesandt. Die Intensität der Strahlung im Röntgenbereich steigt mit γ an und hat ein scharfes Maximum auf dem Emissionskegel. Man kann sie also dazu benutzen, Teilchen mit ungefähr gleichem Impuls (beispielsweise Elektronen und Hadronen), aber unterschiedlicher Ruhemasse aufgrund ihrer verschiedenen γ -Faktoren zu unterscheiden.

Damit eine ausreichende Intensität der Übergangstrahlung erreicht wird, müssen die Teilchen viele hundert Radiatorschichten durchqueren. Dies hat zur Folge, daß das Radiatormaterial eine möglichst kleine Kernladungszahl Z haben sollte, um eine Absorption der entstehenden Röntgenquanten vor ihrem Nachweis zu verhindern.

Jede der 4 TR-Detektoren ist aus einem Radiatorstapel in Verbindung mit einer Driftkammer aufgebaut, die zum Nachweis der Übergangstrahlung dient. Der Radiatorstapel besteht aus 310 Ebenen dicht gespannter, Polypropylen-Fibern, die in einem Abstand von etwa 200 μm angebracht werden.

Die TR-Kammern haben einen Innenradius von 0.20 m und einen Außenradius von 0.72 m, 0.79 m, 0.95 m bzw. 1.01 m, so daß von ihnen ein Winkelbereich von 7° bis 28° beobachtet wird.

Durch Betrieb der Übergangstrahlungsdetektoren wird man im angegebenen Impulsintervall eine h/e-Rejektionsrate von ungefähr 10^{-2} erreichen können.

2.2.6 Der Myondetektor

Das Myonnachweissystem des ZEUS-Detektors besteht aus drei Teilen: Einem Vorwärts-Myonspektrometer, sowie Zentral- und Rückwärts-Myonenkammern.

Der Vorwärts-Myondetektor

In Vorwärtsrichtung sollen bis zu sehr kleinen Winkeln Myonen unabhängig von FTD und CTD nachgewiesen und vermessen werden, da die Auflösung der CTD und FTD zu kleinen Winkeln hin immer schlechter wird.

Die Anforderungen an das Myonspektrometer sind:

- Eine von den zentralen Spurendetektoren unabhängige Vermessung des Myonimpulses für Winkel von 5° bis 33° .
- Impulsauflösung von $\Delta p/p = 30\%$ bis zu Impulsen von 100 GeV/c.
- Eine unabhängige Vertexrekonstruktion, vor allem um Strahl-Gas- und Strahl-Halo-Untergrund zu identifizieren.

Zu diesem Zweck werden außerhalb des ZEUS-Jochs zwei Eisentoroide mit einem Durchmesser von 6.0 m und einer Dicke von 0.90 m installiert, die von 16 Kupferspulen auf ein Magnetfeld von 1.7 T erregt werden.

Als Nachweiskammern dienen insgesamt 4 Ebenen von planaren Driftkammern, die eine präzise Positions- und Winkelmessung der Myonen ermöglichen.

Weiterhin sind 5 Ebenen mit 'Limited Streamer Tubes' mit ρ - ϕ -Auslese vorgesehen, um einerseits eine Triggermöglichkeit mit Schnitten bezüglich Richtung und Impuls eines Myons bereitzustellen und andererseits ρ - und ϕ -Informationen zu liefern.

Zusätzlich wird im Vorwärts-Myondetektor zwischen den Toroiden zur Messung der Flugzeit von Myonen eine Ebene von Szintillationszählern eingesetzt. So können Teilchen erkannt werden, die nicht von Elektron- und Protonwechselwirkungen kommen.

'Barrel'- und Rückwärts-Myondetektor

Zur Identifikation von Teilchenspuren, die das hochauflösende Kalorimeter und das Eisenjoch durchqueren, sind zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt und im Rückwärtsbereich Myonenkammern untergebracht. Dadurch, daß der Impuls der Myonen nocheinmal unabhängig von der CTD bestimmt wird, ist ein Konsistenzcheck der genommenen Daten möglich. Gleichzeitig kann durch Auslese dieser Kammern der Untergrund (Kosmische Strahlung, Haloteilchen, ...) weiter unterdrückt werden. Die Myonspur wird an vier Stellen vermessen:

- Vor dem Eisenjoch, hier kann Position und Winkel bestimmt werden.
- In der Mitte des magnetisierten Eisenjochs durch Messung der Position durch spezielle Auslese der BAC-Kammern.
- Hinter dem Eisen, es wird wieder Position und Winkel bestimmt.
- Hinter der Betonabschirmung.

Da durch die Myondetektoren eine Fläche von ungefähr 2000 m² abgedeckt werden muß und zusätzlich eine Punktauflösung von besser als 1 mm verlangt wird, ist die Entscheidung getroffen worden, 'Limited Streamer Tubes' (LST) mit dem Querschnitt 1×1 cm² als Nachweiskammern zu verwenden. Im Zentralbereich besteht jede Kammer aus 2 Doppellagen von LSTs, die durch eine Aluminium-Wabenstruktur in 0.20 m Entfernung gehalten werden und parallel zur Strahlachse angebracht sind. Im Rückwärtsbereich bilden 2 senkrecht zueinander installierte LST-Lagen mit dem Abstand 0.40 m jeweils eine Myonenkammer.

Im Bereich des unteren Jochs kann aus verschiedenen Gründen (Kabelschächte, mechanische Unterstützung des inneren Detektors) nicht die gesamte Fläche mit Myonenkammern ausgestattet werden. Hier ist man auf die Winkel- und Impulsmessung durch das 'Backing'-Kalorimeter und die zentrale Spurenkammer angewiesen.

2.2.7 Der Luminositätsdetektor

Eine Überwachung der absoluten Luminosität von HERA erfolgt dadurch, daß der Wirkungsquerschnitt einer theoretisch berechenbaren e-p-Reaktion experimentell gemessen wird. Der bevorzugte Prozeß bei den HERA-Kollisionen ist die Produktion hochenergetischer Bremsstrahlung zu kleinen Winkeln:

$$e p \rightarrow e p \gamma$$

Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist durch die Bethe-Heitler-Formel gegeben [ZEU89]:

$$\frac{d\sigma}{dk} = 4\alpha r_e^2 \frac{E'}{kE} \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \frac{2}{3} \right) \left(\ln \frac{4E_p E E'}{M m k} - \frac{1}{2} \right) \quad (2.10)$$

mit:

k	=	Energie des Photons
E, E'	=	Energie des primären und sekundären Elektrons
E_p	=	Energie des Protons
M, m	=	Masse des Protons, Elektrons
α	=	Feinstrukturkonstante
r_e	=	Klassischer Elektronenradius

Da der Energietransfer zum Proton bei derart hochenergetischen Reaktionen vernachlässigbar ist, gilt die Beziehung:

$$E' = E - k \quad (2.11)$$

Die Elektronen und γ -Quanten werden zu sehr kleinen Winkeln ($\theta < 0.5$ mrad) gestreut und können daher erst weit hinter dem Wechselwirkungspunkt nachgewiesen werden. Die γ -Quanten bewegen sich im Strahlrohr weiter und können es nach dem ersten Protonen-Dipolmagneten verlassen, der die Protonen ungefähr 80 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt vertikal ablenkt. Der erste Elektron-Dipolmagnet wirkt auf die gestreuten Elektronen wie ein Spektrometer, indem er alle Teilchen, die nicht die nominale Strahlenergie besitzen, aus dem Vakuumrohr herausstreut. Dies geschieht ungefähr 36 m jenseits des Wechselwirkungspunktes. Die Position des dort aufgestellten Detektors erlaubt den Nachweis von Elektronen im Energiebereich von 16 GeV bis 22 GeV, was in den Reaktionen einer korrespondierenden γ -Energie von 8 GeV bis 14 GeV entspricht.

Als Nachweisgeräte werden Blei-Sampling-Kalorimeter mit Szintillatorauslese zur Energiemessung und dort integrierte dünne Szintillatorstreifen mit einem Querschnitt von 1×1 cm² zur Richtungsbestimmung der Teilchen verwendet.

Ein Problem bei der Luminositätsbestimmung ist der hohe Untergrund vor allem durch Synchrotronstrahlung, Bremsstrahlung von e-Gas-Kollisionen, sowie Haloteilchen des Protonenstrahls. Die Detektoren müssen daher durch geeignete Filtersysteme vom Untergrund geschützt werden und trotzdem noch die gewünschten Informationen über die e γ -Reaktionen liefern.

2.2.8 Das 'Leading Proton'-Spektrometer

In den meisten Reaktionen werden die Überreste des getroffenen Protons zu sehr kleinen Vorwärtswinkeln gestreut und sind daher für den Detektor nicht nachweisbar. Trotzdem ist es möglich, für eine bestimmte Ereignisklasse, welche ein 'Leading Proton' produzieren, die äußerste Vorwärtsregion durch den Nachweis dieses Protons zu vermessen. Die Kinematik einer solchen Reaktion wäre dann vollständig bekannt, was vor allem bei CC-Ereignissen, bei denen Impuls und Richtung des auslaufenden Neutrinos nur indirekt bestimmt werden können, sehr interessant ist².

Aus diesem Grund werden im Strahlrohr an 6 Stellen hinter dem Detektor Siliziumzähler angebracht, die den Ort des Durchgangs von Teilchen mit einer Präzision von etwa 25 μ m registrieren können.

2.2.9 Wechselwirkungszone und Vetowand

Das Aussehen der Wechselwirkungszone ist vor allem durch die Existenz des hohen Untergrund bestimmt, den Elektronen- und Protonenstrahl am Ort des Detektors erzeugen. Besonders die zentrale Spurenkammer und das hochauflösende Kalorimeter müssen sorgfältig vor ihm geschützt werden. Daher wird man in ZEUS ein aufwändiges System von Abschirmungen und Schiebern installieren.

²MC-Simulationen sagen voraus, daß 25% aller NC- und CC-Ereignisse ein 'Leading Proton' erzeugen.

Das Strahlrohr wird aus Carbon-Fibern gefertigt und im Bereich der Wechselwirkungszone extrem dünn gearbeitet, um die aus dem Strahlrohr kommenden Teilchen so wenig wie möglich zu beeinflussen. Das Rohr hat dort eine Wandstärke von 1.6 mm, was ungefähr 0.006 Strahlungslängen entspricht, sowie einen Durchmesser von 171 mm. Außerhalb der Wechselwirkungszone ist das Strahlrohr aus Stabilitätsgründen dicker gearbeitet.

Als Abschirmung des Detektors vor Haloteilchen des Protonenstrahls wird aus Protonenrichtung gesehen vor ZEUS eine Vetowand der Abmessungen $8.0 \text{ m} \times 7.6 \text{ m} \times 0.87 \text{ m}$ aus Eisen stehen. Zwei Schichten von jeweils 50 Szintillationszählern an jeder Seite der Wand können Teilchen erkennen, die parallel zum Strahlrohr aus dem Tunnel herangeflogen kommen. So kann durch die Verwendung dieser Informationen im Ereignistrigger der hohe Untergrund weiter reduziert werden.

2.2.10 Der Trigger

Die Zeit zwischen zwei Kreuzungen der Elektronen- und Protonenpakete beträgt 96 ns, was nicht ausreicht, um Triggerentscheidungen treffen zu können. Daher werden alle Daten der Detektorkomponenten zunächst in eine Verzögerungsleitung eingespeist, die der ersten Triggerebene eine Rechenzeit von ungefähr $5 \mu\text{s}$ ermöglicht. Am Ausgang der Leitung werden dann die Untergrundereignisse verworfen und die guten Ereignisse weiterverarbeitet. Nach der ersten Triggerebene ist mit einer Ereignisrate von ungefähr 1 kHz zu rechnen.

Eine zweite Triggerebene reduziert die Ereignisrate auf 100 Hz, weil nun die vollständigen Informationen aller Komponenten vorliegen und weitere Untergrundereignisse erkannt werden können. Auf diesem Niveau sind die digitalisierten Komponentendaten zur ersten Online-Analyse vorhanden.

Die dritte Triggerebene analysiert das Ereignis aufgrund allgemeiner Kriterien und reduziert die Ereignisrate auf einige Hz, die dann zwischengespeichert und mit Hilfe von Massenspeichersystemen permanent abgelegt werden.

Es ist geplant, verschiedene physikalische Trigger einzurichten, die nur bestimmte Ereignisse zulassen:

- Aktivitäts-Trigger, der Informationen des Kalorimeters und der zentralen Spurenkammer verwendet. Es kann die totale Energie, die Transversalenergie oder fehlende Transversalenergie, sowie die Anzahl von Spuren in einem bestimmten Detektorbereich verwendet werden.
- Lepton-Trigger, der elektromagnetische Energie im Kalorimeter, Pulse in den Myonenkammern eventuell in Kombination mit Spuren in der CTD oder fehlende Transversalenergie, um Neutrinos zu selektieren, fordert.
- Jet-Trigger, der die Ereignisse auswählt, die eine hohe Energie in einem beschränkten Raumbereich des Kalorimeters aufweisen.

2.2.11 Die Datennahme

Die generelle Aufgabe der ZEUS-Datennahme ist die Sammlung der Detektordaten und deren weitere Verarbeitung. Im einzelnen bedeutet das:

- Auslese und Speicherung von Daten.
- Überwachung des Verhaltens von Hard- und Software.
- Sammlung und Verwaltung der anfallenden Kalibrationskonstanten.

- Kontrolle des Datenflusses und Rekonstruktion der Ereignisse.
- Kommunikation mit dem DESY-Rechenzentrum.

Jede der insgesamt 17 Komponenten des ZEUS-Detektors besitzt eine eigene Ausleseelektronik, deren vorverarbeitete Informationen vom sogenannten 'Event Builder' zusammengefaßt werden, um dann gemeinsam weiterverarbeitet zu werden. Insgesamt müssen ungefähr 250 000 Elektronikanäle ausgelesen werden, so daß pro Ereignis eine Datenmenge von durchschnittlich 100 kByte anfällt, die dann zum DESY-Rechenzentrum weitergeleitet und abgespeichert wird.

Dort wird es möglich sein, mit Rekonstruktionsprogrammen die Daten wieder zu lesen, um die Auswertung der Ereignisse durchführen zu können.

Kapitel 3

Das hochauflösende Kalorimeter von ZEUS

3.1 Allgemeine Eigenschaften

Wie in Abschnitt 2.1 herausgestellt, ist der Schlüssel zur HERA-Physik eine möglichst gute Vermessung der Hadronjets.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde ein Uran-Sampling-Kalorimeter gewählt, das als Auslesematerial organischen Szintillator verwendet. Das Kalorimeter wird in 'Sandwich'-Bauweise gefertigt; abwechselnd folgen als Absorberplatten 3.3 mm dicke Schichten aus angereichertem Uran (DU) und 2.6 mm starke Szintillatoren (SZI). Es konnte gezeigt werden [ZEU86, ZEU89], daß mit dieser Anordnung 'Kompensation' erreicht werden kann. Elektromagnetische und hadronische Schauer induziert von Teilchen gleicher Einschussenergie erzeugen eine identische Antwort des Kalorimeters. Genau aus diesem Grund (siehe Kapitel 4) läßt sich eine Energieauflösung von $\sigma/E \approx 35\%/\sqrt{E}$ erzielen, im Vergleich zu sonst üblichen Werten von $\sigma/E = 45\% - 60\%/\sqrt{E}$, die man mit nichtkompensierenden Kalorimetern erreicht. Die Energie von Elektronen wird mit einer Genauigkeit von $\sigma/E \approx 18\%/\sqrt{E}$ nachgewiesen.

Das hochauflösende Kalorimeter umgibt den inneren Wechselwirkungsbereich mit den diversen Spurendetektoren und der supraleitenden Hauptspule. Schematisch ist dies aus Abbildung 3.1 zu ersehen. In der in Protonenrichtung vorderen Hemisphäre wird 99.8%, in der hinteren 99.5% des gesamten Raumwinkels durch das Kalorimeter erfaßt, ausgespart sind lediglich die beiden Eintrittsöffnungen für das Strahlrohr.

Mechanisch unterscheidet man drei Teilbereiche:

- Ein Vorwärts-Kalorimeter (FCAL), das den Winkelbereich von 2.2° bis 39.9° abdeckt.
- Ein 'Barrel'-Kalorimeter (BCAL), welches für den Bereich von 36.7° bis 129.1° zuständig ist.
- Ein Rückwärts-Kalorimeter (RCAL) im Bereich von 128.1° bis 176.5° .

Auch hier sei zur Veranschaulichung auf Abbildung 3.1 verwiesen. Die Struktur dieser drei Kalorimeterbereiche ist sehr ähnlich. Longitudinal sind sie jeweils in wiederum drei (B/FCAL) oder zwei (RCAL) Bereiche unterteilt:

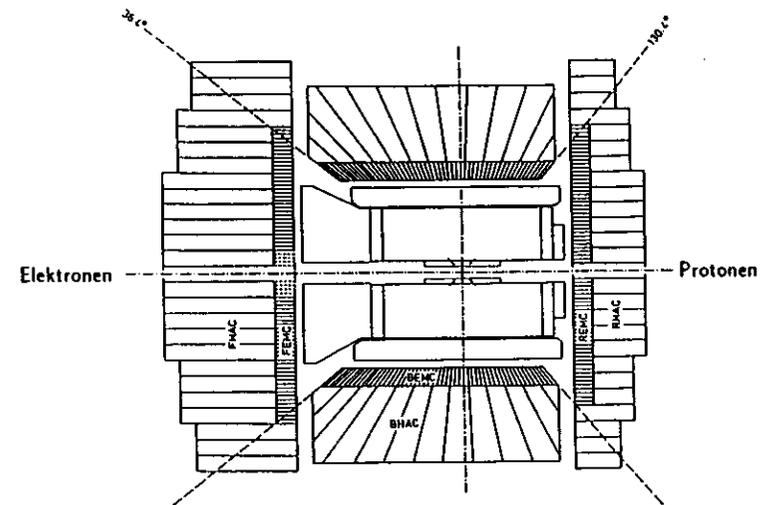


Abbildung 3.1: Schematische Anordnung des hochauflösenden Kalorimeters

- Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC):

Tiefe des EMC : FCAL: 25 U-SZI-Lagen: $\sim 1\lambda$ ($\sim 25X_0$)
 BCAL: 23 U-SZI-Lagen: $\sim 1\lambda$ ($\sim 23X_0$)
 RCAL: 25 U-SZI-Lagen: $\sim 1\lambda$ ($\sim 25X_0$)

- Hadronisches Kalorimeter (HAC):

Tiefe des HAC1: FCAL: 80 U-SZI-Lagen: $\sim 3.1\lambda$
 BCAL: 48 U-SZI-Lagen: $\sim 2.1\lambda$
 RCAL: 80 U-SZI-Lagen: $\sim 3.1\lambda$
 Tiefe des HAC2: FCAL: 80 U-SZI-Lagen: $\sim 3.1\lambda$
 BCAL: 48 U-SZI-Lagen: $\sim 2.1\lambda$
 RCAL: hier existiert keine HAC2-Sektion

Die Auslese des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters erfolgt nichtprojektiv. Die einzelnen, jeweils 20 cm breiten Module werden in sogenannte 'Türme' der Frontfläche $20 \times 20 \text{ cm}^2$ unterteilt. Der elektromagnetische Bereich ist feiner segmentiert und wird als Streifen der Stirnfläche $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (FCAL) und $10 \times 20 \text{ cm}^2$ (RCAL) ausgelesen. Die dazugehörigen Sektionen des F/RCAL, die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vom 'Barrel'-Kalorimeter bedeckt werden, sind ebenso wie die Bereiche des hadronischen Kalorimeters (HAC1/2) in 'Türme' der Größe $20 \times 20 \text{ cm}^2$ eingeteilt. Im 'Barrel'-Kalorimeter werden die elektromagnetischen Teilbereiche (BEMC) mit einer Frontfläche von $5 \times 24 \text{ cm}^2$ projektiv konstruiert, während die hadronischen Sektionen bezüglich θ eine nichtprojektive Geometrie aufweisen.

Durch das Einschweißen des Urans in Stahlfolien der Dicke 0.2 mm (EMC) und 0.4 mm (HAC) ist man in der Lage, die durch die natürliche Radioaktivität im Szintillator deponierte Lichtmenge definiert einzustellen, so daß einerseits noch genügend Licht produziert wird, um das Kalorimeter mit dieser

äußerst stabilen Strahlungsquelle kalibrieren zu können und andererseits die Strahlung abgeschirmt wird. Dadurch kann man sowohl die Strahlenbelastung für die Szintillatoren vermindern, als auch die Auflösung des Kalorimeters zusätzlich verbessern, indem das Rauschen durch die DU-Aktivität bei der Aufsummutation größerer Kalorimeterbereiche klein gehalten wird.

Weiterhin sind zwei (FCAL) bzw. eine (B/RCAL) 15 mm breite Lücke(n) nach der 4. und 7. bzw. nur nach der 4. Uran-Szintillator-Lage vorgesehen, in die $3 \times 3 \text{ cm}^2$ große Silizium-Pad-Detektoren installiert werden, um die Schauerentwicklung zu studieren. Ein Elektronenschauer, der sich sehr viel schneller entwickelt als ein Hadronenschauer, induziert im Silizium ein weit größeres Signal.

3.2 Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter

Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter weisen bis auf andere longitudinale Dimensionen¹ fast identische Konstruktionsprinzipien auf. Das Kalorimeter im Vorwärtsbereich erstreckt sich von $z = 221 \text{ cm}$ bis $z = 451 \text{ cm}$, während das Rückwärtskalorimeter im Bereich von $z = -146 \text{ cm}$ bis $z = -307 \text{ cm}$ zu finden ist. Jedes der insgesamt 48 Module weist eine Breite von 20 cm auf. In der Projektion senkrecht zur Strahlachse bilden die Frontflächen von F/RCAL einen Kreis mit dem Radius 2.30 m, so daß die aktive Höhe des größten Moduls 4.60 m beträgt. Die zentralen Module bestehen, um das Strahlrohr hindurchführen zu können, aus zwei mechanisch unabhängigen Hälften, die jeweils am Nachbarmodul montiert werden. In Abbildung 3.2 ist die Sicht auf das Vorwärtskalorimeter aus der Protonenrichtung zu erkennen.

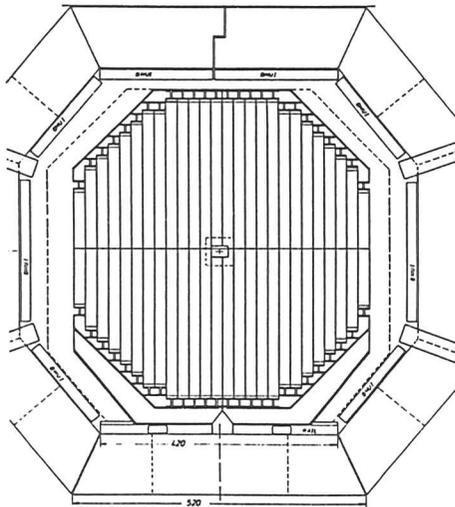


Abbildung 3.2: Blick auf die Frontfläche der FCAL-Module

Die Tiefe der einzelnen Module nimmt seitlich ab. Während das Vorwärtskalorimeter ein Tiefenprofil von $7.1\lambda_0$, $6.4\lambda_0$ und $5.6\lambda_0$ aufweist, hat das Kalorimeter im rückwärtigen Bereich eine Dicke von

¹Das FCAL ist um eine hadronische Sektion tiefer als das RCAL

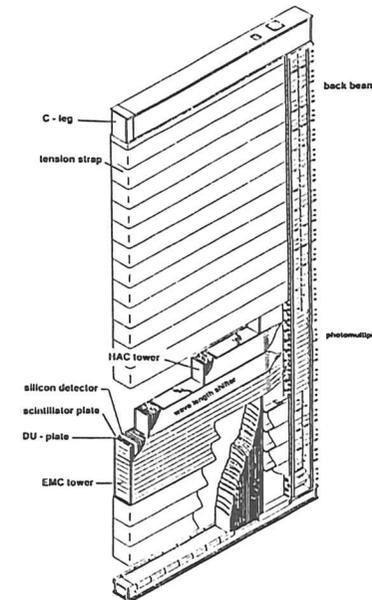


Abbildung 3.3: 3-dimensionale Ansicht eines FCAL-Moduls

$4.0\lambda_0$ und $3.3\lambda_0$.

In Abbildung 3.3 sieht man die dreidimensionale Ansicht eines Moduls des Vorwärtskalorimeters. In einzelnen besteht ein solches Modul aus folgenden Komponenten:

- Ein 4.76 m langes Stahl-T-Profil, welches einerseits die Stabilität des Moduls gewährleistet und andererseits die Photomultiplier, sowie ihre magnetische Abschirmung und die erste Ausleseelektronik beherbergt.
- Zwei Stahl-C-Profile der Länge 2.30 m, die an den Enden des T-Profils angeschraubt werden und an denen die Uran-Absorberplatten befestigt sind. Hier soll außerdem sowohl die Elektronik und das Verteilungssystem für die HES-Detektoren, als auch die Co^{60} -Quellen zur Kalibration, das Lichtleitersystem und diverse Kühlsysteme installiert werden.
- Eine aus mechanischen Gründen erforderliche 15 mm dicke Aluminium-Frontplatte.
- Die Absorberplatten aus angereichertem Uran mit Edelstahl-Endstücken.
- Szintillatoren, welche die nichtprojektiven 'Türme' von $5 \times 20 \text{ cm}^2$ (EMC) und $20 \times 20 \text{ cm}^2$ (HAC0, HAC1 und HAC2) bilden.
- Abstandsstücke zwischen den DU-Platten, die verhindern, daß auf die Szintillatoren mechanische Kräfte ausgeübt werden. Die Stücke haben die Größe $5 \times 6 \text{ mm}^2$ im elektromagnetischen Bereich, sowie $5 \times 10 \text{ mm}^2$ im hadronischen Teil des Kalorimeters und sind alle 20 cm an den Ecken der hadronischen Sektionen positioniert.
- Spezielle Lücken im vorderen Teil des Kalorimeters, in denen die Siliziumdetektoren zur Hadron-Elektron-Separation (HES) untergebracht werden.

- Lichtleiter der Dicke 2 mm, welche mit einer Wellenlängenschiebersubstanz dotiert sind, die, an beiden Seiten des Moduls angebracht, das in den Szintillatoren produzierte Licht auf die im T-Profil untergebrachten Photomultiplier leiten. Getrennte Lichtleiter lesen EMC/HAC0-, HAC1- und HAC2-Bereiche aus.
- Edelstahl-Spannbänder, mit denen die Uranplatten, deren Abstandsstücke und die Aluminium-Frontplatten zu einer mechanischen Einheit zusammengehalten werden.

Der Zusammenbau der F/RCAL-Kalorimetermodule erfolgt bei NIKHEF-H in Amsterdam/Holland und bei der University of York in Toronto/Kanada.

3.3 Das 'Barrel'-Kalorimeter

Zylinderförmig um die Strahlachse sind als 'Barrel'-Kalorimeter 32 einzelne Module angebracht. Pro Modul wird ein azimuthaler Winkel von 11.25° erfaßt. Zusammen bilden sie einen Hohlzylinder mit einem Innen- und Außenradius von 1.22 m und 2.29 m. Sie sind im Bereich von $z = +205$ cm bis $z = -125$ cm angeordnet, was von der Strahlachse aus gesehen einem Winkelbereich von 36.7° bis 129.1° entspricht. Ihre Symmetrieachsen sind um 2.5° gegenüber der Verbindungslinie durch den Wechselwirkungspunkt verdreht, um projektive Modulgrenzen zu vermeiden.

Die einzelnen Komponenten entsprechen im wesentlichen denen des Vorwärts- und Rückwärtskalorimeters. Dazu kommt jeweils eine Separationsplatte aus Metall der Dicke $1 \lambda_0$, die zwischen EMC und HAC1, sowie zwischen HAC1 und HAC2 eingebaut wird, wodurch eine weitere Stabilisierung des einzelnen Moduls erreicht wird.

Die Gesamtdicke der BCAL-Module beträgt einheitlich $5.3\lambda_0$.

Der elektromagnetische Teil eines jeden Moduls baut sich aus projektiven Türmen auf, welche eine Frontfläche von 5×24 cm² aufweisen. Die hadronischen Sektionen allerdings sind bezüglich θ nicht projektiv angeordnet. Abgesehen vom Ende eines Moduls folgt auf 4 EMC-Streifen jeweils ein hadronischer Turm. Die Auslese des in den Szintillatorschichten produzierten Lichtes erfolgt auch hier durch Lichtleiter, die mit einem Wellenlängenschieber dotiert und an beiden Seiten eines Moduls montiert sind, sowie mit Photomultipliern.

Um das Modul zu einer mechanischen Einheit zusammenzuhalten, befindet sich am hinteren Ende ein T-Profil, welches ebenfalls die Photomultiplier und deren Schutz gegen das Magnetfeld der Hauptspule unterbringt. Mit Edelstahlbändern, die eine Aluminium-Frontplatte der Dicke 1 cm und den Uran-Szintillator-Stapel zusammenpressen, bildet das Modul eine Einheit.

3.4 Die optische Auslese

Durch detaillierte Untersuchungen konnte gezeigt werden [ZEU86, ZEU89], daß durch spezielle Wahl des Szintillator- und Lichtleitermaterials folgende Anforderungen an die optische Auslese des ZEUS-Kalorimeters erfüllt werden können:

- Uniformität der Kalorimeterantwort bezüglich Variation des Eintrittsortes von Teilchen in die Frontfläche eines Turmes von $\pm 2\%$.
- Uniformität der Kalorimeterantwort über die gesamte Tiefe von $\pm 2\%$.
- Produktion von mehr als 2 Photoelektronen pro Szintillatorlage für ein minimal ionisierendes Teilchen.

Als Detektormaterial für das hochauflösende Kalorimeter wird der Szintillator SCSN38 verwendet, der als Basismaterial aus einem 'Crosslinked Polystyren' (CPS) besteht, welches mit zwei 'Wellenlängenschieber'-Materialien dotiert ist: Butyl-PBD (1%) und BDB (0.02%). Ähnlich wie andere aromatische Szintillatoren hat auch SCSN38 hervorragende Eigenschaften bezüglich Alterung und Strahlenresistenz mit gleichzeitig hoher Lichtausbeute.

Als Wellenlängenschiebermaterial und Lichtleiter werden 2 mm dicke Schichten von Polymethyl-Metacrylat (PMMA) eingesetzt, welche mit dem fluoreszierenden Farbstoff Y7 und einem UV-Absorber dotiert werden, der Wellenlängen unter 360 nm absorbiert.

Im F/RCAL wird den EMC-Wellenlängenschiebern (WLS) Y7 mit einer Konzentration von 45 ppm, den HAC-WLS mit 30 ppm zugesetzt.

Um Klebestellen im Lichtleitermaterial zu vermeiden, werden sowohl Wellenlängenschieber als auch Lichtleiter aus einem Material gefertigt. Die Konzentration des Farbstoffes Y7 im PMMA darf also nicht zu hoch eingestellt werden, da eine möglichst gute Leitung des Lichtes von den Szintillatoren zu den Photomultipliern erreicht werden soll. Gleichzeitig muß sie allerdings hoch genug gewählt werden, so daß eine gute Lichtausbeute bei der Einkopplung des Lichtes vom Szintillator in den Wellenlängenschieber gewährleistet wird.

Eine Uniformität des Kalorimeters von besser als 5% kann erreicht werden, indem sowohl die Szintillatoren als auch die Wellenlängenschieber in reflektierende Materialien eingekleidet werden, die mit einem Ausgleichsmuster versehen sind. Auf diese Art und Weise wird an den schwarz bedruckten Stellen Licht, welches aus den Szintillatoren/WLS herausgestreut wird, nicht wieder in das aktive Material zurückreflektiert. Hierdurch kann die Lichtausbeute ortsabhängig um einige % variiert und durch Auswahl bestimmter Muster gezielt eingestellt werden [ZEU89].

Zum Nachweis des Lichtes werden für BCAL, RCAL und die hadronischen Sektionen des FCAL Photomultiplier des Typs Hamamatsu R-580 verwendet, der elektromagnetische Teil des FCAL wird mit Röhren des Typs Valvo XP-1911 ausgestattet. Insgesamt benötigt man im ZEUS-Kalorimeter ungefähr 12 000 Photomultiplier.

Die Spannungsversorgung der Photoröhren ist mit Cockcroft-Walton-Generatoren vorgesehen, welche mit den Photomultipliern eine mechanische Einheit bilden.

3.5 Die Ausleseelektronik

Aufgrund der speziellen Bedingungen bei HERA muß die Ausleseelektronik des ZEUS-Kalorimeters folgende Anforderungen erfüllen:

- Abdeckung des gesamten Energiebereiches bis zum kinematischen Limit von 820 GeV.
- Präzise Vermessung von minimal ionisierenden Teilchen, die im EMC eine Energie von 300 MeV deponieren.
- Zwischenspeicherung der Kalorimeterinformationen bis zur 'First Level Trigger'-Entscheidung bei einer 'Bunch-Crossing'-Zeit von 96 ns ohne Totzeit.
- Kalibration des Kalorimeters mit Hilfe des Signals, welches aufgrund der natürlichen Radioaktivität des Urans in den Szintillatoren entsteht mit einer Präzision von besser als 1%.
- Messung der Ankunftszeit eines einzelnen Pulses mit einer Genauigkeit von wenigen Nanosekunden.

- Bereitstellung von Informationen für die erste Triggerebene, die in den ersten 5 μs nach Kreuzung der Teilchenpakete ihre Triggerentscheidung fällt, sowie für die höheren Triggerebenen.

Aufgrund dieser Ansprüche wurde sich für das sogenannte 'Shaping-Sampling'-Schema entschieden. Es sieht vor, das zunächst differenzierte und dreimal integrierte Photomultiplier-Signal regelmäßig abzutasten, um anschließend aus den so gewonnenen Stichproben die Ladung und Ankunftszeit des PM-Pulses wieder zu rekonstruieren (siehe Abschnitt 5.4). Um der ersten Triggerebene genügend Zeit für die Entscheidung zu lassen, werden die Stichproben durch eine 5 μs lange Verzögerungsleitung (Pipeline) geschleust, bevor sie je nach Triggerentscheidung entweder verworfen oder weiterverarbeitet werden.

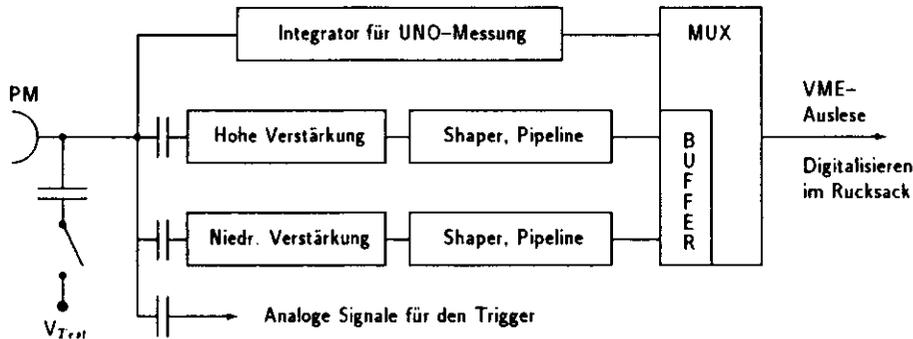


Abbildung 3.4: Prinzipieller Aufbau der FE-Elektronik

Das Konzept der Kalorimeterauslese ist schematisch in Abbildung 3.4 veranschaulicht. Das vom Photomultiplier kommende Signal wird zunächst geteilt und so einerseits für die Messung des Gleichstromes aufgrund der ständigen Lichtdeposition des Urans im Szintillator durch eine Integratorschaltung (UNO-Signale)² verwendet, andererseits zur Messung von Teilchensignalen. Letzterer Weg spaltet sich abermals in einen Kanal mit hoher und einen mit niedriger Verstärkung, sowie einen Kanal, der analoge Signale der Kalorimetersignale für die erste Triggerebene zur Verfügung stellt.

Auf dem für das ZEUS-Kalorimeter entwickelten integrierten Baustein, der die Verzögerungsleitung trägt, folgt außerdem ein Analogspeicher, der die Stichproben eines Ereignisses aufnehmen kann, sowie ein Multiplexer, welcher mehrere Kanäle zusammenfaßt und zu einem ADC weiterleitet.

Der analoge Teil dieser Datenkette (Integrator, Shaper, Pipeline, Buffer und Multiplexer) wird als Elektronikkarte für jeweils 12 Photomultiplier direkt am Ende der Kalorimetermodule montiert³, während die Digitalisierung sowie die Datennahme im ZEUS-Rucksack in VME-Schränken zu finden sein wird.

Es ist vorgesehen, in regelmäßigen Abständen die Kalibration der Kalorimeterelektronik durch definierte Ladungsinjektion zu überprüfen. An Stelle des Pulses vom PM wird ein Kondensator entladen, so daß die gesamte Kette der Ausleseelektronik kalibriert werden kann.

²Uranium NOise: Signale im Kalorimeter bedingt durch die natürliche Radioaktivität des Urans.

³Die Photomultiplier sind mit Kabeln von 2 m Länge an die analoge Elektronik angeschlossen.

Kapitel 4

Theoretische Grundlagen: Kalorimetrie

4.1 Einleitung

Kalorimeter werden in Experimenten der Hochenergiephysik eingesetzt, um die Energie von Teilchen zu messen, welche in Elementarteilchenreaktionen erzeugt werden.

Ein Kalorimeter ist ein Block Materie, der ein einfallendes Teilchen auffängt und hinreichend tief ist, um eine vollständige Energiedeposition in Form eines Teilchenschauers sicherzustellen.

Ein gewisser Teil der Einfallenergie wird in ein nachweisbares Signal wie beispielsweise Licht oder elektrische Ladung umgewandelt. Falls dieser Bruchteil immer konstant ist, ist das gemessene Signal proportional zur deponierten Energie im Kalorimeter.

Kalorimeter offenbaren verschiedene Vorteile, die ihren weit verbreiteten Einsatz rechtfertigen:

- Sie sind empfindlich sowohl auf geladene als auch auf neutrale Teilchen.
- Die Energiedeposition ist ein statistischer Prozeß und die mittlere Teilchenzahl (N) im Schauer ist proportional zur Energie. Falls die Unsicherheiten bei Energiemessungen nur durch statistische Fluktuationen von N bestimmt werden, verkleinert sich die relative Energieauflösung σ/E mit steigender Energie und skaliert mit $1/\sqrt{N} \sim E^{-1/2}$.
- Durch eine segmentierte Auslese, welche es möglich macht, die Schauerentwicklung zu studieren, kann Position und Einfallswinkel des primären Teilchens bestimmt werden.
- Es ist möglich, Kalorimeter sehr schnell auszulesen. Daher kann man mit ihnen hohe Teilchenraten verarbeiten und ihre Informationen bereits in den ersten Triggerstufen berücksichtigen.
- Die für einen vollständigen Einschluß der Teilchenenergie notwendige Dicke des Kalorimeters verhält sich proportional zum Logarithmus der Primärenergie.

4.2 Sampling Kalorimeter

4.2.1 Beschreibung des Prinzips

Im Gegensatz zu homogenen Kalorimetern, die vollständig aus einem Material gefertigt werden (z.B.: Bleiglas, NaI(Tl),...), gleichzeitig also einfallende Teilchen absorbieren und ein messbares Signal produzieren, findet in sogenannten Sampling Kalorimetern die Energieverminderung und die Energiemessung in jeweils abwechselnden Schichten verschiedener Substanzen statt. Durch die Wahl der Absorberplatten, die typischerweise aus Materialien wie Eisen, Kupfer, Blei oder Uran bestehen und deren Dicke von einigen Millimetern bis zu einigen Zentimetern variiert, ist man in der Lage, sehr kompakte Kalorimeter zu konstruieren, die auch noch bei sehr hohen Einfallenergien eine vollständige Energiedeposition gewährleisten. Unabhängig von der Art des Absorbers können die Nachweisschichten so gewählt werden, daß gewissen Anforderungen (Uniformität, Lichtausbeute, ...) bestmöglich entsprochen wird.

Als Eigenart von Sampling Kalorimetern stellt sich heraus, daß sich zu den intrinsischen Fluktuationen, die durch die Physik der Schauerentwicklung bestimmt sind, noch weitere, sogenannte Sampling Fluktuationen gesellen. Ihre Ursache ist die Tatsache, daß der Schauer nur an wenigen Stellen 'abgetastet' wird, was eine zusätzliche Unsicherheit der Energiebestimmung herbeiführt. Weitere Beiträge zur Energieauflösung sind sogenannte Landau- und Weglängenfluktuationen, worauf in Abschnitt 4.3.4 näher eingegangen wird.

4.2.2 'Sampling Fractions'

In Sampling Kalorimetern wird die Energie, welche durch das einfallende Teilchen getragen wurde, sowohl in den Absorberschichten als auch in den Nachweisschichten deponiert. Die in den Absorberschichten verlorene Energie ist 'unsichtbar', kann also nicht zur Energiemessung herangezogen werden. Um die Antwort des Kalorimeters auf einen Teilchenschauer zu beschreiben, ist es üblich, für jede der Schauerkomponenten als Maß für die Effektivität des Kalorimeters das Verhältnis aus der in den aktiven Schichten sichtbaren Energie¹ und der gesamten im Kalorimeter absorbierten Energie zu definieren, die sogenannten 'Sampling Fractions' [BRÜ87]:

$$R_i = \frac{E_{vis,i}}{E_{invis,i} + E_{vis,i}} \quad (4.1)$$

$$= \frac{E_{vis,i}}{E_{abs,i}} \quad (4.2)$$

mit:

- i : Der Index i weist auf die betrachteten Teilchen hin.
- $E_{vis,i}$: Summe der in den Detektorschichten gemessenen 'sichtbaren' Energie.
- $E_{invis,i}$: In allen Absorberschichten deponierte 'unsichtbare' Energie.
- $E_{abs,i}$: Im Kalorimeter deponierte Gesamtenergie

Die Energiedeposition der Teilchen in den aktiven Schichten erfolgt durch Streuung an den Elektronen des Nachweismediums. Der mittlere Energieverlust wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel [PER82]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4 Z}{m v^2 A} \left[\ln \frac{2m v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (4.3)$$

¹Mit sichtbarer Energie ist die in den Detektorschichten deponierte Energie multipliziert mit der Nachweiswahrscheinlichkeit gemeint.

mit:

- x : Weglänge in $[g/cm^2]$
- N_A : Avogadrozahl
- z : Ladungszahl des ionisierenden Teilchens
- e : Elementarladung
- m : Elektronenmasse
- v : Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
- β : $\beta = v/c$: Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit
- Z : Kernladungszahl des ionisierten Mediums
- A : Massenzahl des ionisierten Mediums
- I : Mittleres effektives Ionisationspotential ($I \approx 10 \cdot Z$ [eV])

Formel 4.3 ist in dieser vereinfachten Form nur für die Berechnung des Energieverlustes in Gasen anwendbar. In Festkörpern begrenzt der sogenannte 'Dichteeffekt' den logarithmischen Wiederanstieg des Ionisationsverlustes.

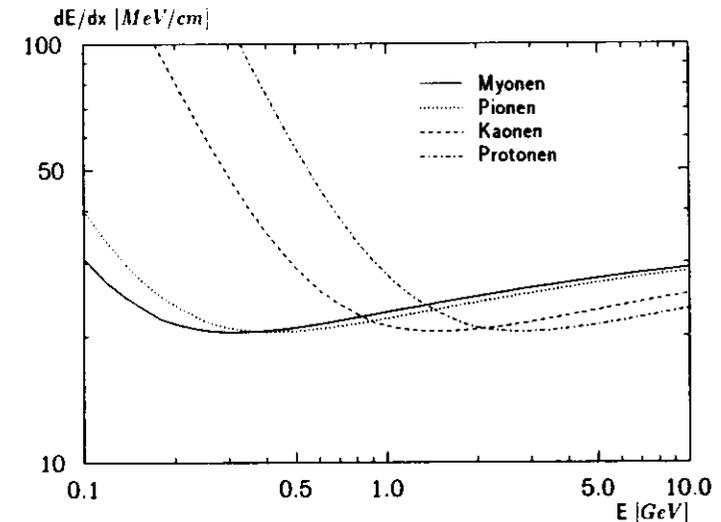


Abbildung 4.1: Energieverlust verschiedener Teilchen in Uran [LOH85]

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.1 der funktionale Verlauf des Energieverlustes verschiedener Teilchen in Uran dargestellt, wobei der 'Dichteeffekt' bereits in die Berechnung miteinbezogen wurde [LOH85]. Die Kurven weisen bei ungefähr der 3.5-fachen Ruhemasse der Teilchen ein Minimum auf, dessen Wert von der Teilchensorte nicht abhängt. Ein minimal ionisierendes Teilchen (MIP) ist per Definition ein Teilchen mit genau dieser minimalen Energiedeposition im Kalorimeter. Für dieses fiktive Teilchen ist es ebenfalls möglich, eine 'Sampling Fraction' R_{mip} anzugeben. Die 'Sampling Fractions' aller anderen Teilchen werden üblicherweise auf die eines MIPs bezogen:

$$\frac{i}{mip} := \frac{R_i}{R_{mip}} \quad (4.4)$$

Gerade Myonen, die größere Materiedicken durchqueren können und ihre Energie hauptsächlich durch

Ionisation abgeben, haben ähnliche Eigenschaften wie die eben definierten MIPs. Die mittlere Antwort des Kalorimeters auf Myonen ist jedoch energieabhängig und im allgemeinen größer als die eines MIPs, weil Myonen durch Prozesse wie Bremsstrahlung, Paarbildung, ... zusätzliche Möglichkeiten haben. Energie in Materie zu deponieren. Das Verhältnis c/μ ist daher stark abhängig von der Energie der Teilchen. c/μ dagegen für eine vorgegebene Kalorimeterkonstellation nicht.

4.3 Elektromagnetische Schauer

4.3.1 Beschreibung der Schauerentwicklung

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht dadurch, daß ein Elektron, Positron oder Photon in das Kalorimeter eintritt. Durch sekundäre Prozesse werden weitere Elektronen, Positronen und Photonen produziert, die eine elektromagnetische Kaskade im Kalorimeter ausbilden. Für das Verständnis der ablaufenden Prozesse ist es also wichtig, auf die Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen mit Materie näher einzugehen.

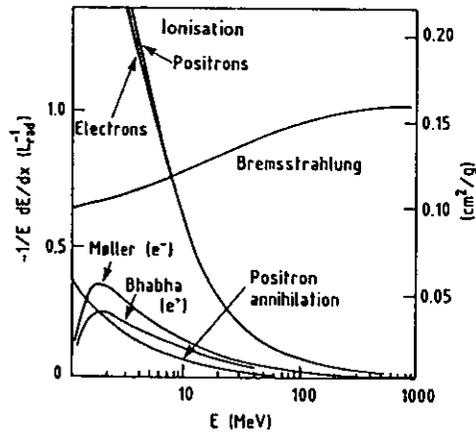


Abbildung 4.2: Energieverlust von Elektronen in Blei [FAB87]

Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie durch Kollisionen mit Elektronen des Absorbermaterials (Ionisation, Anregung, Moller- und Bhabha-Streuung) und Abstrahlung von Photonen im Kernfeld (Bremsstrahlung), sowie durch Annihilation im Falle der Positronen. Die Energieabhängigkeiten dieser Prozesse sind in Abbildung 4.2 für Blei gezeigt. Es wird deutlich, daß im Energiebereich über 100 MeV der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominiert und bei kleinen Energien die Ionisation der Materie immer wichtiger wird.

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird im Energiebereich über ungefähr 0.1 MeV von drei Prozessen bestimmt: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung (siehe Abbildung 4.3). Auch hier ist zu erkennen, daß im hochenergetischen Bereich ($E > 50$ MeV) praktisch nur noch ein Prozeß, die Paarbildung, dominiert. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die aufgeführten Prozesse und damit der Absorptionskoeffizient stark von der Kernladungszahl des absorbierenden Mediums abhängt.

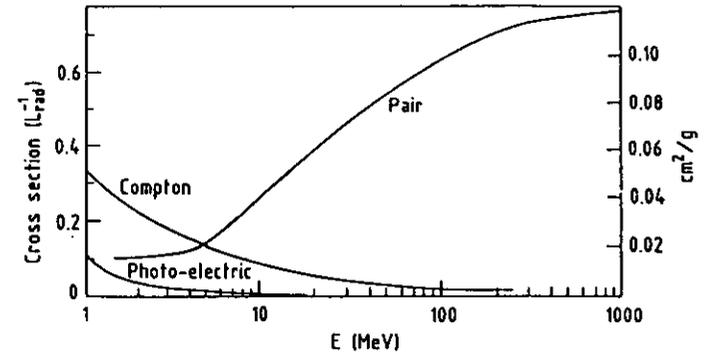


Abbildung 4.3: Energieverlust von Photonen in Blei [FAB87]

Grob kann man also die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers in zwei Phasen unterteilen. Zunächst erfolgt die Ausbildung des Schauers in der Hochenergienäherung dominiert durch Bremsstrahlung der Elektronen/Positronen und Paarbildung der Photonen. Dadurch verringert sich die Energie der Schauerteilchen sukzessive. Nach Erreichen der maximalen Teilchenzahl erfolgt die eigentliche Energiedeposition hauptsächlich durch Ionisation und Anregung bei Elektronen/Positronen und durch Photo- und Comptoneffekt im Falle von Photonen. Das sichtbare Signal kommt also erst durch Ionisationseffekte im fortgeschrittenen Stadium der Schauerentwicklung zustande. Diese vereinfachte Betrachtungsweise ist Grundlage für ein sehr grobes Modell, welches einen qualitativen Überblick über die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers geben soll. Um aber eine materialunabhängige Beschreibung der Vorgänge durchzuführen, sollen vorher einige nützliche Größen eingeführt werden.

Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung in einem bestimmten Material kann durch die sogenannte Strahlungslänge λ_0 beschrieben werden:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = -\frac{E}{\lambda_0} \tag{4.5}$$

mit:

- $t [\lambda_0]$: Dicke des Materials in Einheiten der Strahlungslänge
- $E [MeV]$: Energie des einfallenden Elektrons

Die Strahlungslänge kann mit folgender Formel berechnet werden [ROS52]:

$$\frac{1}{\lambda_0} = 4 \alpha \frac{N_A Z(Z+1) r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})}{A (1 + 0.12 (Z/82)^2)} \left[\frac{cm^2}{g}\right] \tag{4.6}$$

mit:

- α : Feinstrukturkonstante
- A : Massenzahl des Materials in [g]
- Z : Kernladungszahl des Materials
- N_A : Avogadrozahl
- r_e : Klassischer Elektronenradius in [cm]

Für einige Materialien sind in Tabelle 4.1 Werte für λ_0 angegeben [BER87].

Material	Z	A[g]	$\rho[\frac{g}{cm^3}]$	$X_0[\frac{g}{cm^2}]$	$X_0[cm]$
Polystyren	(3.4)	—	1.060	43.8	41.3
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56
I'	92	238.03	18.95	6.00	0.32

Tabelle 4.1: Werte der Strahlungslänge X_0 für einige Materialien

Als grobe Abschätzung kann die Strahlungslänge auch folgendermaßen ermittelt werden [AMA81]:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (4.7)$$

Eine weitere wichtige Größe für die Parametrisierung eines elektromagnetischen Schauers stellt die 'kritische Energie' ϵ_0 dar. Sie ist definiert als die Energie, bei der der Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung etwa so groß wird wie der Energieverlust durch Ionisation. Die Formel zur Abschätzung lautet [AMA81]:

$$\epsilon_0 \approx \frac{550}{Z} [MeV] \quad \left(\frac{\Delta \epsilon_0}{\epsilon_0} < \pm 10\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (4.8)$$

Um eine Vorstellung von der transversalen Ausbreitung des Schauers zu erhalten, ist es nützlich, den sogenannten Molière Radius R_M einzuführen [AMA81]:

$$R_M \approx 7 \cdot \frac{A}{Z} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \quad \text{für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (4.9)$$

Unter der Annahme, daß bei hohen Teilchenenergien Comptoneffekt, Photoeffekt und Ionisationsverluste zu vernachlässigen sind und Bremsstrahlung, sowie Paarbildung durch asymptotische Formeln energieunabhängig beschrieben werden können, kann man sich die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers stark vereinfacht folgendermaßen vorstellen [LOH83]:

Ein Elektron trete mit einer sehr viel größeren Energie E als der kritischen Energie ϵ_0 in das Kalorimeter ein. Nach Durchqueren einer Strahlungslänge X_0 entsteht durch Bremsstrahlung ein Photon, welches im Mittel eine Energie zwischen E und E/e davonträgt. Nach einer weiteren Strahlungslänge ist mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 50% aus dem Photon im Feld eines Absorberkerns durch Paarbildung ein e^+e^- -Paar entstanden. Das primäre Elektron strahlt in dieser Strahlungslänge wiederum ein Photon ab. Man erkennt, daß sich nach diesem Modell die Anzahl der Teilchen nach jeder Strahlungslänge verdoppelt und es ungefähr gleichviele Elektronen/Positronen und Photonen gibt, unabhängig davon, ob der Schauer von einem Elektron oder Photon gestartet wurde.

Diese Vorgänge finden solange statt, bis die mittlere Energie der Schauerteilchens in den Bereich der kritischen Energie ϵ_0 kommt und nun die Ionisationsverluste überwiegen.

Die mittlere Gesamtanzahl von Teilchen in einer bestimmten Tiefe des Kalorimeters berechnet sich also näherungsweise:

$$N_{e,\gamma}(t) \approx 2^t \quad (4.10)$$

mit:

$$t : \text{Tiefe des Schauers in } [X_0]$$

Ihre mittlere Energie ergibt sich daraus:

$$\epsilon = \frac{E}{N(t)} = E \cdot 2^{-t} \quad (4.11)$$

Nimmt man an, daß nach Erreichen der kritischen Energie keine Vervielfachung der Teilchen mehr stattfindet, kann man ihre Anzahl im Schauermaximum berechnen:

$$N_{ges} \approx \frac{E}{\epsilon_0} \quad (4.12)$$

wobei sich das Maximum ungefähr in folgender Tiefe befindet [BER87]:

$$t_{max} [X_0] \approx \frac{\ln E/\epsilon_0}{\ln 2} \quad (4.13)$$

Eine genauere Rechnung liefert folgende Resultate [LOH90]:

$$N_{ges} \approx \frac{0.31}{\sqrt{\ln E/\epsilon_0 - 0.25}} \frac{E}{\epsilon_0} \quad (4.14)$$

$$t_{max} [X_0] \approx \ln \frac{E}{\epsilon_0} - \begin{cases} 1.1 & \text{für Elektronen} \\ 0.5 & \text{für Photonen} \end{cases} \quad (4.15)$$

Kalorimetrie wird erst durch die Tatsache möglich gemacht, daß die Gesamtzahl der Schauerteilchen linear mit der Einfallenergie ansteigt.

4.3.2 Ausdehnung eines Schauers

Für die praktische Anwendung ist es wichtig, die Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers zu kennen, um einen möglichst vollständigen Einschluß der Einfallenergie im Kalorimeter sicherstellen zu können.

Verfügbare experimentelle Ergebnisse sowie Monte-Carlo Rechnungen zur longitudinalen Energiedeposition legen folgende Parametrisierung nahe [FAB87]:

$$(L_{0.98}) \approx t_{max} + 4\lambda_{att} \quad (4.16)$$

wobei $L_{0.98}$ die Länge des Kalorimeters angibt, in der 98% der Gesamtenergie deponiert wird. Die Größe λ_{att} charakterisiert den exponentiellen Zerfall des Schauers, nachdem das Teilchenmaximum überschritten wurde. Die ermittelten Werte zeigen sich fast energieunabhängig, dagegen aber stark materialabhängig: $\lambda_{att}[X_0] \approx (3.4 \pm 0.5)[X_0]$.

Eine transversale Verbreiterung des Teilchenschauers kommt dadurch zustande, daß Elektronen und Positronen bei kleinen Energien durch Vielfachstreuung aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden, während die Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse der hochenergetischen Komponente in diesem Zusammenhang eine vernachlässigbare Rolle spielen. Die Teilchen bilden während der fortgeschrittenen Phase der Schauerentwicklung einen Kegel, dessen Ausdehnung durch den eingeführten Molière-Radius R_M beschrieben werden kann [AMA81].

$$(R_{0.95}) \approx 2R_M \quad (4.17)$$

4.3.3 Das e/mip-Verhältnis

Es ist nun interessant zu betrachten, wie sich die Antwort von Elektronen im Kalorimeter im Vergleich zu minimal ionisierenden Teilchen verhält. Das Signal eines elektromagnetischen Schauers ist das Ergebnis von Ionisation in den aktiven Schichten durch die im Schauer vorkommenden Elektronen und Positronen. Naiverweise würde man daher erwarten, daß sich Elektronen und MIPs äquivalent

verhalten ($c/mip = 1$).

Experimentell kann man allerdings eine deutlich unterschiedliche Antwort des Kalorimeters auf die beiden Teilchensorten beobachten, falls Absorber- und Detektorschichten sehr verschiedene Kernladungszahlen Z besitzen. Es stellt sich heraus, daß c/mip um so kleinere Werte annimmt, je größer das Z des Absorbermaterials wird. Für dieses Verhalten ist der sogenannte 'Migration Effect' verantwortlich [WIG87, BRÜ87]:

Niederenergetische Photonen ($E, < 1 \text{ MeV}$) bilden den Hauptbestandteil der Photonkomponente eines elektromagnetischen Schauers und tragen einen nicht zu vernachlässigenden Teil der Schauerenergie. Daher ist die Art und Weise, wie sie zum sichtbaren Signal beitragen, wichtig für das Verständnis der 'Sampling Fractions' von Elektronen und Positronen. Im Niederenergiebereich werden, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, Photoeffekt und Comptoneffekt als Energieverlustmechanismen dominierend. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse weisen allerdings eine starke Z -Abhängigkeit auf (Comptoneffekt: $\sim Z$, Photoeffekt: $\sim Z^5$) auf, so daß sich die Absorption von Photonen im Absorbermaterial deutlich von der in den Nachweisschichten unterscheidet. Photonen deponieren im Vergleich zu MIPs mehr Energie in den Schichten mit hohem Z als in den Detektorlagen. Dies bedeutet eine Verminderung von sichtbarer Energie und erklärt die Z -abhängige Reduktion des c/mip -Verhältnisses in Sampling Kalorimetern.

Für den Fall des Uran-Szintillator ZEUS-Kalorimeters betragen die 'Sampling Fractions' für Elektronen/Positronen als Ergebnis von Messungen sowie MC-Rechnungen [BRÜ87]:

$$\frac{c}{mip} = 0.62 \quad (4.18)$$

Dieses Verhältnis gilt für eine festgelegte Geometrie unabhängig von der Einschußenergie.

4.3.4 Die Energieauflösung

Die Genauigkeit der Energiemessung eines elektromagnetischen Schauers wird durch verschiedene Beiträge bestimmt:

Intrinsische Fluktuationen

Ein elektromagnetischer Schauer kann beschrieben werden durch die mittlere Spurlänge der enthaltenen Teilchen. Sie ergibt sich durch Integration der Teilchenzahl über die maximale Tiefe des Schauers [BER87, AMA81]:

$$\langle T \rangle \{X_0\} \simeq \frac{E}{\epsilon_0} \quad (4.19)$$

Da im realistischen Kalorimeter die Schauerteilchen nur bis zu einer gewissen Mindestenergie η meßbare Signale erzeugen, wird die nachweisbare mittlere Spurlänge T_d der Teilchen kleiner als T sein.

$$\langle T_d \rangle \{X_0\} \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_0} \quad (4.20)$$

Experimentelle Daten legen für den Bruchteil der 'sichtbaren' Spur $F(z)$ folgende Parametrisierung nahe [AMA81]:

$$F(z) \simeq c^z \left[1 + z \cdot \ln \frac{z}{1.526} \right] \quad \left(\frac{\Delta F(z)}{F(z)} \leq 10\% \text{ für } z \leq 0.3 \right) \quad (4.21)$$

mit:

$$z = 4.58 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\eta}{\epsilon_0} \quad (4.22)$$

Bedingt durch die Tatsache, daß die mittlere nachweisbare Spurlänge auch hier der Energie des einlaufenden Teilchens proportional ist, erlaubt die Messung dieser Größe einen Rückschluß auf die Einschußenergie. Die Genauigkeit dieser Methode wird zunächst nur durch statistische Schwankungen der nachweisbaren Spurlänge bzw. der Teilchenzahl im Schauer begrenzt. Diese sogenannten intrinsischen Fluktuationen skalieren daher wie:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{N_{ges}}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (4.23)$$

Mit homogenen elektromagnetischen Schauerzählern, wo dies die dominierende Komponente der Energieauflösung darstellt, erreicht man Größenordnungen von etwa $\sigma_E/E \simeq 1\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

Sampling Fluktuationen

Bei Sampling Kalorimetern kommen aufgrund der abtastenden Auslese noch weitere Beiträge zu den intrinsischen Fluktuationen hinzu:

'Intrinsische' Sampling Fluktuationen:

Hiermit versteht man die Tatsache, daß die nachweisbare totale Spurlänge der Schauerteilchen nicht vollständig nachgewiesen, sondern durch die Lagenstruktur nur regelmäßig abgetastet wird. Vorausgesetzt, zwei Nachweisschichten haben den Abstand $d\{X_0\}$, so beträgt die Anzahl der Durchquerungen der aktiven Lagen:

$$N_x \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d} \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_0 \cdot d} \quad (4.24)$$

Dadurch, daß die Größe N_x statistisch fluktuiert, ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zur Energieauflösung. Unter der Annahme, daß die Anzahl der verschiedenen Kreuzungen unabhängig ist und die N_x -Werte eine Normalverteilung bilden, ergibt sich die relative Breite dieser Verteilung:

$$\frac{\sigma_{N_x}}{N_x} \sim \frac{1}{\sqrt{N_x}} \quad (4.25)$$

Die Energieauflösung durch Sampling Fluktuationen kann durch folgenden Ausdruck angegeben werden [AMA81]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{\text{samp}} \simeq 3.2\% \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 [\text{MeV}] \cdot d \{X_0\}}{F(z) \cdot (\cos \theta) \cdot E [\text{GeV}]}} \quad (4.26)$$

mit:

$\langle \cos \theta \rangle$: Cosinus des mittleren Ablenkungswinkels der Teilchen im Kalorimeterstapel

Der Faktor $\langle \cos \theta \rangle$ trägt der Tatsache Rechnung, daß sich die Schauerteilchen nicht ausschließlich rechtwinklich zu den Absorber- und Detektorlagen bewegen, sondern sich kegelförmig in das Kalorimeter ausbreiten. Dies wird durch die Einführung einer effektiven Schichtdicke $d/(\cos \theta)$ bei der Abschätzung der Energieauflösung berücksichtigt. Monte-Carlo Rechnungen bieten hierfür folgende Parametrisierung an [AMA81]:

$$\langle \cos \theta \rangle \simeq \cos \left(\frac{21 [\text{MeV}]}{\pi \cdot \epsilon_0} \right) \quad (4.27)$$

Gleichung 4.26 behält ihre Gültigkeit nur für leichte Materialien und nicht zu kleine Dicken der Nachweisschichten, bei denen die Anzahl der einzelnen Lagenkreuzungen nicht länger unkorreliert bleibt.

Mit einer Abschneideenergie von $\eta \simeq 0.7 \text{ MeV}$ [FAB87] erhält man als Abschätzung der intrinsischen Sampling Fluktuationen des ZEUS-Kalorimeters ($d = 1.028\{X_0\}$, $\epsilon_0 \simeq 6 \text{ MeV}$) einen Wert von $(\sigma/E)_{\text{samp}} \simeq 9.4\%/\sqrt{E}$. Verglichen mit dem experimentell bestimmten und durch MC-Rechnungen

bestätigten Wert von etwa $15\%/\sqrt{E}$ stellt dies im Falle eines U-SZI-Kalorimeters offensichtlich nur eine grobe Abschätzung dar.

Landau-Fluktuationen:

Ionisationsprozesse mit hohem Energieübertrag auf ein Atomelektron des Detektormaterials führen zu einer asymmetrischen Verschiebung des Pulshöhenspektrums zu höheren Energien hin und damit zu einer Beeinträchtigung der Energieauflösung. Im Falle von Festkörpern als aktives Medium (Szintillator, Silizium, ...), in denen die Ionisationsverluste Werte von einigen MeV annehmen, spielt dieser Effekt im Gegensatz zu sehr dünnen Detektorschichten, wo sich die Verluste im keV-Bereich abspielen (z.B.: Gasdetektoren), keine ernstzunehmende Rolle.

Weglängenfluktuationen:

Für geladene Teilchen ist es möglich, die aktiven Schichten des Kalorimeters auch unter größeren Winkeln zu durchqueren. Besonders niederenergetische Elektronen und Positronen können durch Vielfachstreuung so stark aus ihrer ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden, daß sie lange Wege im Detektormaterial zurücklegen und dort wesentlich mehr Energie deponieren, als würden sie die Nachweislagen senkrecht passieren. Dieser Effekt gewinnt erst dann an Bedeutung, wenn die mittlere freie Weglänge von Elektronen in den aktiven Lagen größer wird als die Dicke der Detektorschichten, wie es zum Beispiel bei Kalorimetern mit Gasauslese der Fall ist.

Instrumentelle Auflösung

Zu den Fluktuationen, die durch die prinzipielle Bauart eines Sampling Kalorimeters bedingt sind, kommen nun noch weitere Beiträge zur Energieauflösung durch nicht zu vermeidende Unzulänglichkeiten beim Bau eines Kalorimeters hinzu.

Die Größe des Gesamtdetektors ist durch äußere Gegebenheiten beschränkt, was praktisch bedeutet, daß immer nur ein Teil der Schauerenergie im Kalorimeter deponiert wird. Die Fluktuationen der Leckverluste von Ereignis zu Ereignis aber verschlechtern die Auflösung und produzieren zusätzlich eine asymmetrische Pulshöhenverteilung zu niedrigen Energien hin. Wie gezeigt werden konnte [FAB87], entpuppen sich die Fluktuationen der longitudinalen Energiedeposition im Kalorimeter als wesentlich größer wie für den transversalen Fall. Somit haben Energielecks in longitudinaler Richtung einen erheblich kritischeren Einfluß auf die Genauigkeit der Energiebestimmung.

Jede Nichtuniformität der Auslese, wenn also eine Abhängigkeit zwischen Einfallsort des Teilchens auf der Frontfläche des Kalorimeters und der gemessenen Signale existiert, hat ebenfalls eine beeinträchtigende Wirkung auf die Energieauflösung.

Speziell bei Kalorimetern, die Licht mit Hilfe von Photomultipliern nachweisen, kommt ein weiterer Beitrag hinzu. Die Umwandlung von Photonen in der Photokathode über Photoeffekt in nachweisbare Elektronen ist ein statistischer Prozeß, dessen prozentuale Schwankungen von der Anzahl der produzierten Photoelektronen abhängen. Beim ZEUS-Kalorimeter erreicht man die Produktion von etwa 150 Photoelektronen/GeV/PM-Röhre, was einem Beitrag von ungefähr $8\%/\sqrt{E}$ zur Energieauflösung entspricht.

Bis auf den Beitrag durch die Fluktuationen der entstehenden Photoelektronen, skalieren die Fehler der instrumentellen Effekte nicht mit $1/\sqrt{E}$ und stellen eine Begrenzung der Energieauflösung bei hohen Energien dar.

Zusammengefaßt bedeutet die Summe aller Beiträge zur Energieauflösung des ZEUS-Kalorimeters, daß die Energie von elektromagnetischen Schauern mit einer Genauigkeit von $\sigma/E \approx 17\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ [ZEU86, ZEU89] vermessen werden kann.

4.4 Hadronische Schauer

4.4.1 Beschreibung der Schauerentwicklung

Tritt ein hadronisches Teilchen in das Kalorimeter ein, entwickelt sich dort wie im elektromagnetischen Fall ein Teilchenschauer, der sich allerdings in Entstehung und Zusammensetzung erheblich von einer elektromagnetischen Kaskade unterscheidet. Seine Entwicklung läuft vor allem über inelastische Wechselwirkungen der Schauerteilchen mit den Kernen des Absorbermaterials.

Es sind bei der Entwicklung eines Hadronenschauers eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen beteiligt, was eine theoretische Behandlung wesentlich erschwert. Ein einfaches Modell wie bei den elektromagnetischen Kaskaden ist hier nicht anzugeben, ein analytisches Studium nur noch mit rechenaufwendigen Monte-Carlo-Simulationen möglich.

Um auch hier eine materialunabhängige Beschreibung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung eines hadronischen Schauers geben zu können, soll die sogenannte nukleare Absorptionslänge eingeführt werden [BER87]:

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \cdot \sigma_i} \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right] \quad (4.28)$$

mit:

σ_i : Inelastischer Wirkungsquerschnitt
 A, N_A : siehe Gleichung 4.3

Werte für λ_0 einiger typischer Materialien sind in Tabelle 4.2 zu erkennen [BER87].

Material	$\lambda_0 \left[\frac{g}{\text{cm}^2} \right]$	$\lambda_0 [\text{cm}]$
Polystyren	82.0	77.4
Al	106.4	39.4
Fe	131.9	16.8
Pb	194.0	17.1
U	199.0	10.5

Tabelle 4.2: Nukleare Absorptionslänge einiger Materialien

Die Entwicklung eines hadronischen Schauers kann grob folgendermaßen beschrieben werden: Trifft ein hochenergetisches Hadron ($E > 50$ MeV) den Kern eines Absorberatoms, ist Spallation dieses Kernes der wahrscheinlichste Prozeß. Die Spallation kann als aus zwei Schritten bestehend angesehen werden:

Zunächst erfolgt eine intranukleare Kaskade, bei der das einfliegende Hadron inelastische Stöße mit den Nukleonen im Absorberkern durchführt. Das gestoßene Proton oder Neutron hat genügend Energie, um durch den Kern zu laufen und mit weiteren Nukleonen wechselzuwirken. Bei hinreichend hohen Energien können durch diesen Prozeß auch sekundäre Pionen und zusätzliche Nukleonen erzeugt werden. Einige der zur Kaskade beitragenden Teilchen erreichen die Grenze des Kernes und können entkommen, falls ihre kinetische Energie größer ist als die nukleare Bindungsenergie. Ist dieses nicht der Fall, bleiben sie gefangen und verteilen ihre Energie auf die übrigbleibenden Nukleonen im Kern. Die entkommenden Teilchen, welche stark in Vorwärtsrichtung aus dem Kern emittiert werden, sind nun ebenfalls in der Lage, weitere inelastische Kernkollisionen durchzuführen und somit einen Schauer auszubilden. Dieser Prozeß findet dann sein Ende, wenn die Energie der Schauerteilchen nicht mehr dazu ausreicht, weitere Nukleonen aus den Absorberkernen herauszuschlagen. Es zeigt sich [WIG87], daß die Multiplizität dieser Reaktionen nur schwach energieabhängig ist und im Mittel die Energie und Anzahl der emittierten Protonen und Neutronen ihrem Zahlenverhältnis im Absorberkern entspricht.

Es wird nur ein Teil der Energie des einfallenden Teilchens durch sekundäre Partikel wieder freigegeben. Der Rest verbraucht sich als Bindungsenergie im Kern und geht somit für die Produktion von nachweisbaren Signalen verloren. Diese intranukleare Kaskade findet sehr schnell statt, typischerweise mit Zeiten im Bereich von 10^{-22} s [BRÜ86a].

Anschließend folgt ein vergleichsweise langsamer Evaporationsschritt, der ungefähr 10^{-18} s dauert. Es vollzieht sich eine Abregung der durch die Kaskade entstandenen intermediären Kerne, vor allem durch Abdampfen von Nukleonen, wenn die Anregungsenergie größer als die Bindungsenergie im Kern ist, und/oder durch Emission von γ -Quanten im MeV-Bereich. Die räumliche Verteilung der durch diesen Schritt emittierten Teilchen ist isotrop. Bei schweren Absorbern kann als Konkurrenzprozeß auch die Spaltung des angeregten Kernes stattfinden.

Insgesamt, und das macht das Verständnis hadronischer Schauer so kompliziert, können Hunderte von ähnlichen Reaktionen mit annähernd gleichen Wahrscheinlichkeiten stattfinden. Der größte Wirkungsquerschnitt aller möglichen Spallationsreaktionen beträgt ungefähr 2% des gesamten Wirkungsquerschnittes, während über weitere 300 Reaktionen immer noch eine Wahrscheinlichkeit von mehr als 0.1% besitzen [WIG87].

Es soll nun Einfluß und Auswirkung der Kernspaltung auf die Schauerzusammensetzung diskutiert werden, für den Fall also, daß Uran als Absorbermaterial im Kalorimeter Verwendung findet.

Auch hier lassen sich zwei unterschiedliche Stationen der Schauerentwicklung unterscheiden. Ein Beitrag bildet die Spaltung hervorgerufen durch schnelle Schauerpartikeln, hauptsächlich Protonen, Neutronen und Pionen aus den Spallationsprozessen. Weitere Beiträge kommen dadurch zustande, daß sich nach der intranuklearen Kaskade angeregte Restkerne bilden, die sich im Falle einer hohen Kernladungszahl eher spalten als durch Neutronenevaporation abregen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür hängt vom Z^2/A -Verhältnis des intermediären Kernes ab [WIG87].

Bei der Spaltung eines ^{238}U -Atomkernes wird eine Energie von ungefähr 200 MeV frei, wobei allerdings etwa 90% davon die Rückstoßenergie der Spaltfragmente darstellt, die schon im Absorber wieder gestoppt werden und somit keinen Beitrag zur sichtbaren Energie leisten. Die Restenergie verteilt sich auf einige Neutronen beim Spaltungsprozeß selbst, sowie auf Neutronen und γ -Quanten, die bei der Abregung der Spaltfragmente entstehen. Dieser Prozeß steht in Konkurrenz zur normalen Abregung der intermediären Kerne. Beide Mechanismen unterscheiden sich aber nur durch die Tatsache, daß nach der Spaltung zwei oder drei Kerne und nicht nur einer im Endzustand existieren. Trotzdem zeigt sich, daß die Multiplizität und die mittlere freigesetzte Energie beider Prozesse vergleichbar sind [WIG87].

Offensichtlich bedingen die Effekte der Kernspaltung auf der Ebene der Spallation keine bedeutende Beeinflussung der Schauerentwicklung, lediglich der Anteil der durch freie Neutronen getragenen Energie ist in Uran im Vergleich zu Blei etwas höher (15% zu 12%).

Die zweite Möglichkeit zur Spaltung der Urankerne stellt der Verlustmechanismus von reichlich produzierten, langsamen Neutronen (einige MeV) in Uran dar. Sie können ihre Energie sowohl durch elastische und inelastische Streuung oder Einfangreaktionen (nur wichtig für $E_n < 0.1$ MeV) abgeben, als auch durch induzierte Spaltung eines Urankerns, wobei weitere Neutronen produziert werden. Ein 2 MeV Neutron induziert zum Beispiel im Mittel 2.5 weitere Neutronen und zusätzlich ungefähr 7.5 MeV durch prompte Gammas [WIG87], was die Menge der von γ -Quanten und weichen Neutronen getragenen Energie enorm verstärkt. Die Größe dieses Effektes wird vor allem vom Wettbewerb der verschiedenen Energieverlustmechanismen niederenergetischer Neutronen abhängen, also auch von den Eigenschaften des Auslesematerials. Monte-Carlo-Studien und Experimente konnten zeigen [WIG87], daß die Anzahl der Kernspaltungen pro Energie direkt von der Protonendichte im aktiven Medium abhängt; die Verwendung von Szintillator im Gegensatz zu Gas als Nachweismedium beeinflusst die Spaltungsrate insofern, als daß die entstehenden Neutronen hier schneller thermalisiert werden und damit eine Energie erlangen, bei der die induzierte Spaltung dominierend wird.

4.4.2 Ausdehnung des Schauers

Mit Hilfe der eingeführten nuklearen Absorptionslänge ist es nun möglich, eine grobe materialunabhängige Beschreibung der Ausdehnung eines hadronischen Schauers zu geben. Durch Analyse experimenteller Daten kann man die folgende Parametrisierung mit Fehlern von unter 10% im Energiebereich von wenigen bis einigen hundert GeV angeben:

Das Schauermaximum gemessen von der Frontfläche des Kalorimeters befindet sich bei [FAB87]:

$$t_{\max}[\lambda_0] \simeq 0.2 \cdot \ln E [\text{GeV}] + 0.7 \quad (4.29)$$

Um 95% der gesamten Schauerenergie in longitudinaler Richtung im Kalorimeter einzuschließen, benötigt man einen Detektor der Länge:

$$L_{0.95} \simeq t_{\max} + 2.5 \lambda_{\text{att}} \quad (4.30)$$

Die Größe λ_{att} beschreibt auch hier den exponentiellen Zerfall des hadronischen Schauers nach Erreichen des Maximums. Sie ist nur schwach von der Energie abhängig und kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\lambda_{\text{att}} \simeq \lambda_0 \cdot (E [\text{GeV}])^{0.13} \quad (4.31)$$

Auch die transversale Ausdehnung ist materialunabhängig in Einheiten von λ_0 anzugeben. In einem Zylinder mit dem Radius von $1\lambda_0$ befindet sich etwa 95% der gesamten Schauerenergie [FAB87].

Um die Geometrie des Kalorimeters für den ZEUS-Detektor festzulegen, wurden im Vorfeld der Entwicklung als WA78-H1-ZEUS Kollaboration Experimente mit Uran-SZI- und Eisen-SZI-Kalorimetern durchgeführt [KRÜ84]. Es konnte gezeigt werden, daß man zum 95%igen Einschluß von 90% aller Schauer für 10 GeV-Teilchen ein Kalorimeter der Tiefe $5.3\lambda_0$ benötigt, bei 30 GeV sind es $6.5\lambda_0$ und bei 135 GeV $7.9\lambda_0$. Betrachtet man Teilchenjets dieser Energie, so sind die erforderlichen Kalorimeterdicken etwas geringer, da Jets aus vielen niederenergetischeren Teilchen zusammengesetzt sind, die schon früher durch das Absorbermaterial im Kalorimeter gestoppt werden. Auf dieser Grundlage zeigte sich, daß für das ZEUS-Kalorimeter unter Berücksichtigung der HERA-Kinematik im Vorwärtsbereich eine Tiefe von mindestens $6.6\lambda_0$ und im Barrelbereich von $4.9\lambda_0$ erforderlich ist.

4.4.3 Die Energieauflösung

Wie bei den elektromagnetischen Schauern hängt die Genauigkeit der Energiemessung bei Hadronen von verschiedenen Beiträgen ab:

Intrinsische Fluktuationen

Die Gesamtenergie eines hadronischen Schauer teilt sich bei seiner Entwicklung auf verschiedene Komponenten auf, die auf unterschiedliche Weise ihre Energie in den aktiven Lagen deponieren:

1. Hervorgerufen durch die Produktion sekundärer π^0 und η^0 , welche anschließend in γ -Quanten zerfallen, wird inmitten des hadronischen Schauers eine elektromagnetische Kaskade ausgelöst. Die Deposition von Energie in den Nachweisschichten erfolgt hauptsächlich durch Ionisationseffekte niederenergetischer Elektronen und Positronen (siehe Abschnitt 4.3). Es stellt sich heraus, daß die mittlere Anzahl der produzierten π^0 logarithmisch mit der Schauerenergie ansteigt.

2. Ein bedeutender Teil der Primärenergie geht durch Anregung und Aufbruch von Kernen des Absorbermaterials verloren und steht daher nicht für die Produktion eines sichtbaren Signals zur Verfügung. Diese Verluste sind stark energieabhängig und können in Materialien mit hohem Z Werte von bis zu 40% annehmen [WIG87].
3. Ionisation des aktiven Mediums durch niederenergetische Protonen und Pionen. Der Anteil der Energie, der durch Ionisationseffekte deponiert wird, ist stark materialabhängig und beträgt für Uran 38%, Blei 43% und Eisen 58% [WIG87]. Weiterhin begrenzen mögliche Sättigungs- und Rekombinationseffekte die in den Nachweisschichten produzierte Signalmenge. Die im Szintillator produzierte Lichtmenge steigt dann nicht mehr mit der dort deponierten Energie an. Dieses Verhalten wird durch eine semiempirische Relation, dem sogenannten Birks'schen Gesetz beschrieben [BER87, BRÜ87]. So ist beispielsweise die Menge des gesammelten Lichtes pro Energieverlust von niederenergetischen Protonen wesentlich kleiner als die von äquivalenten MIPs.
4. Neutronen im MeV-Bereich, hauptsächlich produziert durch Kernverdampfung und Kernspaltung.
5. Nukleare γ -Quanten, die im Kalorimeter während Spallationsreaktionen, bei Kernspaltungen und durch Neutronen-Einfangsreaktionen erzeugt werden.

Für jede dieser Komponenten weist das Kalorimeter eine unterschiedliche Nachweeffizienz auf, repräsentiert durch die 'Sampling Fractions'. Unter intrinsischen Fluktuationen versteht man die Tatsache, daß Fluktuationen der Energieaufteilung auf die verschiedenen Komponenten von Ereignis zu Ereignis auch Fluktuationen bei der Produktion der nachweisbaren Signale bedingen. Darüber hinaus skalieren diese Schwankungen nicht mit $1/\sqrt{E}$, so daß auch die Energieauflösung im allgemeinen dieses erwünschte Verhalten nicht zeigt.

Der dominierende Beitrag zur Energieauflösung stellt die Tatsache dar, daß elektromagnetische und hadronische Schauer sehr verschiedene Antworten des Kalorimeters hervorrufen. Bedingt durch die hohen Bindungsenergieverluste, findet man bei Kaskaden ausgelöst durch Hadronen im Mittel kleinere Pulshöhen als bei Elektronen. Dieser Sachverhalt soll durch typische Pulshöhenspektren in Abbildung 4.4 veranschaulicht werden. Das üblicherweise in diesem Zusammenhang betrachtete Verhältnis der 'Sampling Fractions' nimmt somit einen Wert kleiner als 1 an ($R_e/R_h = \epsilon/h < 1$).

Eine Möglichkeit, die intrinsischen Fluktuationen zu minimieren, besteht darin, ein kompensierendes Kalorimeter zu bauen. Hier wird die Antwort des Kalorimeters auf einen elektromagnetischen Schauer und einen 'rein' hadronischen Schauer, in dem die elektromagnetische Komponente von der Betrachtung ausgeschlossen wird, im Mittel einander angepaßt ($\epsilon/h_i = 1$). Damit haben die Fluktuationen zwischen diesen Schauerkomponenten in erster Näherung keinen Einfluß auf die Produktion von Kalorimetersignalen und die Energieauflösung wird nicht mehr durch diesen Effekt verschlechtert. Darüber hinaus ist zu erwarten, daß sich die Genauigkeit der Energiemessung im kompensierenden Kalorimeter mit $1/\sqrt{E}$ verbessert.

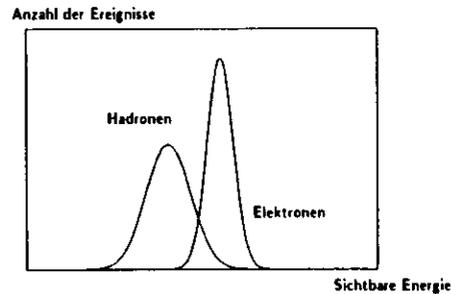


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Antwort von Elektronen und Hadronen im nicht-kompensierenden Kalorimeter

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Verhältnisse ϵ/h und ϵ/h_i für eine gewisse Kalorimeterkonstellation im allgemeinen unterschiedlich sind, da im zweiten Fall die elektromagnetische Komponente des hadronischen Schauers nicht berücksichtigt wird. Lediglich im Falle von Kompensation ergibt sich $\epsilon/h = 1 = \epsilon/h_i$.

Während in nichtkompensierenden Kalorimetern die intrinsischen Fluktuationen einen Beitrag von 40%-45%/√E zur Energieauflösung haben können, läßt sich diese Komponente im Falle von Kompensation auf etwa 10%-20%/√E reduzieren.

Monte-Carlo-Rechnungen zeigen allerdings, daß die Anforderungen, ein kompensierendes Kalorimeter zu bauen (siehe Abschnitt 4.4.4), sich nicht genau mit denen decken, die eine maximal gute intrinsische Auflösung bedingen [WIG87]. Es stellt sich jedoch heraus, daß die gesamte Energieauflösung ungefähr ein Minimum erreicht, wenn Kompensation eingestellt ist.

Sampling Fluktuationen

Wie in Abschnitt 4.3.4 bereits beschrieben, kommt ein zusätzlicher Beitrag zur Energieauflösung daher, daß in Sampling Kalorimetern nur ein Bruchteil der Schauerenergie in den aktiven Schichten nachgewiesen und dann auf die Gesamtenergie zurückgeschlossen wird. Statistische Schwankungen hierbei wirken sich negativ auf die Energieauflösung aus. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die Sampling Fluktuationen bei hadronischen Schauern ungefähr doppelt so groß sind wie bei elektromagnetischen Kaskaden. Die Gründe für dieses Phänomen sind bisher noch nicht verstanden.

Instrumentelle Auflösung

Ebenso, wie für elektromagnetische Schauer bereits ausgeführt, haben Energielecks und alle instrumentellen Effekte, die Fluktuationen bei der Umwandlung von Licht oder Ladung im Kalorimeter in meßbare Signale erzeugen, einen negativen Einfluß auf die Energieauflösung des Detektors. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß diese Fluktuationen zum Teil nicht mit $1/\sqrt{E}$ skalieren und somit die Auflösung des Kalorimeters im Bereich hoher Energien begrenzen.

4.4.4 Einstellen von Kompensation

Wie im vorangegangenen Abschnitt angedeutet, ist es für eine Minimierung der Fehler bei der Energiemessung notwendig, ein Kalorimeter zu bauen, in dem Elektronen- und Hadronenschauer derselben Gesamtenergie die gleiche Signalmenge im Detektor erzeugen.

Kompensation kann durch zwei Verfahren erreicht werden:

1. Zum einen kann man, wenn das Kalorimeter sehr fein segmentiert ist, die elektromagnetische Komponente, welche in kleinen Raumbereichen des Kalorimeters sehr viel mehr Energie deponiert als die hadronische, bei der Analyse der Daten künstlich reduzieren. Man erhält nun eine 'gewichtete' sichtbare Energie E'_{vis} aus der gemessenen sichtbaren Energie E_{vis} , zum Beispiel durch eine Relation wie $E'_{vis} = E_{vis}(1 - c \cdot E_{vis})$, wobei c eine Konstante darstellt [KLE84].
2. Eine weitere Möglichkeit, Kompensation zu erreichen, besteht darin, das Kalorimeter sofort so zu konzipieren, daß $\epsilon/h = 1$ eingestellt wird. Wie noch darzustellen ist, hängt die Antwort des Kalorimeters auf die einzelnen Schauerkomponenten entscheidend von der Geometrie, von den

verwendeten Materialien, sowie von der Ausleselektronik ab. Diese Abhängigkeiten können gezielt so eingesetzt werden, daß die elektromagnetische Antwort abgeschwächt und die hadronische Antwort verstärkt wird, um auf diese Art eine Angleichung zu erreichen.

Im weiteren soll nur auf das zweite Verfahren eingegangen werden.

Zum sichtbaren Kalimetersignal tragen Ionisationseffekte, Neutronen und hochenergetische Photonen bei. Daher kann das Verhältnis der 'Sampling Fractions' von elektromagnetischen und rein hadronischen Schauern allgemein so dargestellt werden:

$$\frac{\epsilon}{h_s} = \frac{\epsilon/mip}{\langle f_{ion} \rangle \cdot ion/mip + \langle f_n \rangle \cdot n/mip + \langle f_\gamma \rangle \cdot \gamma/mip} \quad (4.32)$$

mit:

- $\langle f_i \rangle$: Mittlerer Teil der im Schauer durch eine bestimmte Komponente vorhandenen Energie. Die elektromagnetischen Anteile sind nicht berücksichtigt.
- i/mip : 'Sampling Fraction' der einzelnen Schauerkomponenten.

Niedrige Einschubenergien ($E < 2$ GeV) ausgenommen, wobei das einfallende Hadron keinen ausgebildeten Schauer entwickelt, sind die Bruchteile $\langle f_i \rangle$ der Gesamtenergie für die einzelnen Schauerkomponenten nahezu energieunabhängig. Sie stellen in erster Näherung Konstanten dar, die durch die Kernladungszahl des Absorbermaterials festgelegt werden. Einige typische Werte für Blei- und Uran-Kalorimeter mit Szintillatorauslese sind in Tabelle 4.3 dargestellt [BER87].

Typ des Kalorimeters	$\langle f_{ion} \rangle$ [%]	$\langle f_n \rangle$ [%]	$\langle f_\gamma \rangle$ [%]
Pb-SCI	46.7	12.1	7.3
U-SCI	41.8	19.5	21.6

Tabelle 4.3: Bruchteil der von verschiedenen Komponenten getragenen Schauerenergie.

Es soll im weiteren kurz auf die 'Sampling Fractions' der im Schauer vorhandenen verschiedenen Komponenten eingegangen werden:

e/mip

Über den Beitrag von Elektronen in Vergleich zu MIPs ist bereits im Abschnitt über elektromagnetische Schauer geschrieben worden. An dieser Stelle sei nur noch einmal der Wert für die spezielle Geometrie des ZEUS-Kalorimeters angegeben:

$$\frac{\epsilon}{mip} = 0.62 \quad (4.33)$$

γ/mip

Niederenergetische Photonen ($E_\gamma < 50$ MeV) werden im Kalorimeter hauptsächlich durch Spallationsreaktionen, inelastische $(n,n'\gamma)$ -Reaktionen, bei Kernspaltungen und durch Neutroneneinfangreaktionen erzeugt. Die ersten drei Mechanismen finden augenblicklich statt, die letzte Reaktion erfolgt zum Teil erheblich verzögert, weil die Neutronen, die diese Reaktion induzieren, erst thermalisiert werden müssen. Kalorimeter mit Absorbern von hohem Z sind sehr ineffektiv für den Nachweis von Photonen. Simulationsrechnungen zeigen, daß im Vergleich zu einem MIP nur ein Bruchteil der totalen Energie

als sichtbare Energie im Kalorimeter deponiert wird. γ/mip ist extrem von der Energie des Photons abhängig. In einem hadronischen Schauer haben mehr als 90% der freigesetzten γ -Quanten Energien unter 2 MeV [WIG87]. MC-Simulationen zeigen, daß in einer Kalorimeterkonfiguration von 3 mm ^{238}U und 2.5 mm Szintillator sich γ/mip -Verhältnisse von 0.5-0.6 ($E_\gamma \approx 2$ MeV) und nahezu 0 ($E_\gamma \approx 0.1$ MeV) ergeben [BER87]. Für ein γ -Spektrum von nuklearen Spaltungsreaktionen kann man einen Mittelwert angeben [WIG87]:

$$\frac{\gamma}{mip} \approx 0.3 \quad (4.34)$$

Da dieses Verhältnis wesentlich kleiner als 1 ist, stellen sich die γ -Quanten offensichtlich nicht als eine Komponente des Schauers heraus, mit der man die Energieverluste im hadronischen Schauer kompensieren kann.

n/mip

Neutronen können auf vielfältige Art und Weise Energie im Detektor deponieren. Im Hochenergiebereich werden sie bevorzugt inelastische Kollisionen mit weiteren Kernen des Absorbermaterials durchführen und zur weiteren Ausdehnung des hadronischen Schauers beitragen. Wenn die Energie dazu im Laufe der Kaskadenentwicklung zu klein geworden ist ($E < 20$ MeV), kommen weitere Effekte hinzu, wie zum Beispiel die elastische Streuung an Kernen des Absorber- und Nachweismaterials, sowie Einfang- und Spaltungsreaktionen. Die Wirkungsquerschnitte hierfür sind gut bekannt und werden in Abbildung 4.5 verdeutlicht [BRÜ87].

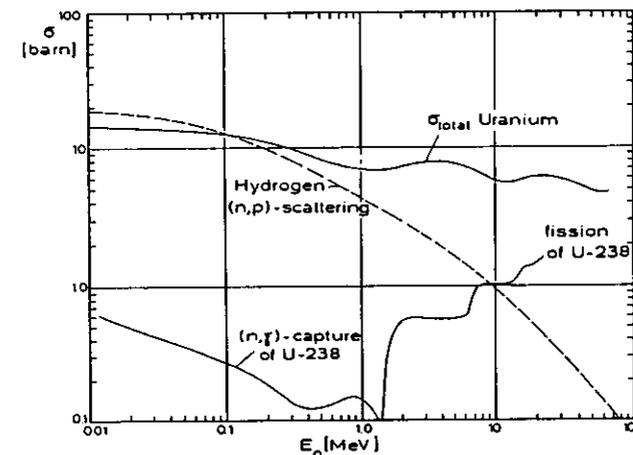


Abbildung 4.5: Einige Wirkungsquerschnitte für Reaktionen von Neutronen in $^{238}\text{Uran}$.

Als wichtigster Prozeß im Hinblick auf eine effektive Energiedeposition im Kalorimeter stellen sich Proton-Rückstoßprozesse im aktiven Medium heraus. Abbildung 4.5 zeigt zusätzlich den Wirkungsquerschnitt für die (n,p) -Streuung. Man erkennt, daß für niederenergetische Neutronen ($E_n < 1$ MeV) dieser Wirkungsquerschnitt mit dem für (n,U) -Reaktionen nahezu übereinstimmt. Der mittlere Energieübertrag allerdings ist für die (n,U) -Streuung aufgrund der unterschiedlichen Teilchenmassen ungefähr um einen Faktor 200 kleiner. Die bei den verschiedensten Reaktionen reichlich produzierten

Neutronen geben ihre Energie also vor allem an die freien Protonen des Auslesemediums ab. Weil dieser Effekt für kleine Neutronenenergien dominierend ist, resultiert automatisch ein sehr weiches Protonenspektrum. Ein Proton in diesem Energiebereich verliert nach Durchqueren einer 2.5 mm dicken Szintillatorschicht typischerweise 17 MeV seiner Energie durch Ionisation [WIG87], so daß die Rückstoßprotonen praktisch ihre gesamte Energie in dem Szintillator deponieren, in dem sie durch die (n,p)-Reaktion erzeugt wurden. Ein 3 MeV Neutron kann auf diese Weise bis zu 50% seiner kinetischen Energie direkt in den Nachweisschichten unterbringen. Zum Vergleich: MIPs lassen etwa 6% ihrer Energie in den Detektorlagen, n/mip ist damit deutlich größer als 1. Praktisch wird diese Relation jedoch reduziert, weil Sättigungs- und Rekombinationseffekte im Szintillator die sichtbare Energie stark begrenzen.

Die durch die Rückstoßprotonen deponierte Energie wird nicht von der Kalorimeterstruktur abgetastet. Daher ist die 'Sampling Fraction' für Neutronen in erster Näherung nicht von der Dicke der gewählten Nachweisschichten abhängig, ganz im Gegensatz zur 'Sampling Fraction' eines MIPs. Es zeigt sich somit, daß n und mip keine einander proportionalen Größen sind. Das Verhältnis n/mip von Kalorimetern, die freie Protonen im Auslesemedium haben, hängt vom mip -Wert direkt ab, oder anders formuliert, n/mip wird empfindlich vom Schichtdickenverhältnis der Absorber- und Detektorschichten beeinflusst.

Durch die Möglichkeit, niederenergetische Neutronen sehr effektiv nachweisen zu können, hat man ein Werkzeug in der Hand, ein kompensierendes Kalorimeter aufbauen zu können, wobei sich das Verhältnis

$$R_d = \frac{\text{Dicke des Absorbermaterials}}{\text{Dicke des Detektormaterials}}$$

als der entscheidende Parameter herausstellt. Eine spezielle Einstellung von R_d , so hat sich herausgestellt, kann nicht nur Kompensation, sondern sogar ein Überkompensation erreichen, die Antwort auf Hadronen ist dann größer als auf Elektronen.

Ein weiterer interessanter Effekt kommt durch den Einfang von niederenergetischen Neutronen durch einen ^{238}U -Kern zustande; die Differenz der Bindungsenergie zu ^{238}U von 4.8 MeV wird in Form von γ -Quanten freigesetzt. Bedingt durch die große Anzahl von Neutronen speziell in Urankalorimetern ist bei diesem Effekt eine große Energiemenge beteiligt. Da dieser Prozeß bedingt durch die Thermalisationszeit der Neutronen aber erst bis zu 1 μs verspätet stattfindet und typische Signalintegrationszeiten der Ausleseelektronik im Bereich von 100 ns liegen, wird abhängig von der gewählten Integrationszeit nur ein Teil der so deponierten Energie nachgewiesen. Das e/h -Verhältnis ist daher von der eingestellten Integrationszeit der Elektronik abhängig, und kann für Zeiten von 50 ns bis 600 ns um etwa 7% verändert werden [BRÜ86b].

p/mip

Die Art und Weise, wie Neutronen ihre Energie im Kalorimeter deponieren, macht es notwendig, sich Gedanken über die Antwort von Protonen im Detektor zu machen.

Hochenergetische Protonen, die zur Entwicklung der Teilchenkaskade beitragen, werden sich ähnlich wie minimal ionisierende Teilchen verhalten. Für niederenergetische Protonen wird sich das Verhalten im Vergleich zu MIPs aus folgenden Gründen unterscheiden [WIG87]:

- Die Reichweite niederenergetischer Protonen ist begrenzt. Senkrecht eintretende Protonen der Energie 40 MeV werden durch 3 mm starke Uranplatten gestoppt und tragen somit nicht zur sichtbaren hadronischen Energie bei. Dieser Effekt verkleinert p/mip .
- Das Verhältnis $(dE/dx)_{\text{Detektor}} / (dE/dx)_{\text{Absorber}}$ wird sich für nichtrelativistische Protonen stark von MIPs unterscheiden, was p/mip vergrößert.

- Sättigungs- und Rekombinationseffekte im aktiven Medium begrenzen die Menge des nachweisbaren Signals für große Ionisationsdichten und tragen auf diese Weise zur Verkleinerung von p/mip bei.
- Vielfachstreuung weicher Protonen in Absorbern mit hohem Z . Durch diesen Mechanismus erwartet man eine Verkleinerung von p/mip .

Die Berücksichtigung aller Effekte bedeutet insgesamt eine Reduktion von p/mip . Abhängig von der exakten Absorberdicke beträgt dieses Verhältnis im Mittel für Uran-SZI-Kalorimeter:

$$\frac{p}{mip} \simeq 0.9 \quad (4.35)$$

Sind keine begrenzenden Sättigungseffekte im Auslesemedium vorhanden, indem beispielsweise Siliziumdioden verwendet werden, können durchaus auch p/mip -Werte größer als 1 erreicht werden [WIG87].

ion/mip

Der Gesamtbeitrag durch Ionisation ist als Summe von verschiedenen Beiträgen zu verstehen. 70% bis 75% der Ionisation wird durch Protonen aus den Spallationsreaktionen hervorgerufen, der Rest erfolgt durch hochenergetische Pionen, die sich ähnlich wie MIPs verhalten.

Das Verhältnis von ion/mip ändert sich nicht mit der Veränderung der Absorberdicke, ist aber stark abhängig von der gewählten Stärke der Detektorschichten.

Zusammenfassung

Das für eine möglichst gute Energieauflösung eines Sampling Kalorimeters wichtige Verhältnis der 'Sampling Fractions' von Elektronen und Hadronen e/h ist von einer Vielzahl Faktoren abhängig:

- Kernladungszahl des Absorbermaterials.
- Eigenschaften des Auslesemediums: Dicke, Sättigungseffekte, Protonendichte.
- Dicke des Absorbers und aktiven Mediums, sowie von ihrem Verhältnis R_d .
- Signalintegrationszeiten der Ausleseelektronik

Durch geeignete Berücksichtigung dieser Bedingungen ist es möglich, ein kompensierendes Kalorimeter zu bauen, welches eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_{E,\text{Hadron}}}{E} \simeq 35\%/\sqrt{E} \quad (4.36)$$

erreicht und eine weitgehend lineare Antwort von Hadronen auf die Einfallenergie gewährleistet.

Kapitel 5

Testmessungen mit dem Prototypkalorimeter

5.1 Das Testprogramm

In den folgenden Kapiteln sollen Ergebnisse aus Testmessungen an einem Prototypen des ZEUS-Kalorimeters beschrieben werden, die in der Zeit vom 29.03. bis 08.04.1989¹ und vom 12. bis 18.06.1989² am Proton-Synchrotron (PS) des CERN durchgeführt wurden. Die während dieser Meßzeiten angegangenen Fragestellungen waren:

- Experimentelle Bestimmung der Antwort des Kalorimeters auf Teilchen im Impulsbereich von 0.5 GeV/c bis 10.0 GeV/c.
- Messung des Einflusses von totem Material vor dem Kalorimeter. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse bei verschiedenen Teilchenimpulsen mit 0, 1, 2 und 3 X_0 Aluminium vor dem Prototypen durchgeführt. Es befindet sich im ZEUS-Detektor typischerweise 1 X_0 Aluminium vor dem hochauflösenden Kalorimeter.
- Aufgrund der durchgeführten Messungen werden darüber hinaus experimentelle Daten zur Verfügung gestellt, mit denen Aussagen verschiedener Monte-Carlo-Rechnungen überprüft und ihre Parameter optimiert werden können.
- Studium des Verhaltens der endgültigen Ausleseelektronik des ZEUS-Kalorimeters; es standen erste Prototypen zur Verfügung.

Die vorzustellenden Ergebnisse bezüglich des Niederenergieverhaltens verschiedener Teilchen wurden aus den Daten von Test 816 ermittelt. Während dieser Meßperiode wurden Elektronen, Positronen, sowie positiv und negativ geladene Pionen und Protonen mit Impulsen von 0.5 GeV/c bis 10.0 GeV/c in das Kalorimeter eingeschossen³.

Die Auswertungen der Messungen mit totem Material vor dem Kalorimeter wurden auf der Grundlage von Daten durchgeführt, die während Test 819 aufgezeichnet wurden. Die hier verwendeten Teilchenimpulse betragen 0.5, 1.0, 2.0 und 5.0 GeV/c.

¹Interne Bezeichnung der Meßperiode: Test 816

²Interne Bezeichnung der Meßperiode: Test 819

³Verwendete Impulse: 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 5.0, 7.0 und 10.0 GeV/c

Es wurden für jeden Impuls Runs mit jeweils 5000 Elektronen beider Polarität, insgesamt 10000 Hadronen positiver (Mischung von Pionen und Protonen), sowie 5000 Pionen negativer Polarität aufgezeichnet.

5.2 Beschreibung des Prototypen

Als Prototyp des ZEUS-Kalorimeters wurden an der York-Universität in Kanada im Herbst 1987 vier identische Module gefertigt, die aus jeweils vier Auslesetürmen mit einer Frontfläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ bestehen. Schematisch ist dies in Abbildung 5.1 dargestellt. Die mechanische Konstruktion der Prototypmodule ist nahezu identisch mit dem des endgültigen ZEUS-Kalorimeters. Zur detaillierteren Beschreibung sei auf Kapitel 3 verwiesen, an dieser Stelle soll nur eine kurze Zusammenfassung gegeben werden.

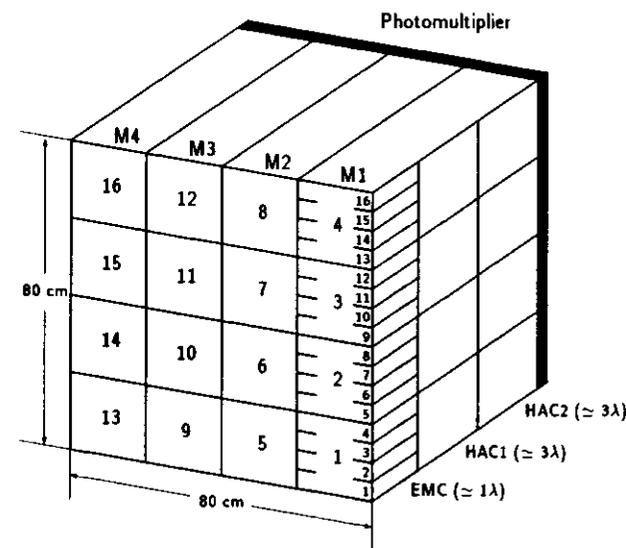


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der 4 Prototypmodule

Als Sampling Kalorimeter besteht der Prototyp aus einander abwechselnden Uran- und Szintillator-schichten. Die Absorberplatten weisen eine Dicke von 3.3 mm auf und sind in 0.2 mm (EMC) und 0.4 mm (HAC) starke Stahlfolie eingeschweißt. Sie werden mit Abstandsstücken aus Wolfram-Carbid auseinandergehalten, die jeweils an den Ecken der hadronischen Sektionen positioniert sind.

Als aktives Medium wird Szintillationsmaterial des Typs SC5N38 mit einer Dicke von 2.6 mm verwendet; es ist aus Uniformitätsgründen in schwarz bedrucktes 'Tyvek'-Papier eingehüllt.

Longitudinal ist das Kalorimeter in 3 Bereiche unterteilt: der elektromagnetische Teil (EMC) und zwei hadronische Teile (HAC1, HAC2), welche eine totale Dicke von $1\lambda_0$ (EMC) und $3\lambda_0$ (HAC1, HAC2) aufweisen. Während die beiden Sektionen des hadronischen Kalorimeters jeweils als Türme der Fläche $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ausgelesen werden, ist die elektromagnetische Sektion feiner segmentiert. Hier wird das

entstehende Szintillationslicht in Streifen mit dem Querschnitt $5 \times 20 \text{ cm}^2$ nachgewiesen.

Das elektromagnetische Kalorimeter setzt sich zusammen aus einer 15 mm starken Aluminium-Frontplatte, gefolgt von einer Szintillatorschicht und insgesamt 25 DU-SZI-Lagen. Nach der 3. und 6. Lage sind jeweils 1 cm tiefe Lücken im Kalorimeteraufbau ausgespart, welche die zur Elektron-Hadron-Separation verwendeten Halbleiterdetektoren beherbergen können.

Die beiden Teile des hadronischen Kalorimeters (HAC1, HAC2) schließen sich direkt dem EMC an und bestehen aus jeweils 80 DU-SZI-Lagen.

Um die Szintillatoren auszulesen, sind seitlich an jedem Modul Wellenlängenschieber und Lichtleiter angebracht, welche das entstandene Licht auf Photomultiplier am hinteren Ende des Kalorimeters leiten. Die zentralen Türme des Prototypen werden mit WLS ausgelesen, die vollständig aus PMMA bestehen, welches mit dem Farbstoff Y7 und einem UV-Absorber dotiert ist. Die Außenbereiche des Kalorimeters hingegen sind mit Wellenlängenschiebern und Lichtleitern eines älteren Designs bestückt. Sie bestehen aus zwei aneinandergeliebten PMMA-Stücken, wobei das eine zur Einkopplung des Lichtes mit dem Farbstoff und dem UV-Absorber dotiert ist und das andere zur Leitung des Lichtes klares Material verwendet. Der Nachteil dieser Anordnung besteht in den Transmissionsverlusten an der Klebnaht, wodurch die Lichtausbeute des optischen Systems reduziert wird. Der Einschubort der Teilchen wurde bei den Testmessungen daher gerade so gewählt, daß der größte Teil der Einfallenergie in den zentralen Bereichen des Prototypen deponiert wurde, die mit den neuen Wellenlängenschiebern ausgestattet waren.

Als Auslesemedium werden PMMA-Lichtleiter der Dicke 2 mm verwendet, welche mit dem Farbstoff Y7 mit einer Konzentration von 30 ppm (EMC) und 45 ppm (HAC1/2) dotiert sind. Die Uniformität wird wie bei den Szintillatoren mit schwarz bedruckten Aluminium-Reflektoren auf der Rückseite korrigiert.

Insgesamt werden zur Auslese der 4 Türme eines Moduls 48 Photomultiplier verwendet. Die 32 für den elektromagnetischen Bereich zuständigen Lichtleiter sind mit Photoröhren des Typs XP2972 von VALVO ausgestattet, während die 16 Kanäle der hadronischen Sektionen mit Photomultipliern des Typs XP2081 ausgelesen werden. Die Versorgung mit Hochspannung wird durch rechnergesteuerte Netzgeräte der Marke LeCroy 4032, welche in der Meßbühne untergebracht sind, in Verbindung mit direkt am Photomultiplier installierten Widerstands-Spannungsteilern durchgeführt.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Unterschiede des Prototypen zum endgültigen Kalorimeter für das ZEUS-Experiment:

- Die Prototypmodule bestehen aus jeweils 4 Türmen, im Experiment sind pro Modul bis zu 23 Ausleseeinheiten zu finden.
- In der endgültigen Version werden keine Widerstands-Spannungsteiler, sondern Cockcroft-Walton-Generatoren zur Spannungsversorgung verwendet.
- Das Prototypkalorimeter ist noch nicht überall mit den Wellenlängenschiebern und Lichtleitern des endgültigen Designs ausgestattet.
- Zur Auslese des Szintillationslichtes werden hier andere Photomultiplier als im Kalorimeter des ZEUS-Experiments eingesetzt.
- Als Ausleseelektronik werden Prototypen der endgültigen Kalorimerelektronik verwendet, dazu ausführlicher in Abschnitt 5.4.

Um den Teilchenstrahl des Beschleunigers auf jeden Punkt der Frontfläche des Prototypen zu bringen, sind die vier Module in einen mechanischen Überrahmen eingebaut, der horizontal und vertikal bewegt werden kann. Die gesamte Anordnung kann weiterhin um einen festen Punkt relativ zur Strahlachse

gedreht werden. Auf diese Weise ist man in der Lage, die Teilchen unter definiertem Winkel in die Kalorimeterstruktur einfallen zu lassen. Von dieser Möglichkeit wird bei Uniformitätsmessungen Gebrauch gemacht, die jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet werden.

Zum Abschluß dieses Abschnittes seien noch kurz die Nummerierungskonventionen des Prototypkalorimeters aufgeführt (siehe auch Abbildung 5.1).

Die Module werden von 1–4 durchgezählt, wobei sie in dieser Reihenfolge aus Strahlrichtung gesehen von links nach rechts aufgestellt sind. Die verschiedenen Türme eines Moduls werden von unten beginnend ebenfalls von 1–4, die einzelnen Streifen des elektromagnetischen Teils von 1–16 durchnummeriert. Eine Zählweise der verschiedenen PM-Kanäle erfolgt in Gruppen zu je 12 Photomultipliern (1 Turm), beginnend bei Turm 1 in Modul 1 bis Turm 4 in Modul 4, wobei zunächst die 8 EMC-Kanäle und anschließend die 4 HAC-Röhren eines Turmes gezählt werden.

5.3 Experimenteller Aufbau

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden experimentellen Untersuchungen wurden am T7-Strahl in der Osthalle des CERN-PS durchgeführt.

Im Synchrotron wird ein Protonenstrahl auf eine Energie von 24 GeV beschleunigt und die Protonen nach dem Beschleunigungsvorgang langsam auf ein 7 cm dickes Wolfram-Target extrahiert, in dem sie durch inelastische Kernwechselwirkungen sekundäre Teilchen (π^+ , π^0 , π^- , K^+ , K^- , p , \bar{p} , e^+ , e^- , μ) produzieren. Das sich dahinter befindliche System aus Ablenk- und Fokussiermagneten wirkt als Spektrometer, welches abhängig von den eingestellten Magnetströmen aus allen produzierten Teilchen nur die eines definierten Impulses und Winkelbereiches aussortiert und sie etwa 30 m hinter dem Target auf die Frontfläche des dort positionierten Kalorimeters fokussiert. Mit einem System von Kollimatoren kann sowohl die Größe des Fokus auf dem Prototypen, als auch die Impulsunschärfe des Teilchenstrahls eingestellt werden.

Der verwendete experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

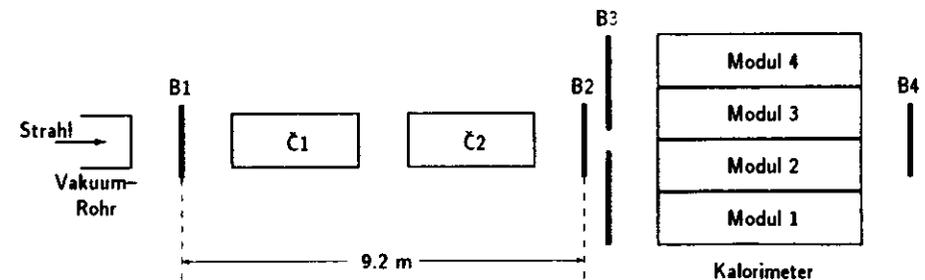


Abbildung 5.2: Experimenteller Aufbau am T7-Strahl des CERN-PS

Um den Strahl zu definieren und auf ankommende Teilchen zu triggern, werden vier Szintillationszähler (B1,...,B4) eingesetzt. B1 und B2 sind für die grobe Strahlbestimmung zuständig, die Szintillatoren haben jeweils eine aktive Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Der Detektor B3 wird als Vetozyähler verwendet, um Strahl-Halo-Teilchen, welche parallel zur Strahlachse fliegen, zurückzuweisen. Er hat eine aktive Fläche von $80 \times 80 \text{ cm}^2$, bedeckt somit die Stirnfläche des Kalorimeters vollständig und ist in der Mitte mit einem Loch des Durchmessers 3 cm versehen. Der Szintillationszähler B4, seine sensitive Größe

beträgt $15 \times 15 \text{ cm}^2$, befindet sich hinter dem Kalorimeter. Er wird für die Erkennung von Myonen verwendet.

Zur Teilchenidentifikation sind vor dem Prototypen zwei Čerenkovzähler der Länge 390 cm ($\dot{C}1$) und 340 cm ($\dot{C}2$) im Strahlengang aufgestellt. Abhängig von der Art der Teilchenidentifikation werden sie bei 2 verschiedenen Drücken betrieben:

1. Der Druck pr_1 ist je nach Strahlimpuls so eingestellt, daß durch die Č-Zähler eine Trennung von Elektronen und Hadronen gewährleistet wird.
2. Der Druck pr_2 wird bei Impulsen von 3 GeV/c und höher dazu verwendet, Elektronen und Pionen von Protonen zu separieren.

Für die Online-Teilchenidentifikation wird hingegen nur ein Čerenkovzähler verwendet. Die Triggerbedingungen für die verschiedenen Teilchensorten lauten im einzelnen:

Beam	: $B1 \cdot B2 \cdot \overline{B3}$	
Elektronen	: $\text{Beam} \cdot \dot{C}2 (pr_1)$	
Hadronen	: $\text{Beam} \cdot \overline{\dot{C}2} (pr_1)$	für $p < 3 \text{ GeV}/c$
Pionen	: $\text{Beam} \cdot \dot{C}2 (pr_2)$	für $p \geq 3 \text{ GeV}/c$
Protonen	: $\text{Beam} \cdot \overline{\dot{C}2} (pr_2)$	für $p \geq 3 \text{ GeV}/c$
Myonen	: $\text{Beam} \cdot B4$	

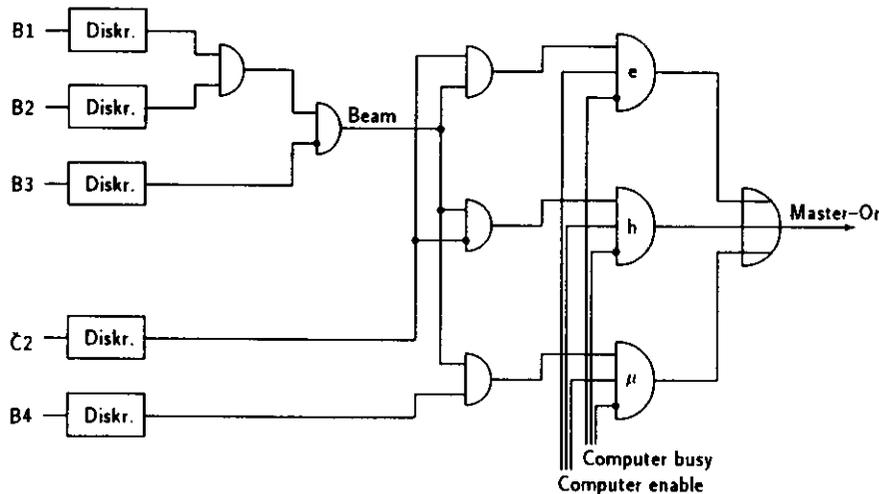


Abbildung 5.3: Prinzipzeichnung der schnellen Triggerelektronik

Die von den Szintillationszählern kommenden Signale werden zunächst von Diskriminatoren selektiert, um Zufallskoinzidenzen durch das Rauschen der Röhren so weit wie möglich zu unterdrücken, bevor sie als Rechtecksignale gemäß der dargestellten Logik weiterverarbeitet werden. Sämtliche in der schnellen Triggerelektronik verwendeten Koinzidenzen sind so eingestellt, daß der Zeitpunkt eines Ereignisses,

auch MASTER-OR-Signal genannt, durch die Ankunft des B2-Pulses bestimmt wird. Der Aufbau der Schaltung zur Bestimmung der Triggerentscheidungen ist in Abbildung 5.3 skizziert.

Um die Möglichkeit der Teilchenidentifikation im Bereich kleiner Impulse zu erweitern, wurde zusätzlich eine Anordnung geschaffen, die die Flugzeit (TOF⁴) der Teilchen zwischen den Triggerzählern B1 und B2 mißt, welche in einem Abstand von 9.2 m im Strahlengang stehen. Niederenergetische Pionen und Protonen können so aufgrund ihrer unterschiedlichen Flugzeit bis zu Impulsen von etwa 2.5 GeV/c voneinander getrennt werden (siehe Abschnitt 5.6.1).

Material	dE/dx [MeV/g/cm ²]	Dichte [g/cm ³]	Dicke [cm]	Energieverlust [MeV]
1 Fenster des Vakuumrohres				
4 Fenster der Č-Zähler	1.86	1.39	0.55	1.4
2 Spiegel der Č-Zähler				
4 Fenster der Driftkammern (Test 816)				
Szintillator	1.95	1.03	1.50	3.0
Luft	1.82	$1.29 \cdot 10^{-3}$	500	1.2
CO ₂ in den Č-Zählern (0.8 atm)	1.82	$1.58 \cdot 10^{-3}$	800	2.3
Summe				7.9 ± 1.0

Tabelle 5.1: Abschätzung des Energieverlustes eines MIPs vor dem Kalorimeter

Im Hinblick auf die Datennahme mit niederenergetischen Teilchen ist es wichtig, den Einfluß des vor dem Kalorimeter aufgestellten Materials zu betrachten. Nach dem letzten Ablenkmagneten befinden sich noch die beiden mit CO₂-Gas gefüllten Čerenkovzähler im Strahlengang, welche bei kleinen Impulsen mit einem Druck von 0.8 atm betrieben wurden, die jeweils 5 mm dicken Szintillationszähler und diverse Zwischenräume aus Luft. Während Test 816 waren aus früheren Messungen weiterhin zwei Driftkammern installiert, die aber vor Beginn der Meßperiode 819 aus dem Strahl entfernt wurden. Durch die Anwesenheit dieses Materials verlieren die Teilchen durch Ionisation einen Teil ihrer Bewegungsenergie schon vor der Energiemessung im Kalorimeter. Dieser Effekt muß daher bei der Analyse berücksichtigt werden. Zur Abschätzung der Größe dieses Energieverlustes wird angenommen, daß sowohl alle Gasfenster, als auch die Spiegel in den Čerenkovdetektoren aus Material bestehen, welches sich wie 0.5 mm dicke Mylar-Folie hinsichtlich des Ionisationsverlustes von Teilchen verhält. Die zur Berechnung verwendeten Werte des Energieverlustes, sowie die genauen Materialangaben sind Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die Ergebnisse zeigen, daß ein minimal ionisierendes Teilchen insgesamt etwa 8 MeV seiner Energie vor dem Kalorimeter verliert.

Vor Beginn der Datennahme einer jeden Meßperiode wurde eine Reihe von vorbereitenden Maßnahmen durchgeführt. Dazu gehörte zum Beispiel die Überprüfung der genauen Anordnung sämtlicher Szintillationszähler und Čerenkovdetektoren in Bezug auf die Strahlachse.

Das Magnetfeld der beiden letzten Korrekturmagneten wurde weiterhin für jeden Teilchenimpuls variiert, um auf diese Weise die Lage der Strahlachse relativ zum Experiment zu optimieren. In Tabelle A.1 sind die nach der Justierung bei Test 816 beobachteten Teilchenraten aufgeführt. Neben der Anzahl der $B1 \cdot B2 \cdot \overline{B3}$ -Koinzidenzen pro 10 000 $B1 \cdot B2$ und den dazugehörigen Triggerraten für Elektronen, Hadronen und Myonen erkennt man hier die mittlere Triggerrate pro Spill für einen bestimmten Teilchenimpuls und den jeweils verwendeten Čerenkovdrück. Da diese Angaben aber stark vom augenblicklichen Zustand des Strahls im Beschleuniger abhängen, stellen sie lediglich eine grobe Veranschaulichung der Situation am T7-Meßplatz dar.

Eine weitere Prozedur vor Beginn der eigentlichen Datennahme ist die Bestimmung der genauen

⁴Time Of Flight: Flugzeit der untersuchten Teilchen.

Kalorimeterposition relativ zur Strahlachse. Dazu wird durch Bewegung des Kalorimeters der Teilchenstrahl horizontal und vertikal über die Grenzlinie zweier benachbarter EMC-Streifen gefahren und an verschiedenen Positionen Elektronen-Runs durchgeführt. Durch den Vergleich der Mittelwerte in den Online-Pulshöhenspektren beider EMC-Kanäle kann die Position der Grenze zwischen den Streifen und damit des gesamten Kalorimeters mit einer Genauigkeit von etwa 1 mm bestimmt werden.

5.4 Die Ausleseelektronik

Zur Auslese des Testkalorimeters wurden während einer Strahlzeit im November 1988 Prototypen der endgültigen, auch im ZEUS-Experiment verwendeten Elektronik installiert. In Abbildung 5.4 ist das Prinzipschaltbild dargestellt.

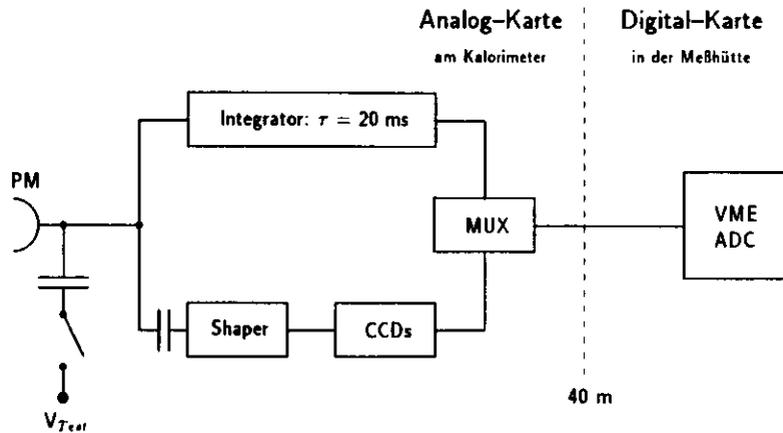


Abbildung 5.4: Prinzipschaltung der Ausleseelektronik (Prototyp)

Die Anoden der Photomultiplier sind durch 2 m lange Koaxialkabel mit den sogenannten 'Front end' (FE)-Karten verbunden.

Auf den FE-Karten befindet sich einerseits eine Integratorschaltung, die das durch die natürliche Radioaktivität des Urans hervorgerufene Signal mit einer Zeitkonstante von 20 ms aufsummiert, sowie andererseits eine Vorrichtung zur Vermessung der Ladungsmenge von Teilchenpulsen. Die Signale laufen zunächst durch den sogenannten 'Shaper', der sie mit einer Zeitkonstante von 33 ns differenziert und dreimal integriert. Daraus entsteht ein Puls mit einer Halbwertsbreite von etwa 100 ns, dessen Maximum proportional zur ursprünglichen Ladung am Photomultiplier ist. Anschließend wird dieses Signal an fünf Stützstellen nach jeweils 96 ns abgetastet (siehe Abbildung 5.5) und die Ladungen in eine analoge Verzögerungsleitung eingeführt, in der sie insgesamt $31 \mu\text{s}$ zwischengespeichert werden. Als Verzögerungsleitung werden hier, im Gegensatz zur endgültigen Version, CCD⁵-Chips des Typs LeCroy MVV200 verwendet. Nach Zustandekommen eines Triggersignals wird das Weitertakten der Verzögerungsleitung gestoppt und die fünf Stichproben des Ereignisses ausgelesen.

Die FE-Elektronik ist anschließend durch 40 m lange 'Twisted pair'-Kabel mit der digitalen Elektronik verbunden, welche in der Meßhütte aufgebaut ist. Auf VME-Digitalkarten werden die ankommenden

⁵CCD: Charge Coupled Devices

Spannungen durch 12 bit ADCs⁶ digitalisiert und mit Hilfe eines VME-68020-Computers weiterverarbeitet.

Die analoge Elektronik sieht ebenfalls vor, anstelle des Photomultipliersignals zu Kalibrationszwecken eine gezielte Ladungsinjektion durchführen zu können. Zu diesem Zweck wird für jeden Kanal ein Kondensator bekannter Kapazität mit einer definierten Spannung geladen und in den normalen Ausleseweg wieder entladen (siehe Abschnitt 5.5.1).

Zusammenfassend seien noch einmal die Unterschiede der hier verwendeten Ausleseelektronik im Vergleich zur endgültigen Version aufgeführt:

- Während bei den angeführten Testmessungen der Puls vom Photomultiplier nur fünf mal abgetastet wird, sieht die endgültige Elektronik vor, das Signal an bis zu acht Stellen zu vermessen. Die Entscheidung hierüber ist zur Zeit noch nicht gefallen.
- Anstatt CCDs werden in der endgültigen Version Pipeline-Chips mit einer Kette geschalteter Kondensatoren verwendet, die zusätzlich die Möglichkeit bieten, am Ende der Verzögerungsleitung ein Ereignis zwischenzuspeichern.
- In der endgültigen Version existiert für jeden Kanal parallel je eine Ausleseweg mit hoher bzw. niedriger Verstärkung. Erst damit wird der benötigte dynamische Bereich des Kalorimeters sichergestellt; es müssen sowohl minimal ionisierende Teilchen, als auch Hadronjets mit mehreren hundert GeV Gesamtenergie nachgewiesen werden. Bei den Testmessungen wurde die Verstärkung der Signale durch Anpassung der PM-Betriebsspannungen an den jeweiligen Energiebereich gewährleistet.
- Die analoge Elektronik wird in der endgültigen Fassung direkt an den T-Profilen des Kalorimeters angebracht. Aus praktischen Gründen sind die FE-Karten bei den Messungen mit dem Prototypen in einem seitlich stehenden Elektronenschrank untergebracht.

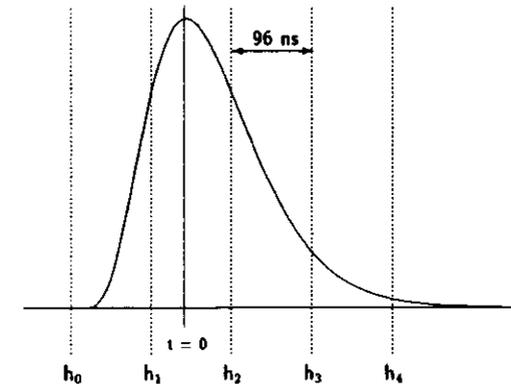


Abbildung 5.5: Puls des Photomultipliers nach dem 'Shaper' und die 5 Stichproben

⁶ADC: Analog Digital Converter

Die Rekonstruktion der Ladung und der Ankunftszeit eines Ereignisses erfolgt durch die 5 Stichproben h_0, \dots, h_4 . Zur Veranschaulichung sei auf Abbildung 5.5 verwiesen. Dort erkennt man den PM-Puls nach Durchlaufen des 'Shapers' und die Stellen, wo er nach jeweils 96 ns abgetastet wird. Der Zeitnullpunkt $t = 0$ des Signals bezüglich des regelmäßigen Taktes ist so definiert, daß hier die Proben auf der ansteigenden (h_1) und abfallenden Flanke (h_2) dieselbe Größe haben.

Zur Bestimmung der Ladung eines Ereignisses in einem speziellen Kanal betrachte man einmal folgende Größe:

$$H = (h_1 - h_0) + C \cdot (h_2 - h_0) \quad (5.1)$$

wobei:

$$C = \frac{(dH/dt)_1}{(dH/dt)_2} \quad (5.2)$$

mit:

$(dH/dt)_1$: Steigung des 'Shaper'-Pulses an der Stelle der Stichprobe h_1

Die Größe H ist gerade so gewählt, daß sie unabhängig von kleinen Verschiebungen t des Signals relativ zum 96 ns Takt ist. Während h_1 und h_2 dazu verwendet werden, H und daraus die Ladung des Kanals zu bestimmen, wird h_0 als individuelles Pedestal gebraucht. Anhand der Stichproben h_3 und h_4 kann man die genaue Pulsform studieren und so 'Pile up'-Ereignisse erkennen oder eine Separation von Elektronen und Hadronen vornehmen, da man erwartet, daß das Photomultiplier-Signal eines hadronischen Schauers aus in Kapitel 4 aufgeführten Gründen breiter ist als das einer elektromagnetischen Kaskade.

Aus der Größe H kann nun die Ladung des PM-Signals auf folgende Weise berechnet werden:

$$Q = f(H - H^P) \quad (5.3)$$

mit:

$f(x)$: Betrachtungen des Zusammenhangs von Q und H legen folgenden Ansatz nahe:

$$f(x) = a \cdot x^b$$

H^P : Pedestal von H bedingt durch Offsets der h_i

Die Funktion $f(x)$ ist in der Lage, die Nichtlinearitäten der CCDs zu korrigieren und den Übergang von ADC-Kanälen zur Einheit der elektrischen Ladung [pC] zu besorgen. Damit kann sie ebenfalls auch zur Berichtigung der einzelnen Stichproben h_i , welche man nach der Korrektur als H_i bezeichnet, herangezogen werden:

$$H_i = f(h_i - h_i^P) \quad i = 0, \dots, 4 \quad (5.4)$$

mit:

h_i^P : Pedestal für jedes h_i

Wird nun ein Signal vermessen, welches zu einer beliebigen Zeit $t \neq 0$ die Elektronik durchläuft, so ist die Relation zwischen der Ladung Q des Ereignisses und den Stichproben H_i^0 eines äquivalenten Pulses bei $t = 0$ ebenfalls linear:

$$H_i^0 = C_i \cdot Q \quad (5.5)$$

Alle eingeführten Konstanten werden in regelmäßigen Abständen durch Ladungsinjektion ermittelt und ihre Stabilität überwacht.

Typische Werte dieser Konstanten sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Zur Verdeutlichung ihrer Stabilität ist sowohl die mittlere Abweichung $\langle \delta \rangle$ zweier Kalibrationsruns⁷, als auch die maximale Abweichung Δ während einer gesamten Meßperiode gemittelt über alle Auslesekanäle angegeben. Die Tabelle zeigt,

⁷Die Kalibrationszyklen wurden alle 24 Stunden durchgeführt (siehe Abschnitt 5.5.1)

daß die Kurzzeitschwankungen der betrachteten Konstanten typischerweise Werte von 1% oder besser aufweisen.

Konstante	typischer Wert	Variation von Kanal zu Kanal	$\langle \delta \rangle$	Δ
C	1.86	2.3%	1.4%	3.1%
a	0.011	8.9%	1.1%	2.4%
b	0.97	0.8%	0.1%	0.2%
H^P	-25.3	10.9 K.	0.9 K.	2.0 K.
h_0^P	219.4	33.0 K.	1.9 K.	5.6 K.
h_1^P	209.9	33.0 K.	1.9 K.	5.6 K.
h_2^P	211.0	32.9 K.	1.9 K.	5.6 K.
h_3^P	212.6	33.0 K.	1.9 K.	5.6 K.
h_4^P	214.4	33.0 K.	1.9 K.	5.6 K.
C_1	0.347	2.6%	1.0%	2.5%
C_2	0.365	1.4%	0.9%	1.9%
C_3	0.111	1.9%	0.9%	1.9%
C_4	0.021	3.2%	1.1%	2.6%
τ	151.5	1.3%	0.5%	1.1%

Tabelle 5.2: Typische Werte und Stabilität der Elektronikkonstanten

Für die spätere Analyse ist es ebenfalls interessant, die rekonstruierte Zeit T des Ereignisses durch die bereits korrigierten Stichproben H_i zu bestimmen.

Man vergleicht hierzu für jeden Kanal die Verschiebung von H_1 auf dem angenommenen linearen Anstieg des 'Shaper'-Pulses mit seinem vorausgesagten Wert H_1^0 des entsprechenden Pulses bei $t = 0$. Aus der bekannten Steigung der Flanke berechnet sich dann die Zeit des Ereignisses:

$$T = \frac{H_1 - H_1^0}{(dH/dt)_1} \quad (5.6)$$

und wegen:

$$\left(\frac{dH}{dt}\right)_1 \sim Q \quad (5.7)$$

ergibt sich mit Gleichung 5.5:

$$T = \tau \cdot \frac{H_1 - C_1 \cdot Q}{Q} \quad (5.8)$$

mit:

τ : Konstante, um den Meßmaßstab einzustellen.

Sämtliche zur Berechnung notwendigen Konstanten werden auch hier durch Ladungsinjektionen regelmäßig bestimmt. Typische Werte, sowie Hinweise auf ihre Stabilität finden sich ebenfalls in Tabelle 5.2. Die Mittelwerte der Kurzzeitabweichungen liegen in einer Größenordnung um 1%.

Um nun aus der für jeden individuellen Kanal i berechneten Ankunftszeit T_i einen Mittelwert T_{rel} für das jeweilige Ereignis zu bestimmen, gewichtet man die gewonnene Zeitinformation mit der rekonstruierten Ladung dieses Photomultipliers. Es zeigt sich nämlich, daß die Genauigkeit der Zeitbestimmung mit der Ladung im individuellen Kanal zunimmt. Zur Mittelung wird folgende Beziehung verwendet:

$$T_{rel} = \sum_{i=1}^{144} Q_i^2 \cdot T_i / \sum_{i=1}^{144} Q_i^2 \quad (5.9)$$

mit:

- T_{rek} : Rekonstruierte Zeit des Ereignisses.
 T_i : Rekonstruierte Zeit des i -ten Kanals für das Ereignis.
 Q_i : Rekonstruierte Ladung des i -ten Kanals für das Ereignis.

Die Formeln zur Rekonstruktion von Q und T sind nur in einem begrenzten Zeitintervall um $t = 0$ gültig. Für größere Abweichungen der Ankunftszeit von der Sollsituation müssen daher Korrekturen abhängig von der mit einem TDC⁸ gemessenen Zeit⁹ durchgeführt werden.

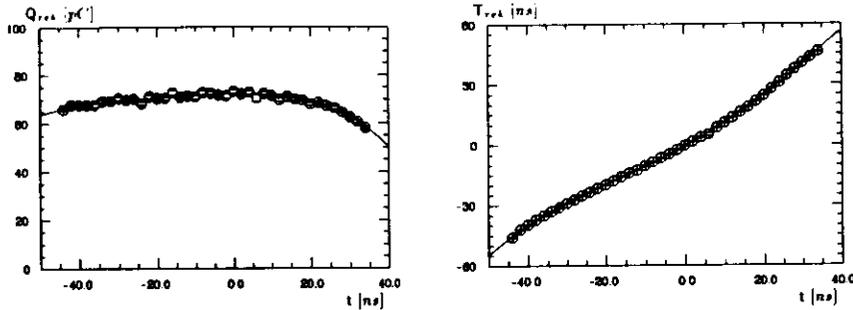


Abbildung 5.6: Rekonstruierte Ladung (links) und Zeit (rechts) vs. gemessene Zeit für Elektronen

In Abbildung 5.6 ist dieser Sachverhalt graphisch dargestellt. Links ist die rekonstruierte Ladung in Abhängigkeit der gemessenen Ankunftszeit des Ereignisses zu erkennen. Es wird deutlich, daß in den Randbereichen des Zeitintervalls die Ladung des Ereignisses nicht zuverlässig ermittelt wird. Ein analoges Bild ergibt sich in der rechten Darstellung. Hier ist die rekonstruierte gegen die gemessene Zeit aufgetragen und es ist in den Außenbereichen eine signifikante Abweichung von der gewünschten Linearität zu erkennen.

Durch die ebenfalls in Abbildung 5.6 dargestellten Polynomialfits wird diese Abweichung vom erwarteten Verhalten korrigiert:

$$Q_{korr} = Q_{rek} / \left(1 + \sum_{i=1}^4 \alpha_i \cdot t^i \right) \quad (5.10)$$

und:

$$T_{korr} = T_0 + \sum_{i=1}^4 \beta_i \cdot T_{rek}^i \quad (5.11)$$

mit:

- Q_{rek} : Mit dem Kalorimeter rekonstruierte Ladung in [pC]
 T_{rek} : Mit dem Kalorimeter rekonstruierte Zeit in [ns]
 Q_{korr} : Rekonstruierte Ladung nach der Korrektur in [pC]
 T_{korr} : Rekonstruierte Zeit nach der Korrektur in [ns]
 T_0 : Zeitoffsets für individuelle Kanäle
 t : Gemessene Zeit des Ereignisses

Typische Werte der α_i und β_i sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die Größen Q_{rek} und T_0 sind für jeden einzelnen Kanal verschieden. Während Q_{rek} mit Hilfe der UNO-Kalibration (siehe Abschnitt 5.5.2)

⁸Time Digital Converter

⁹Zeitdauer vom MASTER-OR-Signal (bestimmt durch B2) bis zur fallenden Flanke des 96 ns-Taktes

i	α_i	β_i
1	$+1.729 \cdot 10^{-4}$	1.078
2	$-6.577 \cdot 10^{-5}$	$+8.558 \cdot 10^{-3}$
3	$-1.968 \cdot 10^{-6}$	$+8.103 \cdot 10^{-5}$
4	$-3.048 \cdot 10^{-6}$	$-1.847 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.3: Koeffizienten der Polynomialentwicklung zur Korrektur von Ladung und Zeit

eingestellt wird, ist bei den Konstanten T_0 eine signifikante Variation des Zeitoffsets von einigen Nanosekunden in den verschiedenen Kanälen zu beobachten, die sich mit der eingestellten Hochspannung an den Photomultipliern korrelieren läßt (80 V \rightarrow 1 ns).

Zeitintervall [ns]	$\langle Q \rangle$ [pC]	Variation von Kanal zu Kanal [pC]	$\langle T - t \rangle$ [ns]	Variation von Kanal zu Kanal [ns]
[-45, -30]	36.1	0.3	-1.5	0.7
[-30, -10]	36.1	0.2	+0.1	0.1
[-10, +10]	36.1	0.2	-0.3	0.2
[+10, +30]	35.7	0.4	-0.9	0.9
[+30, +45]	34.7	0.9	-2.0	1.2

Tabelle 5.4: Vergleich der Ladungs- und Zeitrekonstruktion von Kanal zu Kanal

Die Konstanten α_i und β_i wurden für Elektronen mit dem Impuls 5 GeV/c, die in den 7. EMC-Streifen des 2. Prototypmoduls eingeschossen wurden, einmal bestimmt und für die Korrektur aller Kanäle und Teilchenimpulse verwendet. Dieses Vorgehen wird durch Untersuchungen begründet, die in Tabelle 5.4 dargestellt sind. Das Zeitintervall [-45 ns, +45 ns] ist hier in fünf verschiedene Bereiche unterteilt und für jeden dieser Bereiche wurde die rekonstruierte Ladung und Zeit aller Kanäle miteinander verglichen. Mit Ausnahme des letzten Zeitintervalls [+35 ns, +45 ns] können die oben beschriebenen Korrekturen auf alle Auslesekanäle des Kalorimeters übertragen werden.

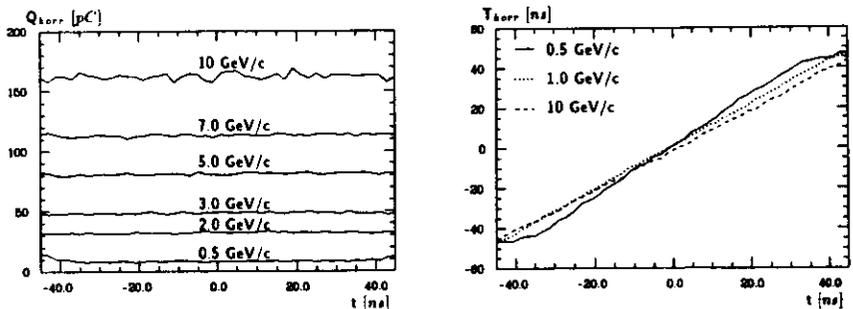


Abbildung 5.7: Rekonstruierte Ladung (links) und Zeit (rechts) nach der Korrektur vs. gemessene Zeit für Elektronen

Die Begründung für die Gültigkeit der ermittelten Konstanten α_i und β_i auch für andere Einschüßimpulse als 5 GeV/c findet sich in Abbildung 5.7. Hier ist die rekonstruierte Ladung Q_{korr} (links) und Zeit T_{korr} (rechts) nach der eben beschriebenen Korrektur dargestellt. Hinab bis zu Impulsen von 1 GeV/c lassen sich keine Probleme erkennen, es zeigt sich ein annähernd lineares Verhalten. Lediglich bei 0.5 GeV/c ergibt sich, daß die rekonstruierte Ladung am Rand des Zeitintervalles etwas zu

groß bestimmt wird und die Zeit etwas verschoben ist. Diesen Unzulänglichkeiten bei der Rekonstruktion des Ereignisses wurde bei der Analyse durch geeignete Selektion der Daten Rechnung getragen.

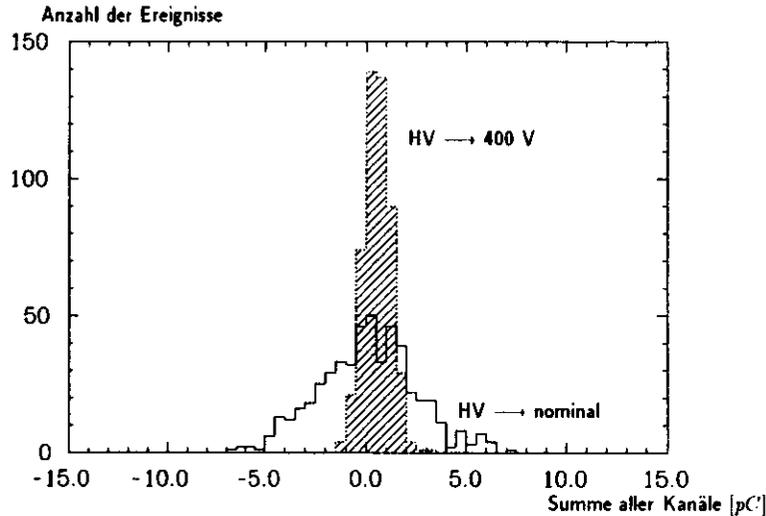


Abbildung 5.8: Rauschen des Kalorimeters (144 Kanäle)

Um die Größe sowohl des Gesamtrauschens des Kalorimeters, als auch des Rauschens bedingt durch Elektronik und natürliche Radioaktivität des Urans zu bestimmen, wurden während Test 816¹⁰ Ereignisse ohne Teilcheneinfall, einmal mit nominaler Hochspannung von etwa 1600 V an den Photoröhren und dann mit auf 400 V abgesenkter Versorgungsspannung genommen. Die resultierenden Pulshöhenspektren sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Während das linierte Spektrum die Situation mit erniedrigter Hochspannung zeigt und damit das Rauschen der Ausselelektronik repräsentiert, läßt das andere die Verteilung mit eingeschalteter Versorgungsspannung der Photomultiplier erkennen; hier trägt das Rauschen sowohl der Elektronik als auch der Radioaktivität des Urans zur Breite der Kurve bei. Die mittleren quadratischen Abweichungen der beiden Verteilungen ergeben sich zu 0.66 pC und 2.41 pC, was einer äquivalenten Energie von 40 MeV und 150 MeV entspricht. Man erkennt, daß das Uranrauschen den dominierenden Teil des Gesamtrauschens darstellt.

Rechnet man diese Größen auf das individuelle Rauschen eines Kanals um, so ergibt sich als Mittelwert ein Elektronikrauschen von 0.055 pC (3 MeV) pro Kanal, sowie einen zusätzlichen Beitrag von 0.135 pC (8 MeV) pro EMC- und 0.202 pC (13 MeV) für jede HAC-Röhre bedingt durch das Uran.

¹⁰Während Test 816 wurden lediglich die ersten drei Module ausgelesen. Die folgenden Ergebnisse beziehen sich also auf nur 144 Kanäle.

5.5 Kalibrationen

5.5.1 Die Kalibration der Elektronik

Erste Studien bezüglich der Stabilität der Ausselelektronik ergaben [CAL89], daß alle 24 Stunden Kalibrationszyklen durchgeführt werden müssen, um die Eigenschaften der Elektronik mit einer Präzision von besser als 1% zu kennen.

Das Ziel der Ladungsinjektion ist einerseits die Korrektur von Nichtlinearitäten der CCD-Chips, andererseits die Kalibration dieser Verzögerungsleitung¹¹. Darüber hinaus hat man die Möglichkeit, sämtliche in Abschnitt 5.4 definierten Konstanten zur Rekonstruktion von Ladung und Zeit des jeweiligen Ereignisses zu berechnen.

Im Rahmen eines Kalibrationszyklus werden zunächst synchrone Ladungsinjektionen durchgeführt, indem gleichzeitig mit dem 96 ns-Takt ($t = 0$) Ladungsmengen von 0 pC bis 80 pC in jeden Elektronikkanal gebracht werden¹². Nach der jeweiligen Mittelungsprozedur über 500 Ereignisse für jeden Injektionsrun können hieraus die Größe der einzelnen Stichproben, die verschiedenen Pedestals und die Konstanten der Funktion $f(x)$ ermittelt werden.

Die daraufhin gegenüber dem gleichmäßigen Takt zeitlich verschoben durchgeführten asynchronen Injektionen ($t = 8$ ns) von 20 pC und 80 pC erlauben es, aus der Differenz der Mittelwerte für die Größe der Stichproben h_1 und h_2 zu den synchronen Runs die Steigung der fallenden und steigenden Flanke des Pulses nach dem 'Shaper' zu berechnen.

Durch die Bestimmung dieser Konstanten ist man in der Lage, im Rahmen einer 'Online'-Analyse die Ladung eines Ereignisses zu rekonstruieren und in Form von Histogrammen schon während der Datennahme zur Verfügung zu stellen. Aufgrund der Tatsache, daß auch die Rohdaten dieser Kalibrationszyklen auf Magnetbändern abgespeichert werden, ist es bei der 'Offline'-Analyse noch einmal unabhängig möglich, alle für die Auswertung der Daten notwendigen Konstanten zu ermitteln.

5.5.2 Die Kalibration mit Uranrauschen

Dadurch, daß im Kalorimeter angereichertes Uran als Absorbermaterial Verwendung findet, wird gleichzeitig, und das ist ein einzigartiger Vorteil von DU-Kalorimetern, ein sehr bequemes Hilfsmittel zur Verfügung gestellt, eine Kalibration des Detektors durchzuführen.

Die durch die natürliche Radioaktivität des Urans ständig deponierte Energie in den Szintillatorschichten kann dazu verwendet werden, eine relative Einstellung der einzelnen Kalorimeterkanäle trotz unterschiedlicher Verstärkungen der Photomultiplier vorzunehmen. Darüber hinaus ist es möglich, die Stabilität und Funktionsweise der gesamten Ausselekette, angefangen von den Szintillatoren, Wellenlängenschiebern (Lichtleitern), bis hin zu den Photoröhren und der Ausselelektronik ständig zu überwachen.

Die derart kontinuierliche und ebenfalls gleichmäßige Energiedeposition wird hauptsächlich durch Elektronen und γ -Quanten aus Zerfallsreaktionen des Urans und seiner Tochterprodukte verursacht. Diese Teilchen haben abhängig von ihrer Energie in den Nachweisschichten eine typische mittlere Reichweite von wenigen Millimetern, so daß das Szintillationslicht nur unmittelbar an der Oberfläche der aktiven Schichten entsteht. Aus diesem Grund sind die gemessenen UNO-Signale im Gegensatz zu Teilchenpulsen näherungsweise unabhängig von der Dicke der Nachweisschichten.

¹¹Es sei darauf hingewiesen, daß dieser Weg der Signalauslese von der im nächsten Abschnitt beschriebenen UNO-Kalibration nicht beobachtet wird.

¹²Die Ladungsmenge von 8 pC pro Kanal entspricht einer Energie im Kalorimeter von etwa 1 GeV.

Da die einzelnen Kalorimetersektionen eine verschiedene Geometrie aufweisen, werden auch unterschiedliche Signalmengen durch das Uranrauschen erwartet. Das Verhältnis der UNO-Signale läßt sich grob abschätzen. Es ist hauptsächlich von folgenden Faktoren abhängig:

- Die Größe der Szintillatoren in den verschiedenen Sektionen.
- Die Anzahl der verwendeten Szintillatorplatten pro Sektion.
- In der EMC-Sektion sind die Uranplatten in 0.2 mm starke Edelfolien eingeschweißt, während in den beiden Bereichen des hadronischen Kalorimeters 0.4 mm dicke Folie Verwendung findet. Die dadurch bedingte Abschwächung des meßbaren Uransignals kann auf folgende Weise beschrieben werden [KLA87]:

$$R(d \text{ [mm]}) \approx 2 \cdot e^{-d/0.16} + 0.05 \cdot e^{-d/6.7} \quad (5.12)$$

mit:

d : Dicke der Stahlumhüllung in [mm]

Daraus ergibt sich, daß das Uranrauschen in den beiden HAC-Sektionen um den Faktor $R(0.2)/R(0.4) = 2.68$ kleiner ist als im elektromagnetischen Teil.

Eine Betrachtung dieser Abhängigkeit ergibt ferner, daß selbst kleine Schwankungen der Edelfolienstärke dramatische Auswirkungen auf die UNO-Signale darstellen. Eine Veränderung ihrer Stärke um $5 \mu\text{m}$ beeinflußt das Uranrauschen bereits um 2.6% (EMC) und 2.3% (HAC), woraus die Notwendigkeit einer Überwachung dieses Parameters beim Bau des Kalorimeters ersichtlich wird.

- Die aktive Fläche der Wellenlängenschieber.

Berücksichtigt man alle diese Effekte, so ergeben sich die daraus erwarteten Verhältnisse von UNO-Werten der einzelnen Sektionen:

$$\frac{\text{UNO(HAC1)}}{\text{UNO(EMC)}} = 5.0 \quad \frac{\text{UNO(HAC2)}}{\text{UNO(HAC1)}} = 0.97 \quad (5.13)$$

Die durch das Uran deponierten Lichtmengen in den Szintillatoren sind zu klein, um auf dem gleichen Wege wie die Teilchensignale vermessen werden zu können. Daher besteht parallel zur Messung von Teilchensignalen die Möglichkeit, alle ankommenden PM-Signale mit einer Zeitkonstanten von 20 ms aufzuintegrieren. Anschließend werden diese Größen digitalisiert, woraus sich der ursprüngliche UNO-Strom folgendermaßen berechnen läßt:

$$I \text{ [nA]} = \frac{V - V_0}{R} - I_0 \quad (5.14)$$

und:

$$I_0 \text{ [nA]} = \frac{V - V_0}{R} \quad (\text{gemessen bei } 400 \text{ V}) \quad (5.15)$$

mit:

- V : Digitalisiertes Signal in ADC-Kanälen
- V_0 : Digitalisierte Masse der Analogkarte in ADC-Kanälen
- R : Eine für EMC- und HAC-Kanäle unterschiedliche Konstante
- I_0 : UNO-Pedestal

Typische Werte dieser Konstanten, sowie Angaben zu ihrer Stabilität ($\overline{(\delta)}$, $\overline{\Delta}$)¹³ finden sich in Tabelle 5.5.

¹³Eine detailliertere Beschreibung dieser Größen erfolgt weiter unten.

	Konstante	typischer Wert	Variation von Kanal zu Kanal	$\overline{(\delta)}$	$\overline{\Delta}$
EMC	I	175 nA	–	0.9%	4.1%
	V_0/R	17 nA	3.3 nA	0.9 nA	2.7 nA
	I_0	0.8 nA	2.1 nA	0.05 nA	0.13 nA
	R	12.5	–	–	–
HAC	I	875 nA	–	0.8%	3.5%
	V_0/R	99 nA	18.5 nA	5.2 nA	15.7 nA
	I_0	0.8 nA	2.1 nA	0.05 nA	0.13 nA
	R	2.2	–	–	–

Tabelle 5.5: Stabilität der UNO-Werte und der beteiligten Parameter

Vor Beginn einer jeden Testperiode wurde eine Angleichung der UNO-Werte durchgeführt. Im Rahmen dieser UNO-Kalibration für die 'Online'-Analyse wurde die Hochspannung der Photoröhren gerade so eingestellt, daß sich im elektromagnetischen Kalorimeter ein UNO-Strom von 175 nA und für die HAC-Röhren von 875 nA ergab, wobei schon das erwartete Signalverhältnis von $\text{UNO(HAC)}/\text{UNO(EMC)} = 5.0$ berücksichtigt wurde. Die feineren Unterschiede der beiden hadronischen Sektionen wurden hierbei vernachlässigt. Um den dynamischen Bereich der Elektronik möglichst effizient zu nutzen, sind diese Werte gerade so bestimmt, daß sich der Ausleseweg für Teilchen mit einem Impuls von 10 GeV/c gerade noch nicht in Sättigung befindet.

Da die UNO-Signale zur Kalibration des Kalorimeters eingesetzt werden sollen, wird nun kurz auf ihre Stabilität eingegangen. Untersuchungen am Prototypkalorimeter lassen darauf schließen [CRI89a], daß man, um die UNO-Kalibration ständig mit einer Genauigkeit von unter 1% zu kennen, etwa alle 8 Stunden einen UNO-Run und alle 24 Stunden eine Bestimmung des Pedestals durchführen muß.

Als UNO-Run werden 1000 Ereignisse aufgezeichnet, aus denen dann für jeden Kanal der Mittelwert berechnet wird, der nun als UNO-Wert dieses Kanals Verwendung findet. Derartige Pulshöhenspektren bilden sehr schmale Verteilungen, die eine mittlere Breite von etwa 1 nA (EMC) und 1.5 nA (HAC) aufweisen, was nur wenigen ADC-Kanälen entspricht.

Zur Veranschaulichung ihrer Stabilität werden die Größen δ und Δ herangezogen, deren Definition in Abbildung 5.9 beschrieben ist. Hier seien die Mittelwerte der regelmäßig durchgeführten UNO-Runs eines bestimmten Kanals gegen eine Zeitskala aufgetragen. Während δ die prozentuale Abweichung zweier zeitlich benachbarter UNO-Messungen darstellt und üblicherweise für die gesamte Testperiode gemittelt wird ($\overline{(\delta)}$), stellt Δ die prozentuale Differenz der Runs mit dem größten und kleinsten UNO-Wert im betrachteten Zeitraum dar.

In Abbildung 5.10 sind diese beiden Größen jeweils für die 144 Kanäle der Module 1–3 (Test 816), sowie für EMC- (links) und HAC-Kanäle (rechts) getrennt dargestellt. Man erkennt, daß die mittleren Abweichungen zwischen zwei UNO-Runs für alle Photomultiplier bis auf eine HAC-Röhre kleiner sind als 2% und die Langzeitabweichungen Werte von bis zu 12% erreichen. Es fällt auf, daß die Kanäle des hadronischen Kalorimeters stabiler sind, was damit zusammenhängt, daß die in jedem Kanal deponierte Lichtmenge um den Faktor 5 größer ist. Die Mittelwerte dieser Verteilungen sind zusammen

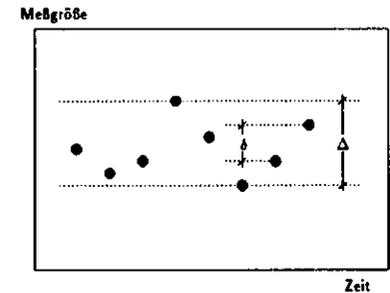


Abbildung 5.9: Veranschaulichung von δ und Δ

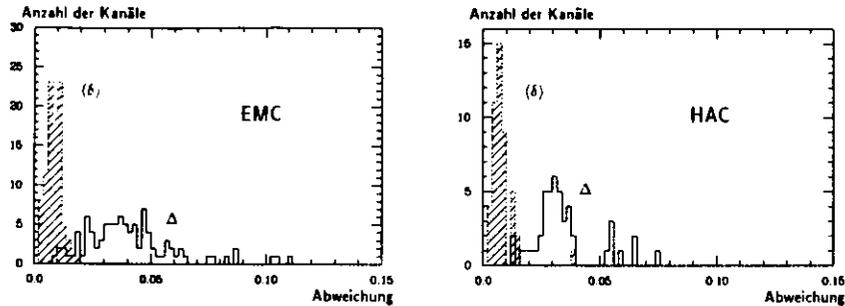


Abbildung 5.10: Darstellung von δ und Δ für EMC- (links) und HAC-Kanäle (rechts)

mit den Konstanten bezüglich der Berechnung der UNO-Werte ebenfalls in Tabelle 5.5 eingetragen. Die Abweichung zwischen zwei mit etwa 8 Stunden Abstand durchgeführten UNO-Runs, gemittelt über alle Kanäle und Runs ($\bar{\delta}$) beträgt für EMC-Kanäle 0,9% und für HAC-Röhren 0,8%, während die mittleren maximalen Abweichungen ($\bar{\Delta}$) im Bereich von etwa 4% liegen.

Es kristallisierten sich hauptsächlich zwei Effekte heraus, die einen Einfluß auf die Konstanz der UNO-Werte nehmen [CRI89a]:

1. **Temperaturabhängigkeit.** Es konnte beobachtet werden, daß die gemessenen UNO-Signale von der Temperatur an den Photoröhren abhängen. So erhält man eine Vergrößerung der Werte bei den UNO-Messungen um 0,8% (EMC) und 0,3% (HAC) pro Grad Temperaturanstieg. Während für den Prototypen die Einzelbeträge dieser Größen nicht bekannt sind, ist dies für das endgültige ZEUS-Kalorimeter untersucht worden:

- Lichtausbeute des Szintillators: $\sim 0,1\%/^{\circ}\text{C}$
- Quantenausbeute der Photoröhren: $0-0,3\%/^{\circ}\text{C}$
- Verstärkung der Photoröhren: $0-0,3\%/^{\circ}\text{C}$
- Spannungsversorgung der Photoröhren $\sim 0,2\%/^{\circ}\text{C}$

Die Betriebstemperatur an den Photomultipliern pendelt sich nach Einschalten der Hochspannung erfahrungsgemäß auf Werte zwischen 31°C und 36°C ein. Hauptursache für die an den Photoröhren deponierte Wärmemenge stellen die elektrischen Verluste in den Spannungsteilern dar. Jedes Ändern der Hochspannung stellt auch eine Veränderung der Temperatur an den Röhren dar, die einen Einfluß auf die UNO-Messung nach sich zieht. So muß man nach Einstellarbeiten der Hochspannungen am Anfang einer Meßperiode, sowie nach Messung der UNO-Pedestals alle 24 Stunden mit dem Beginn der Datennahme solange warten, bis sich ein Temperaturgleichgewicht an den Photomultipliern eingestellt hat. Dieser Effekt wird im endgültigen Kalorimeter durch Verwendung von aktiven PM-Basen behoben.

2. Der sogenannte **Stickstoff- oder Siliziumeffekt.** Parallel zu Testexperimenten des Kalorimeterprototypen können ebenfalls Untersuchungen mit den Siliziumdioden durchgeführt werden, die sich in den beschriebenen Schlitzen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters befinden. Während der Testperiode im September/Oktober 1988 wurden diesbezüglich folgende Beobachtungen gemacht. Immer dann, wenn zu Testzwecken die Halbleiterdioden eingeschaltet wurden,

konnte ein Anstieg der UNO-Werte von bis zu 8% mit einer Zeitkonstante von etwa 30 Stunden im EMC und 10 Stunden im HAC gemessen werden. Dieser Effekt trat nur in den mit HES-Detektoren bestückten Modulen 2 und 3 auf. Anschließend genauere Untersuchungen deuten darauf hin, daß dieser Anstieg nicht mit dem Einschalten der Dioden selbst, sondern mit dem Betrieb des Kühlsystems zusammenhängt, welches gasförmigen Stickstoff durch die Diodenkanäle pumpt, der sich langsam im ganzen Modul ausbreiten kann. Neuere Studien dieses Sachverhaltes zeigen [HOL89], daß die Absorptionslänge des Szintillationsmaterials SCSN38 im Bereich des primären Szintillationslichtes ($\sim 200-300\text{ nm}$) abhängig von der Sauerstoffkonzentration in seiner Umgebung ist und die Verdrängung des Luftsauerstoffes durch den Stickstoff die eigentliche Ursache dieses Effektes darstellt.

Da die Kühlung der HES-Detektoren im ZEUS-Experiment mit Flüssigkeit geplant ist, erwartet man dort keine Komplikationen.

Während den in dieser Arbeit analysierten Testruns war die Ursache der Instabilität der UNO-Signale, sowie die Auswirkungen auf die Kalometersignale durch das Einschalten der Siliziumdioden noch nicht verstanden. Es wurde daher auf ihren Betrieb bei der Datennahme im Frühjahr 1989 verzichtet.

Mit Hilfe der Messungen des Uranrauschens kann nun gültig für ein Zeitintervall von 8 Stunden eine Korrektur der rekonstruierten Ladung jedes Kanals erfolgen und so eine Angleichung der Kanäle einer Kalorimetersektion untereinander sichergestellt werden. Dazu bedient man sich folgender Relation:

$$Q_0' = Q_0 \cdot \frac{UNO_{\text{soll}}}{UNO_{\text{gemessen}}} \quad (5.16)$$

mit:

- | | |
|-------------------------|---|
| Q_0 | : Rekonstruierte Ladung eines individuellen Kanals. |
| Q_0' | : UNO-korrigierte Ladung eines bestimmten Kanals. |
| UNO_{gemessen} | : Für diesen Kanal gemessener UNO-Wert. |
| UNO_{soll} | : Sollwert der UNO-Messung: |
| | $UNO_{\text{soll}} = 175\text{ nA}$ für EMC-Kanäle |
| | $UNO_{\text{soll}} = 875\text{ nA}$ für HAC-Kanäle |

Die Sollwerte sind gerade so gewählt, daß sie einerseits möglichst den im Rahmen der 'Online'-Kalibration verwendeten Einstellungen entsprechen, so daß die Korrekturkonstanten Werte von $UNO_{\text{soll}}/UNO_{\text{gemessen}} \approx 1$ annehmen und andererseits das Verhältnis der einzelnen Kalorimetersektionen dem theoretisch erwarteten möglichst gut entspricht.

5.5.3 Die Teilchenkalibration mit Elektronen

Zu Beginn einer jeden Testperiode wurde eine Teilchenkalibration mit Elektronen durchgeführt, indem man in das Zentrum jedes EMC-Streifens 1000 Elektronen mit einem Impuls von $5\text{ GeV}/c$ einschob. Die so erhaltenen Mittelwerte der Pulshöhenspektren machen es möglich, die einzelnen Streifen des elektromagnetischen Kalorimeters relativ zueinander zu kalibrieren und gleichzeitig den absoluten Energiemaßstab festzulegen.

Die Motivation einer Teilchenkalibration mit Elektronen bei allen Testmessungen lautet im einzelnen:

- Korrektur und Ergänzung der Kalibration des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters durch die UNO-Messungen.

- Beobachtung einer Größe, die im folgenden als $\epsilon/(\text{UNO})$ oder abgekürzt als ϵ/UNO bezeichnet wird. Dazu wird für jeden Kanal, welcher bereits durch die UNO-Kalibration korrigiert wurde, der Mittelwert des Pulshöhenspektrums bestimmt. Die daraus resultierende Verteilung ist ein Maß für die 'Güte' der UNO-Kalibration.
- Gleichzeitig ist es möglich, die Stabilität dieser Teilchenkalibration über einen größeren Zeitraum zu studieren.
- Dadurch, daß Teilchen in jeden EMC-Streifen eingeschossen werden, ist man in der Lage, die jeweilige Energieauflösung, sowie die Variationen untereinander zu beobachten.

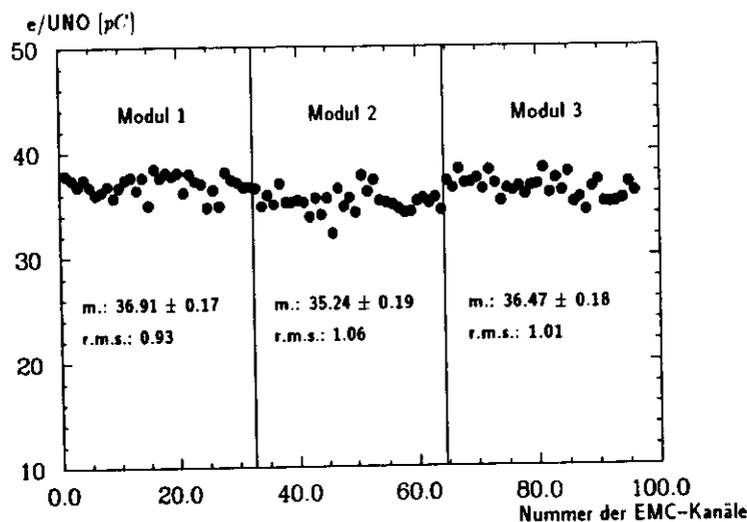


Abbildung 5.11: Ergebnisse der Elektronenkalibration: ϵ/UNO -Werte der einzelnen Kanäle in Modul 1 - 3

Die Ergebnisse der im Rahmen von Test 816 durchgeführten Elektronenkalibration sind für Modul 1 in Tabelle A.2, für Modul 2 in Tabelle A.3 und für Modul 3 in Tabelle A.4 zusammengefaßt. Hier findet man die ϵ/UNO -Werte für jeden Kanal, sowie die anschließend durch Gaußfitter ermittelten Standardabweichungen der Verteilungen. Als graphische Darstellung dieses Sachverhaltes sei auf Abbildung 5.11 verwiesen. Für die Kanäle der drei Prototypmodule sind hier der ϵ/UNO -Wert und zusätzlich die Mittelwerte aller Kanäle eines Kalorimetermoduls, sowie ihre Streuung angegeben. Insgesamt stellt die Abweichung der einzelnen Kanäle vom Mittelwert ein Maß für die systematischen Fehler der UNO-Kalibration dar. Es zeigt sich, daß man im Falle des Prototypen das Kalorimeter lediglich mit einer Präzision von etwa 2.5% (Modul 1), 3.0% (Modul 2) und 2.8% (Modul 3) kalibrieren könnte, würde man ausschließlich auf die Einstellung durch die UNO-Messungen zurückgreifen. Weiterhin ist es auffällig, daß die Antwort des Kalorimeters auf Elektronen in Modul 2 systematisch um etwa 4% kleiner ist als bei den anderen beiden. Die Ursache dieses Effektes, der auch schon bei früheren Tests bemerkt wurde, ist bisher noch nicht genauer untersucht worden, so daß man im Rahmen der Analyse darauf angewiesen ist, dieses Verhalten durch künstliche Anhebung der PM-Signale im 2. Modul zu korrigieren.

Die durchgeführte Teilchenkalibration sieht vor, multiplikative Korrekturkonstanten zu ermitteln, so daß ein Elektron mit dem Impuls 5 GeV/c im Mittel 80 pC nachweisbare Ladung als Summe aller Photomultiplier produziert. Unter der Annahme, daß ein elektromagnetischer Schauer 90% seiner Energie im zentralen Einschufstreifen deponiert, werden die einzelnen Kanäle so korrigiert, daß als Mittelwert 36 pC eingestellt wird:

$$Q = Q'_0 \cdot \frac{36 [\text{pC}]}{(\epsilon/\text{UNO} [\text{pC}])} \quad (5.17)$$

mit:

- Q'_0 : Nach UNO-Kalibration bestimmte Ladung des jeweiligen Kanals in [pC].
- Q : Durch UNO- und Elektronenkalibration korrigierte Ladung eines bestimmten Kanals in [pC].
- ϵ/UNO : Gemessener ϵ/UNO -Wert für den einzelnen Kanal in [pC].

Die auf diese Weise korrigierte Ladung Q wird nun als Maß für die im Kalorimeter deponierte Energie benutzt. Aufgrund der eben beschriebenen Einstellung entspricht einer Teilchenenergie von 1 GeV die an den Photomultipliern nachgewiesene Ladung von 16 pC.

Die Tatsache, daß im Gegensatz zu den UNO-Messungen die gerade beschriebene Teilchenkalibration mit Elektronen nur einmal am Beginn jeder Meßperiode durchgeführt wurde, liegt darin begründet, daß die schon erwähnten Stabilitätstests [CRI89a] belegen, eine Präzision dieser Kalibration von etwa 0.2% durch systematische Fehler dadurch erlangen zu können, indem alle 30 Tage ein derartiger Kalibrationszyklus durchgeführt wird. Da die dieser Arbeit zugrunde liegenden Meßzeiten ungefähr eine Länge von jeweils 10 Tage aufwiesen, sollte eine einmalige Teilchenkalibration am Beginn ausreichend sein.

5.5.4 Die Interkalibration von EMC und HAC

Nachdem die Kanäle der einzelnen Kalorimetersektionen durch die UNO-Kalibration aneinander angepaßt und der elektromagnetische Teil zusätzlich mit Teilchen auf eine absolute Energieskala eingestellt wurde, muß man nun die relative Kalibration von EMC/HAC1/HAC2 durchführen.

Am naheliegendsten erscheint auch hier die Verwendung von Teilchen. Spontan würden sich Myonen anbieten, die große Materieschichten durchdringen können und abhängig vom durchquerten Material einen Teil ihrer Energie deponieren. Am CERN-PS hat dieses Verfahren allerdings keine Anwendung gefunden, da Myonen aufgrund des eingestellten dynamischen Bereiches der Elektronik nur Signale mit im Vergleich zu Elektronen und Hadronen kleinen Signalhöhen induzieren. Man müßte daher für jeden zu messenden Turm eine große Zahl von Ereignissen aufzeichnen, was wegen der geringen Produktionsrate von Myonen am PS zuviel Zeit kosten würde. Ein weiteres Argument ist die Tatsache, daß es sich aufgrund der neben der Ionisation auftretenden Wechselwirkungen als schwierig herausstellt, die Antwort des Kalorimeters auf Myonen quantitativ zu verstehen. Darüber hinaus würde eine Kalibration mit Myonen die Auswirkung der unterschiedlichen Edeldstahldicken im EMC und HAC auf die Signale von Elektronen- und Hadronenschauer nicht berücksichtigen.

Daher bedient man sich einer anderen Methode. Die Interkalibration der hadronischen Sektionen wird durch die UNO-Kalibration als hinreichend gut angesehen. Untersuchungen in diesem Zusammenhang zeigen [CRI89a], daß μ/UNO -Werte in den beiden hadronischen Sektionen innerhalb von 1% Genauigkeit konstant sind, woraus folgt, daß eine UNO-Kalibration die einzelnen HAC-Kanäle mit einer Präzision von besser als 1% einander angleicht. Die feineren Unterschiede der HAC-Bereiche wurden dabei vernachlässigt. Der dadurch entstandene Fehler kann auf wenige Zehntelprozent abgeschätzt werden, weil man es hier nur mit niederenergetischen Teilchen zu tun hat, die maximal 8% der Schauerenergie im HAC2 deponieren.

Zur Interkalibration von EMC und HAC verwendet man, daß Kompensation und eine gute Energieauflösung von hadronischen Schauern nur erreicht wird, wenn das Kalorimeter vorher sorgfältig kalibriert werden konnte. Es wird die sogenannte Interkalibrationskonstante α folgendermaßen definiert:

$$E_{\text{ges}} = E_{\text{EMC}} + \alpha \cdot (E_{\text{HAC1}} + E_{\text{HAC2}}) \quad (5.18)$$

mit:

- E_{ges} : Im Kalorimeter deponierte Gesamtenergie
- E_{EMC} : In der EMC-Sektion deponierte Energie
- E_{HAC1} : In der HAC1-Sektion deponierte Energie
- E_{HAC2} : In der HAC2-Sektion deponierte Energie

Das Verfahren sieht vor, α zu variieren, bis sich eine möglichst gute Energieauflösung für Hadronen ergibt. Durchgeführt wurde dies mit negativ geladenen Pionen des Maximalimpulses 10 GeV/c, um möglichst viel Energie in den hadronischen Sektionen vorliegen zu haben, was die Empfindlichkeit der Methode steigert. Erfahrungen aus früheren Tests zeigen, daß für Teilchenenergien über 10 GeV der optimale Parameter α_0 eine konstante Größe ist, obwohl man theoretisch eine leichte Energieabhängigkeit erwarten würde.

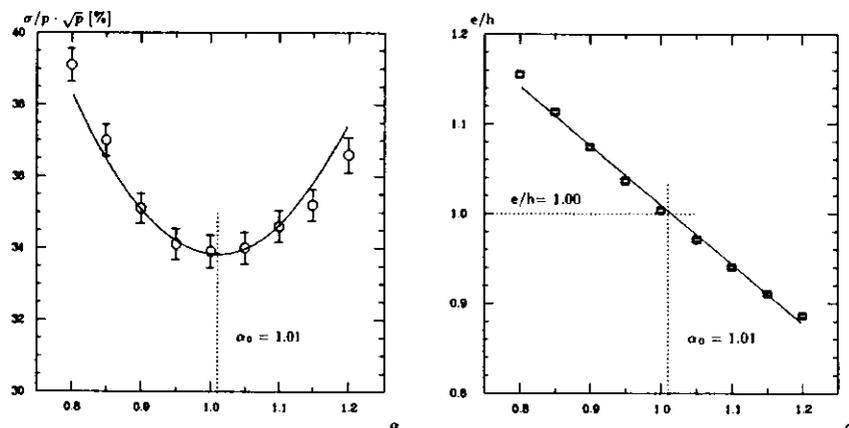


Abbildung 5.12: Variation der Energieauflösung (links) und e/h (rechts) vs. α für π^- bei 10 GeV/c

In Abbildung 5.12 sind Energieauflösung (links) und e/h -Verhältnis (rechts) für verschiedene Werte von α aufgetragen. Die Kurve der verschiedenen Energieauflösungen beschreibt in erster Näherung eine Parabel und der ebenfalls eingezeichnete Fit liefert das Minimum der Kurve bei $\alpha_0 = 1.01 \pm 0.02$. Betrachtet man die andere Abbildung, so zeigen die e/h -Werte gegen α aufgetragen fast eine lineare Abhängigkeit. Der dargestellte Fit einer Geraden führt wie erwartet zu dem Ergebnis, daß das Kalorimeter ebenfalls für $\alpha_0 = 1.01 \pm 0.02$ kompensiert.

Die nachfolgende Analyse wurde für $\alpha_0 = 1.00$ durchgeführt. Der möglicherweise dadurch entstandene Fehler von unter 1% kann mit den anderen systematischen Ungenauigkeiten zusammengefaßt werden.

Die bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Kalibrationen auftretenden systematischen Fehler werden auf unter 2% abgeschätzt.

5.6 Die Teilchenidentifikation

Da der verwendete Teilchenstrahl am PS ein Gemisch von verschiedenen Teilchensorten darstellt, muß sorgfältig dafür Sorge getragen werden, daß durch einander ergänzende Methoden eine Unterscheidung der Teilchen bei allen gewählten Impulsen sichergestellt wird. Während die Selektion mit Hilfe eines Čerenkovzählers teilweise schon 'Online' durch die Triggerelektronik durchgeführt wird, kann das TOF-System und die Kalorimeterinformationen selbst erst bei der anschließenden Analyse verwendet werden. In folgenden sollen die einzelnen Methoden detaillierter beschrieben werden.

5.6.1 Flugzeitmessung der Teilchen

Wie bereits in Kapitel 5.3 erläutert, besteht die Möglichkeit, die Flugzeit der Teilchen zwischen den Szintillationszählern B1 und B2, die in einem Abstand von 9.2 m aufgestellt sind, zu messen. Ein TDC wird vom MASTER-OR (zeitbestimmt durch das B2-Signal) der schnellen Elektronik gestartet und durch ein verzögertes B1-Signal wieder gestoppt.

Die Flugzeitdifferenz zwischen Pionen und anderen Hadronen beträgt:

$$\Delta t = t(h) - t(\pi) \quad (5.19)$$

$$= \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_h} - \frac{1}{\beta_\pi} \right) \quad (5.20)$$

mit:

- t_h, t_π : Flugzeit des Hadrons bzw. Pions.
- L : Länge der Flugstrecke; hier: 9.2 m
- c : Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
- β_h, β_π : Geschwindigkeit der Hadronen bzw. Pionen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit: $\beta_i = v_i/c$

Die Größe Δt ist in Abbildung 5.14 sowohl für Protonen als auch für Kaonen in Abhängigkeit von ihrem Impuls dargestellt.

Die experimentell bestimmten Δt -Spektren für Strahlimpulse von 0.5, 1, 2, und 3 GeV/c beider Strahlpolaritäten zeigt Abbildung 5.13. Die erwarteten Werte für die Flugzeitunterschiede sind durch gestrichelte Linien angedeutet. Es ist zu erkennen, daß bei der Auswahl von Hadronen mit negativer elektrischer Ladung nur Pionen, also keine Antiprotonen oder Kaonen im Strahl auftauchen, wogegen bei gewählter positiver Polarität neben den Pionen auch Protonen im Spektrum anwesend sind. Die Halbwertsbreite der isolierten Pionenpeaks, ein Maß für das Zeitauflösungsvermögen des TOF-Systems, beträgt etwa 2 TDC-Kanäle oder 0.5 ns. Daraus folgt, daß mit Hilfe dieses Aufbaus nur Teilchensorten separiert werden können, die bei einem bestimmten Strahlimpuls eine Flugzeitdifferenz von größer als 2 ns aufweisen. Dieser Sachverhalt ist ebenfalls in Abbildung 5.14 verdeutlicht. Man erkennt hieraus, daß eine saubere Trennung von Protonen und Pionen bis zu einem Impuls von 2.5 GeV/c, sowie von Kaonen und Pionen bis zu 1.2 GeV/c möglich ist, was für Protonen durch Abbildung 5.13 bestätigt wird. Im Gegensatz zu den anderen dargestellten Fällen lassen sich Pionen und Protonen mit einem Impuls von 3 GeV/c nicht mehr sauber voneinander trennen.

5.6.2 Die Čerenkovzähler

Während der durchgeführten Tests waren zwei Čerenkovzähler verfügbar, die zur weiteren Separation der Teilchen eingesetzt wurden.

Als Füllgas wurde bei den durchgeführten Messungen CO_2 verwendet. Der eingestellte Fülldruck des

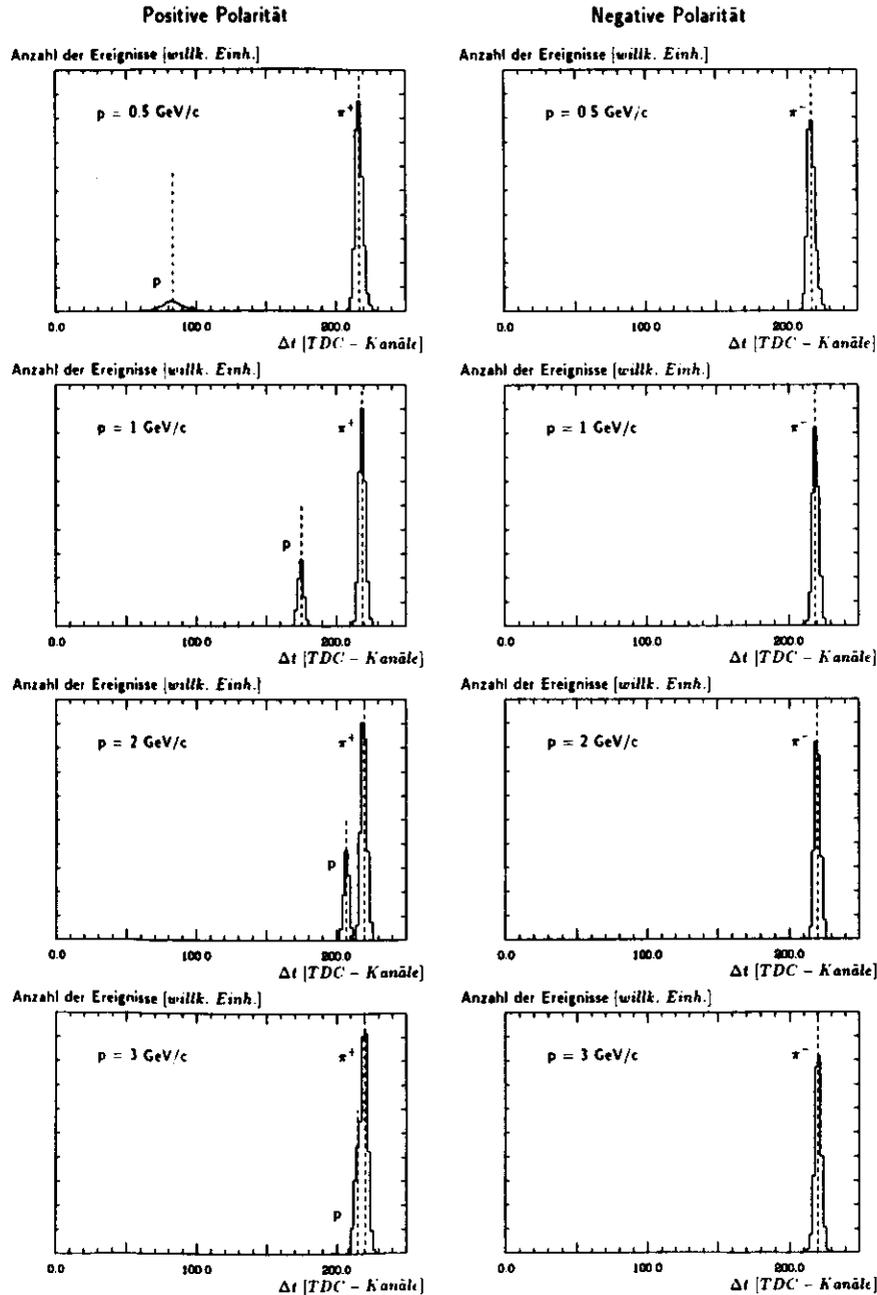


Abbildung 5.13: Δt -Spektren für Hadronen verschiedener Energien und Polaritäten

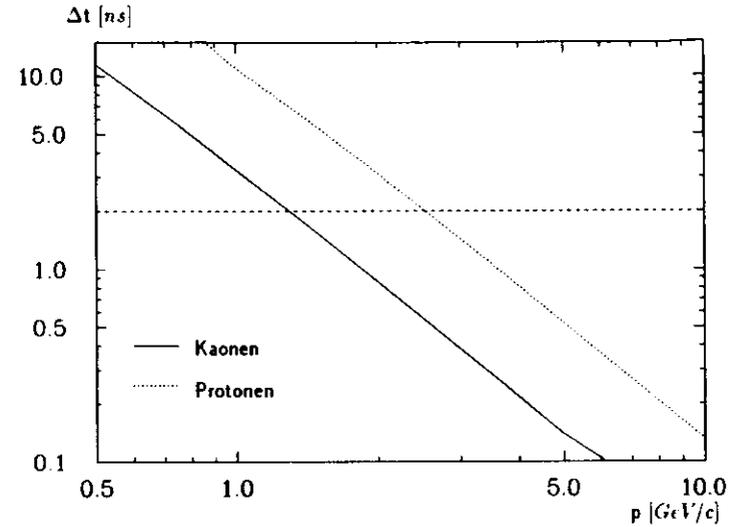


Abbildung 5.14: Flugzeitunterschied von Pionen und Kaonen bzw. Protonen

Gases war für beide Zähler identisch und wurde abhängig vom gewählten Strahlimpuls verändert. Damit kann sowohl die Effizienz der beiden Nachweisgeräte gegeneinander ermittelt, als auch die Möglichkeit der Teilchentrennung verbessert werden. Der Schwellendruck eines Gas-Čerenkovzählers, an dem ein Teilchen mit bestimmter Geschwindigkeit beginnt, Čerenkovstrahlung zu produzieren, berechnet sich folgendermaßen:

$$p_{Schw} [atm] = \frac{(n_{Schw} - 1)}{(n_0)_{0^\circ C, 1atm, CO_2} - 1} \cdot (1 + \alpha \cdot T) [atm] \quad (5.21)$$

mit:

$$\begin{aligned} n_{Schw} - 1 &= \beta^{-1} - 1 \\ \beta &= p / \sqrt{p^2 + m^2} \\ \alpha &= 0.00367 [1/^\circ C] \\ (n_0)_{0^\circ C, 1atm, CO_2} - 1 &= 4.1 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

wobei:

- p_{Schw} : Č-Schwellendruck in [atm]
- n : Brechungsindex des Gases
- T : Temperatur des Gases in [°C]
- p : Impuls des Teilchens in [MeV/c]
- m : Ruhemasse des Teilchens [MeV/c²]

In Abbildung 5.15 sind die Schwellendrücke verschiedener Teilchen, sowie die Čerenkovdrücke pr_1 und pr_2 in Abhängigkeit vom eingestellten Teilchenimpuls zu erkennen. Begründet durch den maximal erlaubten Fülldruck der beiden Čerenkovdetektoren von 4.0 atm hat man keine Möglichkeit, Kaonen von Protonen zu trennen. Dies hat insofern Auswirkungen auf die Analyse, da die Separation dieser Teilchen mit Hilfe des TOF-Systems bei Impulsen höher als etwa

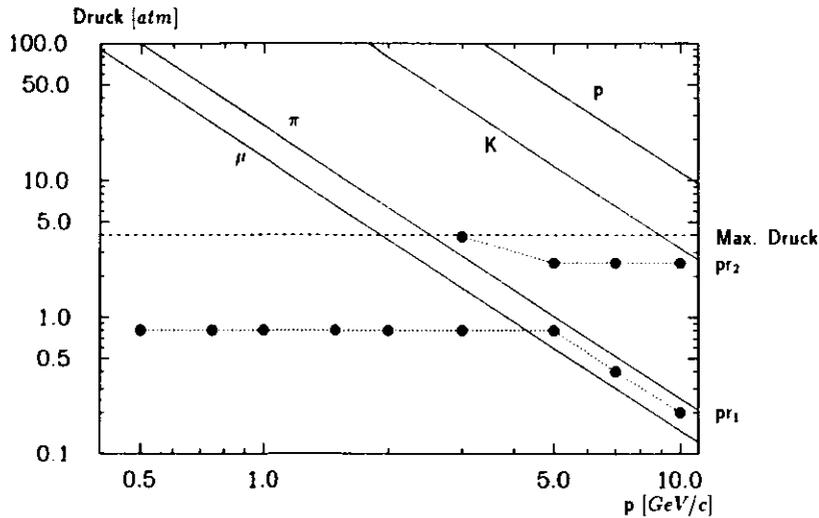


Abbildung 5.15: Schwellendrucke eines mit CO₂ gefüllten Čerenkovzählers für verschiedene Teilchen aufgetragen gegen den Impuls. Die Punkte zeigen die verwendeten Čerenkovdrücke.

2 GeV/c ebenfalls nicht mehr möglich ist (siehe Abbildung 5.14).

Die Existenz eines maximalen Čerenkovdruckes stellt auch die Begründung dafür dar, daß zur Trennung von Protonen und Pionen der verschiedenen Impulse zwei unterschiedliche Verfahren, die TOF-Messung und die Čerenkovzähler angewendet werden müssen.

p [GeV/c]	pr ₁ [atm]	pr ₂ [atm]	ε ₁ (pr ₁) [%]	ε ₂ (pr ₁) [%]	ε ₁ (pr ₂) [%]	ε ₂ (pr ₂) [%]
0.50	0.8	—	80	95	—	—
0.75	0.8	—	77	96	—	—
1.00	0.8	—	77	97	—	—
1.50	0.8	—	77	97	—	—
2.00	0.8	—	78	97	—	—
3.00	0.8	3.9	79	96	96	99
5.00	0.8	2.5	72	91	96	99
7.00	0.4	2.5	71	67	98	99
10.0	0.2	2.5	25	17	98	98

Tabelle 5.6: Effizienzen der Čerenkovzähler Č₁ und Č₂ für die beiden Drücke pr₁ und pr₂

Aufgrund der Tatsache, daß in beiden Čerenkovdetektoren ein identischer Fülldruck eingestellt wird, kann die Effizienz eines jeden Zählers ermittelt werden. Durch Selektion von Ereignissen, die ein Signal im einen Detektor hinterlassen und so eindeutig als 'strahlende' Teilchen identifiziert sind, kann anschließend der Bruchteil der Ereignisse bestimmt werden, die im anderen Zähler kein Signal verursachen. Ergebnisse dieser Effizienzbestimmung sind abhängig vom Teilchenimpuls für pr₁ und pr₂ in Tabelle 5.6 angegeben. Es ist zu erkennen, daß bis auf die hohen Impulse von 7 GeV/c und 10 GeV/c eine saubere Trennung der gewünschten Teilchensorten durchgeführt wird.

5.6.3 Das Kalorimeter

Wie in Kapitel 4 deutlich geworden, sind elektromagnetische von hadronischen Schauern unter anderem daran zu unterscheiden, daß sie ihre Energie ausschließlich im vorderen Bereich des Kalorimeters deponieren. Durch longitudinal segmentierte Auslese, wie beim ZEUS-Kalorimeter eingerichtet, ist es daher möglich, eine Elektron-Hadron-Separation mit Hilfe der Kalorimeterinformationen durchzuführen.

Man betrachte einmal die folgendermaßen definierte Größe:

$$\Delta_{cal} = (E - E_{Str})/p \tag{5.22}$$

mit:

- E : Im Kalorimeter deponierte Gesamtenergie.
- E_{Str} : Energie, die in dem EMC-Streifen deponiert wurde, in den der Strahl eingeschossen wurde.
- p : Impuls des Teilchenstrahles: Verwendung als Normierungskonstante.

Δ_{cal} beschreibt die Energie, welche im gesamten Kalorimeter mit Ausnahme des EMC-Streifens, in den die Teilchen einfallen, zu finden ist, dividiert durch den Strahlimpuls. Da Elektronen fast ihre gesamte Energie im zentralen Streifen unterbringen, erwartet man sie bei kleinen Werten in den Δ_{cal}-Spektren im Gegensatz zu Hadronen, die nahezu alle Energie im Rest des Kalorimeters deponieren. Typische Δ_{cal}-Spektren negativ geladener Teilchen sind für verschiedene Impulse in Abbildung 5.16 dargestellt. Hier wird deutlich, daß dieses Verfahren ab Impulsen von etwa 3 GeV/c zur Elektron-Hadron-Trennung eingesetzt werden kann. Das ist insofern sehr nützlich, da hier bei Verwendung der Čerenkovzähler mit dem Druck pr₂ einerseits Protonen und andererseits ein Gemisch aus Elektronen und Pionen aufgenommen wird. Die Effizienz ε_{cal} des Nachweises von Elektronen mit der Schnittbedingung Δ_{cal} < Δ_{cut} und Hadronen mit Δ_{cal} > Δ_{cut} für verschiedene Impulse, sowie die verwendeten Werte für Δ_{cut} sind in Tabelle 5.7 zusammengefaßt.

p [GeV/c]	Δ _{cut} [pC/GeV]	ε _{cal} (e) [%]	ε _{cal} (h) [%]
0.50	-7.5	1.2	99.3
0.75	-5.0	1.9	99.4
1.00	-2.5	5.3	99.4
1.50	-1.0	6.5	99.7
2.00	±0.0	12.0	99.6
3.00	+3.0	89.8	97.9
5.00	+3.0	96.2	99.0
7.00	+3.0	99.0	98.6
10.0	+3.0	99.0	99.0

Tabelle 5.7: Effizienz für den Nachweis von Elektronen (Δ_{cal} < Δ_{cut}) und Hadronen (Δ_{cal} > Δ_{cut}) des Kalorimeters

Neben der Trennung von Elektronen und Hadronen erlaubt die Verwendung der Kalorimeterinformationen auch die Erkennung von Myonen. Da sie in der Regel das gesamte Kalorimeter durchfliegen, wobei sie nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Ionisationseffekte verlieren, können Myonen bei der Analyse daran erkannt werden, daß in beiden hadronischen Sektionen gleichviel, etwa 15 pC bis 20 pC Ladung produziert wird. Trägt man ihre rekonstruierten Ladungen gegeneinander auf, kann man im beschriebenen Bereich eine Ansammlung von Ereignissen erkennen, die als Myonen identifiziert sind (siehe Abbildung 5.17).

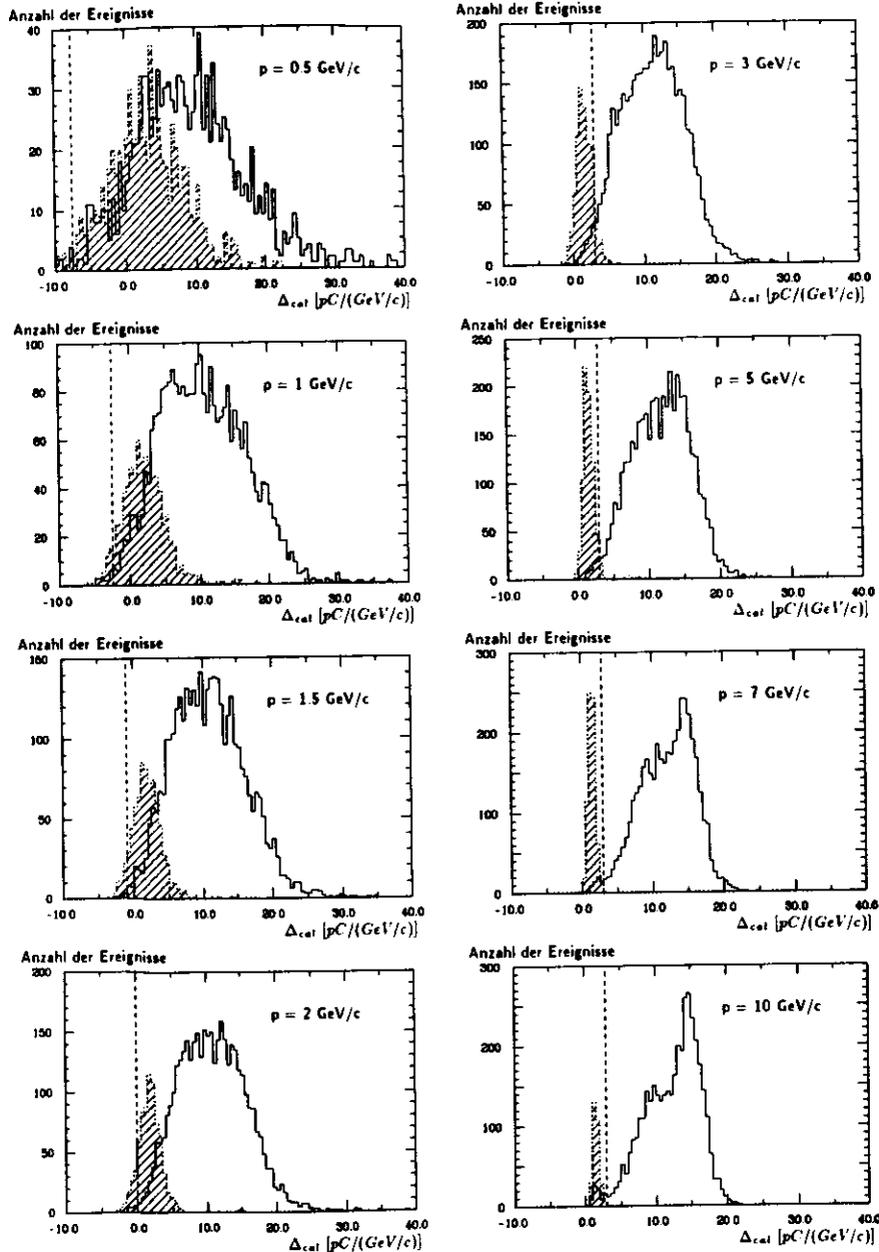
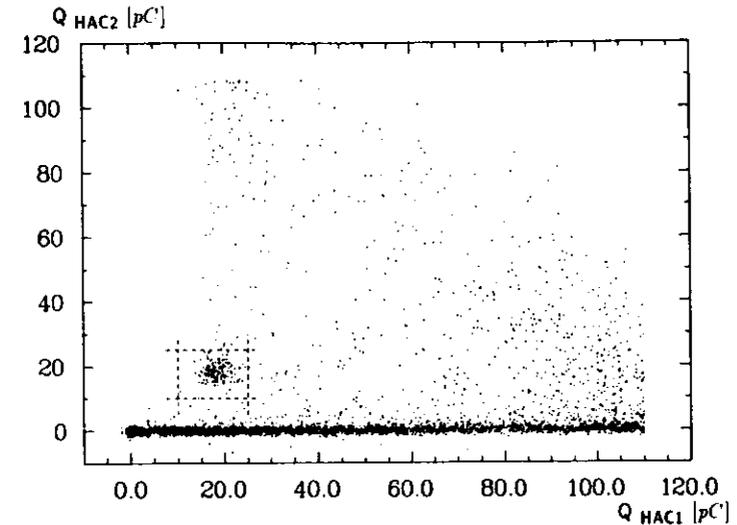
Abbildung 5.16: Δ_{cat} -Spektren für Elektronen (gestraffert) und Pionen verschiedener Impulse

Abbildung 5.17: Gemessene Ladung in den Sektionen des hadronischen Kalorimeters zur Verdeutlichung der verwendeten Myonschnitte. Sie sind gestrichelt eingezeichnet.

Durch einen Schnitt bei der Analyse, der verlangt, daß für ein bestimmtes Ereignis gleichzeitig in HAC1 und HAC2 eine Ladung zwischen 10 pC und 25 pC nachgewiesen wird, kann man so eine Kontamination durch Myonen weitgehend unterdrücken.

Eine Kombination der in diesem Abschnitt beschriebenen Methoden gewährleistet im betrachteten Impulsintervall von 0.5 GeV/c bis 10 GeV/c eine saubere Erkennung von Elektronen und Pionen beider Polarität, sowie Protonen. Die Kontamination dieser Teilchen aufgrund der Ineffizienz der verwendeten Nachweismethoden soll in Abschnitt 5.8 abgeschätzt werden.

5.7 Zusammensetzung des Strahls

Die am CERN-T7-Teststrahl für physikalische Experimente zur Verfügung stehenden Teilchen werden dadurch produziert, daß die im Synchrotron auf eine Energie von 24 GeV beschleunigten Protonen auf ein Wolframtarget extrahiert werden.

Mit Hilfe der installierten Triggerzähler ist es möglich, den Strahl und die Ankunft der Teilchen zeitlich zu definieren. Aus den in Tabelle A.1 dargestellten Triggerraten und gemessenen Teilchenzahlen pro Spill kann man daher Rückschlüsse auf die Zusammensetzung des Strahls ziehen. Tabelle A.5 zeigt für verschiedene Impulse den prozentualen Anteil f_i , mit der eine Teilchensorte i im Strahl auftritt, wobei Teilchen beider Polarität gemäß ihrer relativen Raten zusammengefaßt sind. Hierzu sei noch bemerkt, daß sich schätzungsweise etwa 5% der als Pionen angesehenen Teilchen später als Myonen herausstellen, die aufgrund von Vielfachstreuungseffekten im Kalorimeter kein Signal im Szintillationszähler B4 hinter dem Detektor erzeugen.

In Abbildung 5.18 ist dieser Sachverhalt graphisch dargestellt. Es fällt auf, daß bei kleinen Energien der Teilchenstrahl fast ausschließlich durch Elektronen dominiert wird, bei hohen Impulsen herrscht

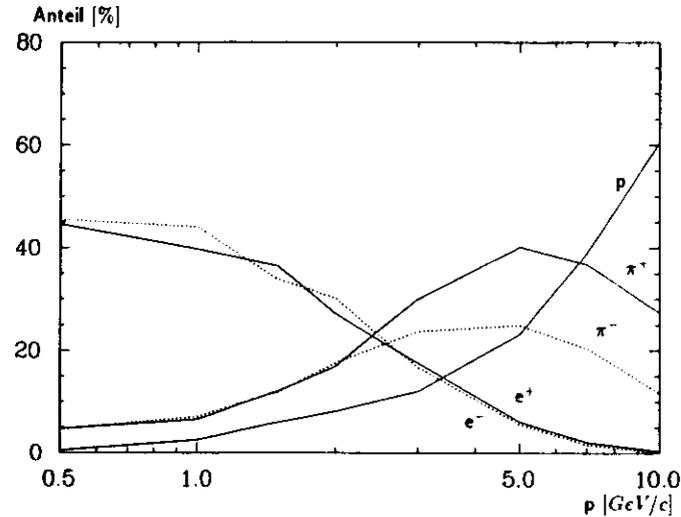


Abbildung 5.18: Zusammensetzung des T7-Strahls am CERN-PS. Die verschiedenen Teilchensorten beider Polaritäten sind gemäß ihrer relativen Raten berücksichtigt.

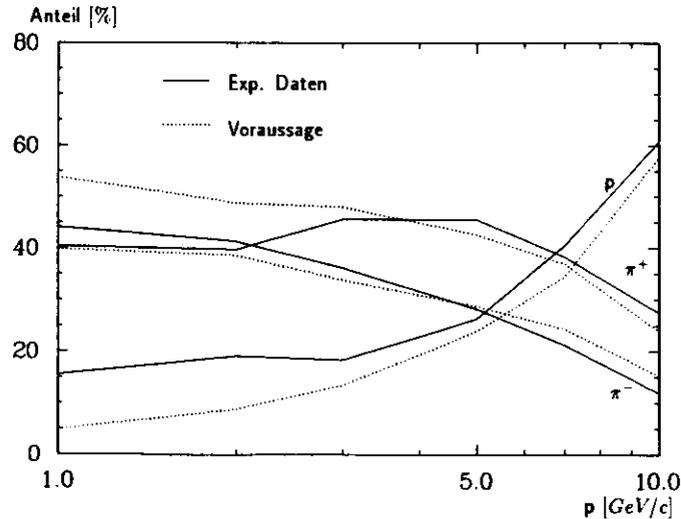


Abbildung 5.19: Vergleich der experimentell bestimmten Strahlzusammensetzung für π^+ , π^- und p mit den Ergebnissen des theoretischen Modells.

die Produktion von Hadronen vor.

Während die Erzeugung von Elektronen und Positronen stark von der speziellen Geometrie des Targets und des Strahlenganges abhängt, kommt es beim Verständnis des Hadronenanteils auf die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen von Protonen mit dem Wolframblock an. Im Hinblick auf die Abschätzung des Anteiles von Kaonen im Strahl soll nun die Zusammensetzung der hadronischen Komponenten auf der Grundlage eines theoretischen Modells berechnet werden [GRO70]. Das verwendete Modell für hadronische Wechselwirkungen ist ein thermodynamisches Modell, welches mit experimentellen Daten optimiert wurde. Die dort angegebenen Wirkungsquerschnitte, welche für einen 19.2 GeV Protonenstrahl mit Blei als Targetmaterial bereitgestellt waren, mußten zunächst auf 24 GeV reskaliert werden. Aufgrund der Annahme, daß das Verhältnis der einzelnen Wirkungsquerschnitte für die Produktion sekundärer Hadronen bei einem bestimmten Impuls der relativen Rate im Strahl entspricht, konnte eine Abschätzung der hadronischen Zusammensetzung vorgenommen werden.

Abbildung 5.19 vergleicht die auf diese Weise gemachten theoretischen Erwartungen mit den experimentell bestimmten Raten von Pionen beider Polarität und Protonen. Man erkennt, daß die hier dargestellten Resultate zumindest qualitativ mit den errechneten Ergebnissen übereinstimmen. Der durch das Modell ebenfalls bereitgestellte Anteil von Kaonen und Antiprotonen relativ zu dem der Pionen und Protonen ist in Tabelle 5.8 dargestellt.

p [GeV/c]	r_π	r_K	K^+/π^+ [%]	K^+/p [%]	K^-/π^- [%]	\bar{p}/π^- [%]	$(K^- + \bar{p})/\pi^-$ [%]
1.00	0.59	0.01	—	0.3	—	—	—
2.00	0.77	0.12	0.9	3.7	0.4	—	0.4
3.00	0.84	0.24	2.0	6.1	1.1	0.1	1.2
5.00	0.90	0.42	3.9	6.3	1.9	0.2	2.1
7.00	0.93	0.54	5.2	5.2	1.9	0.3	2.2
10.0	0.95	0.65	8.3	3.3	1.3	0.2	1.5

Tabelle 5.8: Kaon- und Antiprotoninhalt des Strahls bezogen auf Protonen und Pionen, vorausgesagt durch das theoretische Modell

Bei der Berechnung dieser Raten wurde der Zerfall von Pionen und Kaonen auf der Strecke vom Target bis zum Kalorimeter bereits berücksichtigt. Der Anteil r überlebender Teilchen kann auf folgende Art berechnet werden:

$$r = \exp\left(-\frac{L_b}{p \cdot d}\right) \quad (5.23)$$

mit:

- L_b : Zerfallsstrecke; hier: Abstand von Target und Kalorimeter: $L_b = 30$ m
- p : Impuls des Teilchens in [GeV/c]
- d : Zerfallslänge in [m/(GeV/c)], wobei:
 $d_\pi = 56$ [m/(GeV/c)]
 $d_K = 7$ [m/(GeV/c)]

Die Werte für r_K und r_π finden sich ebenfalls in Tabelle 5.8. Die beobachtete Abwesenheit von Kaonen bei niedrigen Impulsen kann durch den aufgeführten Zerfallsfaktor erklärt werden. Es ist weiterhin zu beobachten, daß für Teilchenimpulse größer als 3 GeV/c die negativen Hadronen zu etwa 2% mit Kaonen und Antiprotonen kontaminiert sind. Diese Größe stimmt mit den beobachteten Raten von Teilchen überein, die bei negativ gewählter Strahlpolarität durch die Čerenkovzähler als 'Protonen' angesehen werden (siehe Tabelle A.1).

Die vorausgesagte Rate der positiv geladenen Kaonen wird im nächsten Abschnitt dazu verwendet, die Kontamination der Protonen abzuschätzen.

5.8 Selektionskriterien und Untergrundabschätzungen

In diesem Abschnitt sollen zunächst die Auswahlkriterien dargestellt werden, welche im Rahmen der Analyse verwendet wurden, wobei \hat{C}_{cut} die bei der Auswertung verwendete Schwelle im Čerenkovspektrum darstellt:

- Elektronen und Positronen:

- $\hat{C}_1(p\tau_1) > \hat{C}_{cut}$ (Signal im \hat{C}_1)
- $\hat{C}_2(p\tau_1) > \hat{C}_{cut}$ (Signal im \hat{C}_2)
- $\Delta_{cal} < \Delta_{cut}$

- Pionen beider Polarität:

für $p < 3 \text{ GeV}/c$:

- $\hat{C}_1(p\tau_1) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_1)
- $\hat{C}_2(p\tau_1) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_2)
- $\Delta_{cal} > \Delta_{cut}$
- Myonschnitt, beschrieben in Abschnitt 5.6.3
- Schnitte im TOF-Spektrum, die kompatibel mit Pionen des jeweiligen Impulses gewählt sind.

für $p \geq 3 \text{ GeV}/c$:

- $\hat{C}_1(p\tau_2) > \hat{C}_{cut}$ (Signal im \hat{C}_1)
- $\hat{C}_2(p\tau_2) > \hat{C}_{cut}$ (Signal im \hat{C}_2)
- $\Delta_{cal} > \Delta_{cut}$
- Myonschnitt

- Protonen:

für $p < 3 \text{ GeV}/c$:

- $\hat{C}_1(p\tau_1) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_1)
- $\hat{C}_2(p\tau_1) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_2)
- $\Delta_{cal} > \Delta_{cut}$
- Myonschnitt
- Schnitte im TOF-Spektrum, die kompatibel mit Protonen des jeweiligen Impulses gewählt sind.

für $p \geq 3 \text{ GeV}/c$:

- $\hat{C}_1(p\tau_2) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_1)
- $\hat{C}_2(p\tau_2) < \hat{C}_{cut}$ (kein Signal im \hat{C}_2)
- $\Delta_{cal} > \Delta_{cut}$
- Myonschnitt

p [GeV/c]	n_{e^+}/n_{π^+} [%]	n_{e^-}/n_{π^-} [%]	n_{π^+}/n_p [%]	n_{K^+}/n_p [%]
0.50	9.4	9.8	-	-
0.75	6.8	6.8	-	-
1.00	4.0	4.1	-	-
1.50	2.0	1.9	-	-
2.00	0.9	1.0	-	-
3.00	5.8	7.0	2.5	(6.1)
5.00	0.6	0.9	0.1	(6.3)
7.00	0.1	0.1	-	(5.2)
10.0	-	-	-	(3.3)

Tabelle 5.9: Kontamination der Pionen und Protonen. Die Kaonkontamination ist die Voraussetzung des theoretischen Modells.

Es soll nun auf die Verunreinigung der verschiedenen Teilchensorten durch die nicht zu vermeidenden Unzulänglichkeiten bei ihrer Identifikation eingegangen werden.

Die Kontamination der Elektronen kann als sehr gering angenommen werden, da in beiden Čerenkovdetektoren ein Signal verlangt wird, welches bei Verwendung des Druckes $p\tau_1$ nur von Elektronen erzeugt werden kann. Sie wird daher mit 0.1% abgeschätzt.

Die Pionen dagegen sind mit Elektronen versehen, die aufgrund der Ineffizienz der Čerenkovzähler und des Kalorimeter selbst nicht erkannt worden sind. Ihr Verhältnis kann durch die bereits bestimmten Effizienzen folgendermaßen berechnet werden:

$$\frac{n_e}{n_\pi} = (1 - \epsilon_1(p\tau_1)) \cdot (1 - \epsilon_2(p\tau_1)) \cdot (1 - \epsilon_{cal}(e)) \cdot \frac{f_e}{f_\pi} \quad \text{für } p < 3 \text{ GeV}/c \quad (5.24)$$

$$\frac{n_e}{n_\pi} = (1 - \epsilon_{cal}(e)) \cdot \frac{f_e}{f_\pi} \quad \text{für } p \geq 3 \text{ GeV}/c \quad (5.25)$$

mit:

- $\epsilon_1(p\tau_1), \epsilon_2(p\tau_1)$: Effizienz der beiden Čerenkovzähler
- $\epsilon_{cal}(e)$: Effizienz für den Nachweis von Elektronen mit dem Kalorimeter
- f_e, f_π : Relativer Anteil von Elektronen und Pionen im Strahl

Setzt man in diese Beziehungen die in Tabelle 5.6, 5.7, A.5 aufgeführten Werte ein, so erhält man die Kontamination der Pionen mit Elektronen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.9 dargestellt.

Die Verunreinigung von Protonen für Impulse unter 3 GeV/c kann nur geschätzt werden. Die Selektion durch die TOF-Methode allerdings hängt für konstanten Impuls empfindlich von der Teilchenart ab, so daß auch hier eine geringe Kontamination in der Größenordnung von 0.1% oder kleiner angenommen wird.

Bei Impulsen oberhalb von 3 GeV/c kommen im Protonenanteil auch Pionen und Kaonen vor. Während die Kontamination durch Kaonen experimentell nicht gemessen werden konnte und aus diesem Grunde die Werte für n_K/n_p dem Ergebnis des theoretischen Modells (siehe Tabelle 5.8) entnommen wird, kann die Beimischung von Pionen aus den experimentellen Daten berechnet werden. Auch hier ist die nicht optimale Effizienz der Čerenkovzähler die Ursache, daß Pionen kein Signal erzeugen und bei der Analyse als Protonen angesehen werden.

$$\frac{n_\pi}{n_p} = (1 - \epsilon_1(p\tau_2)) \cdot (1 - \epsilon_2(p\tau_2)) \cdot \frac{f_\pi}{f_p} \quad (5.26)$$

Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 5.9 dargestellt, wobei die eingeklammerten Größen andeuten sollen, daß es sich hier nicht um experimentell bestimmte, sondern um theoretisch erwartete Werte handelt.

Kapitel 6

Ergebnisse: Linearität, Energieauflösung, e/h

6.1 Antwort des Kalorimeters auf Teilchen verschiedener Energien

Die Grundlage der zunächst folgenden Ergebnisse sind die Daten aus Test 816. Es wurden Elektronen, Positronen, Pionen beider Polarität und Protonen mit Impulsen zwischen 0.5 GeV/c und 10.0 GeV/c in das Kalorimeter eingeschossen, die anschließend mit Hilfe der in Abschnitt 5.8 geschilderten Selektionskriterien voneinander getrennt werden konnten.

Als Einschußstelle auf der Frontfläche des Kalorimeters wurde das Zentrum des 7. EMC-Streifens im 2. Modul deshalb gewählt, weil das 4. Prototypmodul wegen des Mangels an Elektronik noch nicht ausgelesen werden konnte und ein zentraler Ort gewählt werden mußte, um seitliche Leckverluste möglichst gering zu halten.

Als Maß der im Kalorimeter deponierten Energie wird im folgenden die Summe der für jeden Kanal rekonstruierten Ladung nach den beschriebenen Korrekturen und Kalibrationen verwendet. Bei hadronischen Schauern, die sich praktisch über das gesamte Kalorimeter ausbreiten, ist die Summe aller Kanäle die einzige Möglichkeit, die Schauenergie zu bestimmen. Für Elektronen allerdings, die bereits etwa 90% ihrer Gesamtenergie im Einschußstreifen selbst deponieren, ist dies nicht unbedingt erforderlich. Hier hat man zwei Möglichkeiten, die Kalorimeterinformationen zu verwerten:

1. Aufsummation aller Kanäle des Kalorimeters, wobei das Pulshöhenspektrum bei kleineren Teilchenimpulsen durch das Rauschen des Kalorimeters deutlich verbreitert wird. Diese Information wird dazu verwendet, das e/h-Verhältnis zu berechnen, wodurch der systematische Fehler verringert wird, indem sowohl bei Bestimmung des Elektronensignals (e), als auch des Hadronensignals (h) das Gesamttrauschen des Kalorimeters und eventuelle Nullpunktverschiebungen berücksichtigt werden.
2. Zur Bestimmung der Energieauflösung von Elektronen hat man zusätzlich die Möglichkeit, nur 3 EMC-Streifen bei der Aufsummation der Ladungen zu betrachten, wobei der Einfallsstreifen in der Mitte liegt. Auf diese Weise kann einerseits nahezu die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers erfaßt und andererseits der unerwünschte Beitrag des Kalorimeterrauschens auf ein Minimum reduziert werden.

Wird nun die Ladung an den Photoröhren für alle nach den Analyseschnitten übrig bleibenden Ereignisse in ein Histogramm eingetragen, so ergeben sich typische Pulshöhenspektren, wie sie in Ab-

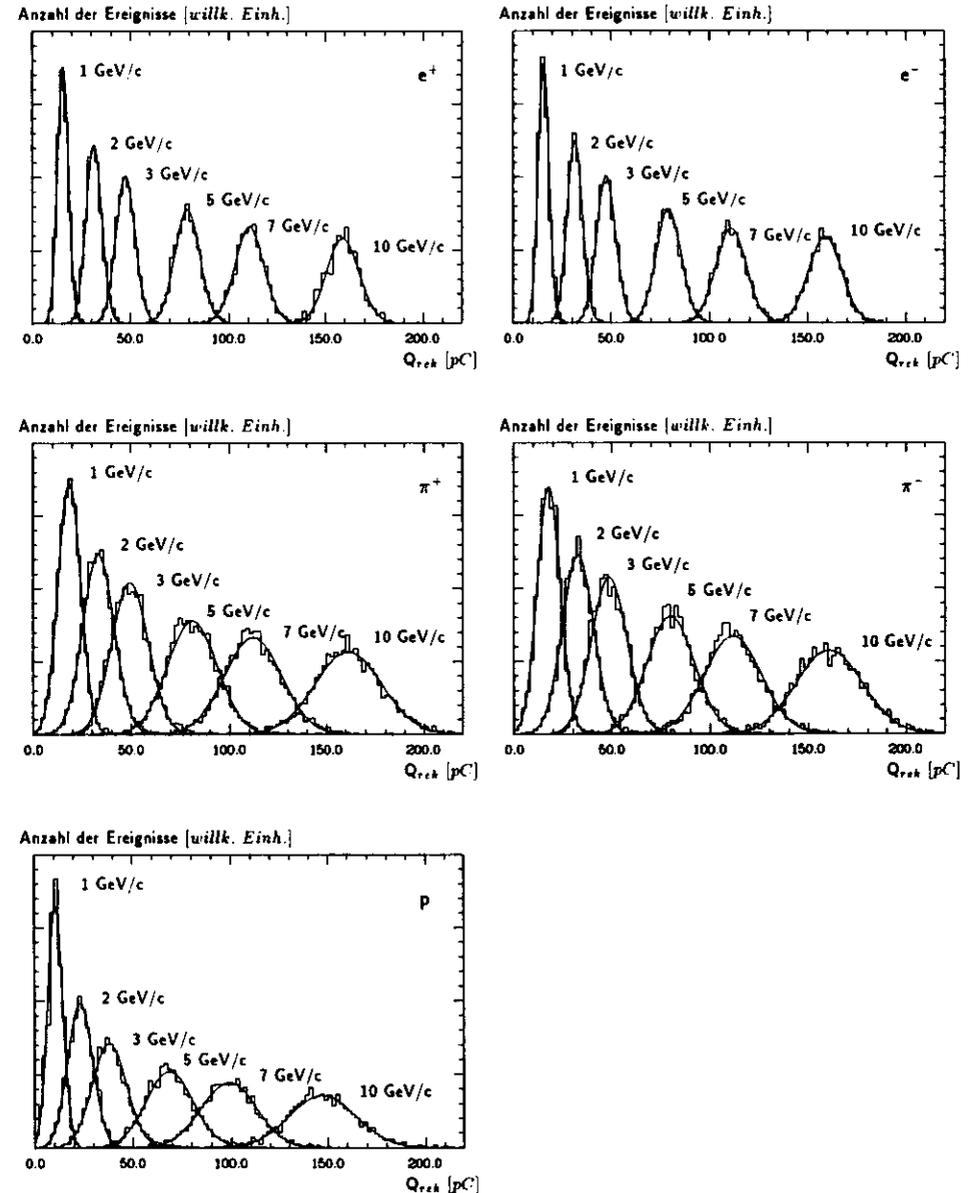


Abbildung 6.1: Pulshöhenspektren von Elektronen und Hadronen (π , p) beider Polaritäten mit den Gaußfits

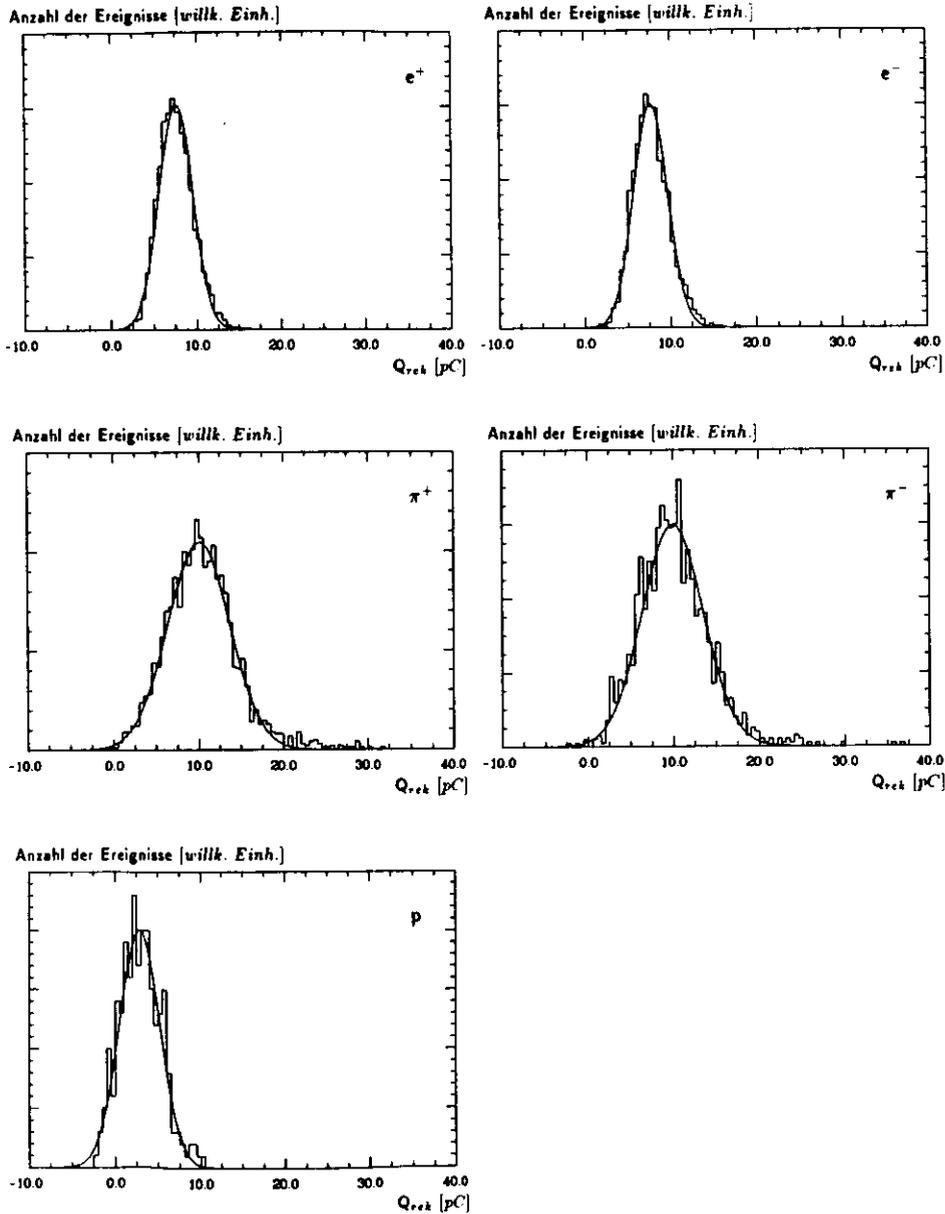


Abbildung 6.2: Pulshöhenspektren von Elektronen und Hadronen (π , p) beider Polaritäten mit einem Impuls von $0.5 \text{ GeV}/c$ mit den Gaußfits

Abbildung 6.1 zu sehen sind. Hier sind sowohl bei den Hadronen (π^+ , π^- und p), als auch bei den Elektronen (e^+ und e^-) alle Kalorimeterkanäle für verschiedene Teilchenimpulse aufsummiert. Abbildung 6.2 zeigt zusätzlich die gemessenen Pulshöhenspektren für Teilchen des niedrigsten untersuchten Impulses von $0.5 \text{ GeV}/c$ ebenfalls als Summe aller Kalorimeterkanäle. Es zeigt sich, daß die Verteilungen für alle vermessenen Impulse, also hinab bis zu $0.5 \text{ GeV}/c$, durch Gaußverteilungen beschreibbar sind. Die zugehörigen Funktionsfits sind ebenfalls in Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2 dargestellt.

Die wichtigsten Ergebnisse sollen nun ausführlicher diskutiert werden.

Elektronen und Positronen

Tabelle A.6 zeigt die Ergebnisse der Analyse für Elektronen und Positronen. Hier ist sowohl die gemessene, als auch die für den Energieverlust der Teilchen vor dem Kalorimeter korrigierte mittlere rekonstruierte Ladung des gesamten Kalorimeters aufgeführt.

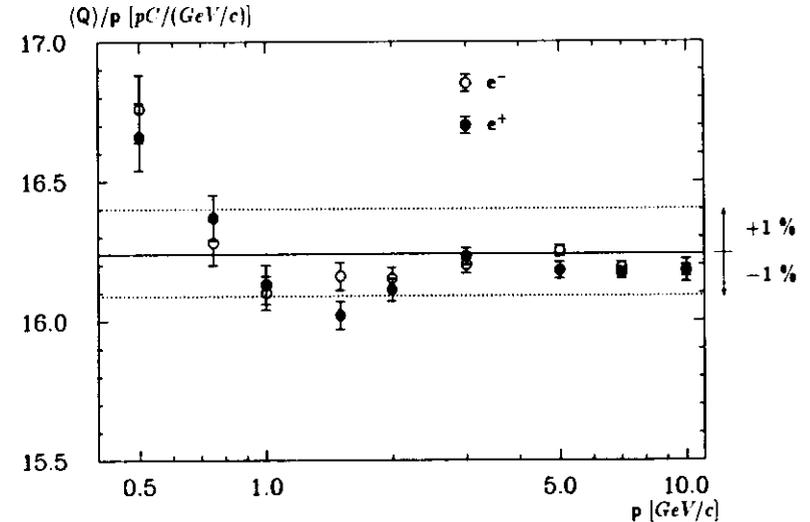


Abbildung 6.3: Linearität der Elektronen

Zur Betrachtung der Linearität der Elektronensignale zeigt Abbildung 6.3 die korrigierte Gesamtladung im Kalorimeter zurückgerechnet auf einen Einschußimpuls von $1 \text{ GeV}/c$. Abgesehen vom kleinsten Impuls von $0.5 \text{ GeV}/c$, hier machen sich schon kleine Pedestalverschiebungen deutlich bemerkbar, sind die Abweichungen δ vom Mittelwert im allgemeinen besser als 1% . Diese Ergebnisse stehen in Übereinstimmung mit Monte-Carlo-Rechnungen, welche in diesem Zusammenhang durchgeführt wurden [ROS89].

In Abbildung 6.4 ist die Energieauflösung des Kalorimeters bei der Vermessung von elektromagnetischen Schauern zu erkennen. Hier ist die Standardabweichung der erhaltenen Verteilung bezogen auf ihren Mittelwert multipliziert mit der Quadratwurzel des Teilchenimpulses gegen den Impuls aufgetragen. Es wird sowohl die Information des gesamten Kalorimeters, dargestellt durch die runden Einträge, als auch die Auflösung nach Aufsummation von nur 3 EMC-Streifen durch die quadratischen

Einträge für Elektronen und Positronen gezeigt. Während die Energieauflösung nach Betrachtung des gesamten Kalorimeters zu kleineren Impulsen hin bedingt durch Rauschen, dessen Beitrag ebenfalls eingezeichnet ist, immer schlechter wird, bleibt sie für den Fall konstant, daß nur 3 Streifen der elektromagnetischen Sektion in die Berechnung miteinbezogen werden und erreicht im Mittel eine Größe von $17.5\%/\sqrt{p}$.

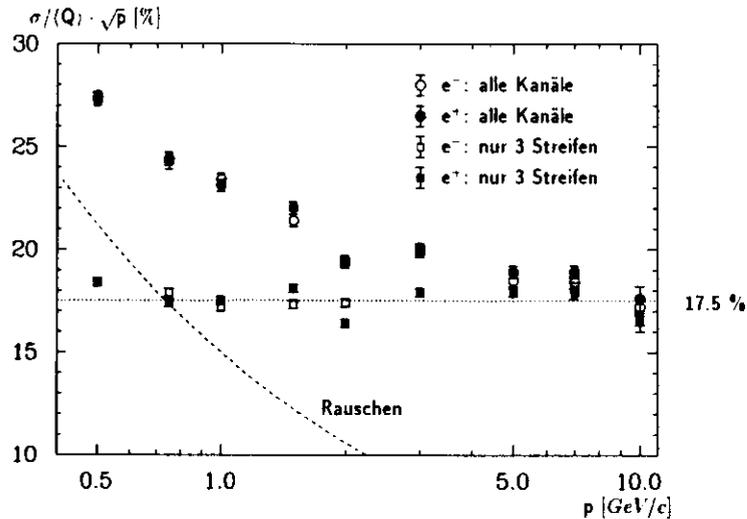


Abbildung 6.4: Energieauflösung der Elektronen vs. Impuls bei Aufsummation des gesamten Kalorimeters oder der zentralen 3 EMC-Streifen

Dieses Ergebnis reproduziert schon früher mit anderer Ausleseelektronik durchgeführte Messungen der ZEUS-Kalorimetergruppe und kann ebenfalls durch EGS4-Rechnungen bestätigt werden [ROS89], nimmt man einen Beitrag der Photoelektronenstatistik zur Energieauflösung von $8\%/\sqrt{E}$ an.

Pionen und Protonen

Die Resultate der Analyse für Pionen sind in Tabelle A.7 und für Protonen in Tabelle A.8 zusammengefaßt. Hier ist sowohl der gemessene und auf den Energieverlust der Teilchen korrigierte Mittelwert der Pulshöhenspektren, als auch das c/h -Verhältnis und die Energieauflösung angegeben.

Da die kinetische Energie die für Teilchenproduktion und Energieverlust zur Verfügung stehende Energie ist, werden die folgenden Ergebnisse in Abhängigkeit dieser Größe dargestellt.

Abbildung 6.5 und 6.6 zeigen Energieauflösung und c/h -Verhältnis der untersuchten Hadronen aufgetragen gegen die kinetische Energie der Teilchen. Die bei der Berechnung von c/h verwendete Signalthöhe der Elektronen wurde durch Extrapolation unter der Annahme einer perfekten Linearität bestimmt.

Pionen beider Polarität und Protonen zeigen ein ganz ähnliches Verhalten; c/h und die Energieauflösung stimmen bis auf wenige % überein. Während für Energien oberhalb von 5 GeV das c/h -Verhältnis einen Wert von 1.0 erreicht und eine Energieauflösung von ungefähr $34\%/\sqrt{E}$ beobachtet

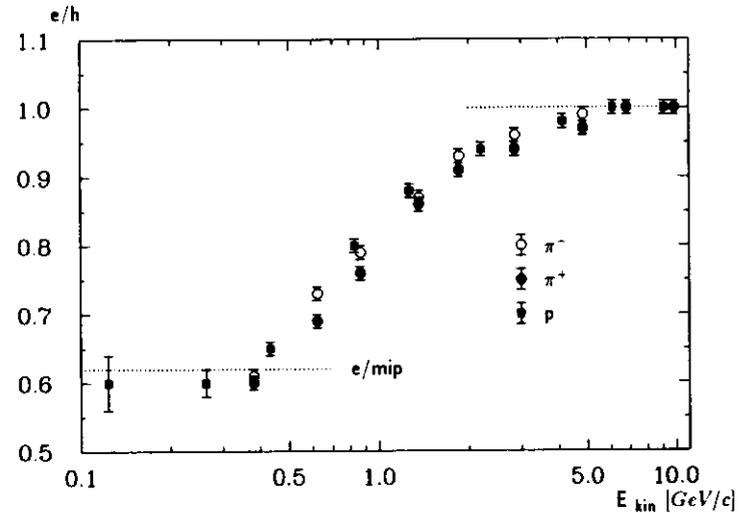


Abbildung 6.5: Das e/h -Verhältnis für Protonen und Pionen vs. kinetische Energie. Die Antwort für Elektronen ist mit perfekt angenommener Linearität skaliert.

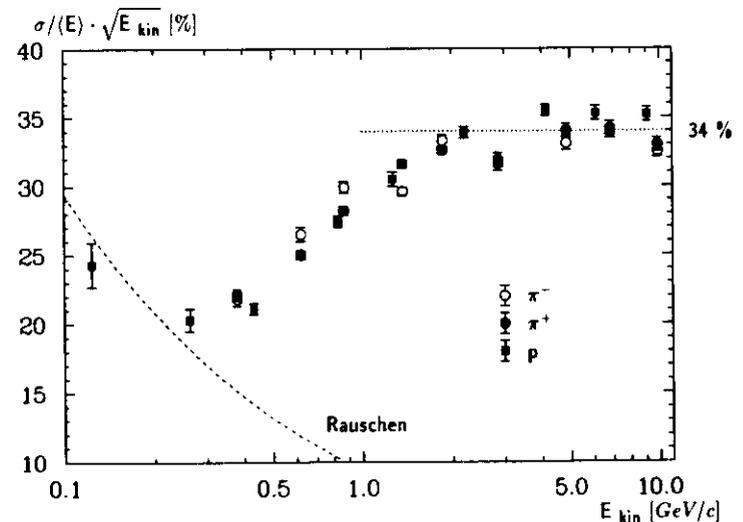


Abbildung 6.6: Energieauflösung für Hadronen vs. kinetische Energie. Es werden alle Kalorimeterkanäle aufsummiert.

wird, erkennt man dagegen für kleiner werdende Energien ein abnehmendes e/h -Verhältnis und eine besser werdende Energieauflösung. Dieses Verhalten kann qualitativ folgendermaßen begründet werden.

Die Wechselwirkungslänge eines Hadrons beträgt ungefähr $1.2 \lambda_0$ und der Energieverlust von minimal ionisierenden Teilchen beläuft sich auf etwa $200 \text{ MeV}/\lambda_0$. Diese Tatsache hat zur Konsequenz, daß ein Teilchen mit einer kinetischen Energie unter 300 MeV fast seine gesamte Energie über Ionisationseffekte im Kalorimeter abgibt, bevor überhaupt eine hadronische Wechselwirkung und damit ein hadronischer Schauer wahrscheinlich wird. Aus diesem Grunde verhalten sich Pionen und Protonen mit abnehmender Energie immer mehr wie MIPs, so daß e/π und e/p bei kleinen kinetischen Energien e/mip erreichen, was in Abbildung 6.5 zu erkennen ist. Das erwartete e/mip -Verhältnis des ZEUS Kalorimeters von 0.62 ist ebenfalls eingezeichnet. Wenn aber die Wahrscheinlichkeit für einen hadronischen Schauer immer weiter abnimmt, so vermindern sich damit auch die in Kapitel 4 beschriebenen Bindungsenergieverluste, die unter anderem für die Größe der intrinsischen Fluktuationen von hadronischen Schauern verantwortlich sind, womit auch die Energieauflösung besser wird. Das Rauschen der Kalorimeter, dessen Beitrag ebenfalls in Abbildung 6.6 dargestellt ist, begrenzt auch hier die Energieauflösung und dominiert schließlich den Fehler bei der Energiemessung.

p [GeV/c]	$\delta(\frac{e}{\pi})$ [%]	$\delta(\frac{e}{p})$ [%]
0.50	-1.7	-
0.75	-1.1	-
1.00	-0.5	-
1.50	-0.1	-
2.00	-0.4	-
3.00	-0.1	+1.2
5.00	-	+0.6
7.00	-	+0.4
10.0	-	+0.2

Tabelle 6.1: Verschiebung von e/π und e/p durch Strahlkontamination

In Abschnitt 5.8 wurde auf die Kontamination der Hadronen durch Elektronen, Kaonen und Antiprotonen eingegangen. Mit Hilfe der dort aufgeführten Ergebnisse läßt sich die Verschiebung der e/h -Werte aufgrund dieser Verunreinigung errechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Man erkennt, daß die Verschiebungen sehr klein sind, typischerweise unter 1%.

Diese Fehler können mit allen systematischen Ungenauigkeiten, bestimmt hauptsächlich durch die Kalibrationsprozeduren, zusammengenommen und auf eine Größe von etwa 2% abgeschätzt werden. Dazu kommt ein weiterer konstanter Term bedingt durch Pedestalverschiebungen, der sich ausschließlich bei kleinen Energien bemerkbar macht.

An dieser Stelle soll kurz auf das Schauerprofil der verschiedenen Hadronen eingegangen werden. Die Resultate sind in Tabelle A.9, sowie in Abbildung 6.7 dargestellt. Für Pionen beider Polarität und Protonen erkennt man die im EMC, HAC1 und HAC2 deponierte Energie gegen den Impuls der Teilchen aufgetragen. Es ist zu beobachten, daß das Schauerprofil für Pionen beider Polarität nahezu identisch ist und sich Protonen mit einem Impuls über $2 \text{ GeV}/c$ ebenfalls ganz analog verhalten. Darunter beginnt ihr Energieverlust durch Ionisation (dE/dx) anzusteigen, im Gegensatz zu den Pionen (siehe Abbildung 6.8), so daß die Protonen ihre Energie schließlich nur durch Ionisation vorwiegend in der EMC-Sektion abgeben.

Abschließend sei bemerkt, daß im Rahmen von Test 819 neben den in nächsten Abschnitt beschriebenen Experimenten mit Aluminium vor dem Kalorimeter die gerade geschilderten Untersuchungen an einer anderen Einschußstelle der Kalorimeterfrontfläche teilweise wiederholt wurden. Die Ergebnisse lassen sich damit im Rahmen der angegebenen Fehler rekonstruieren.

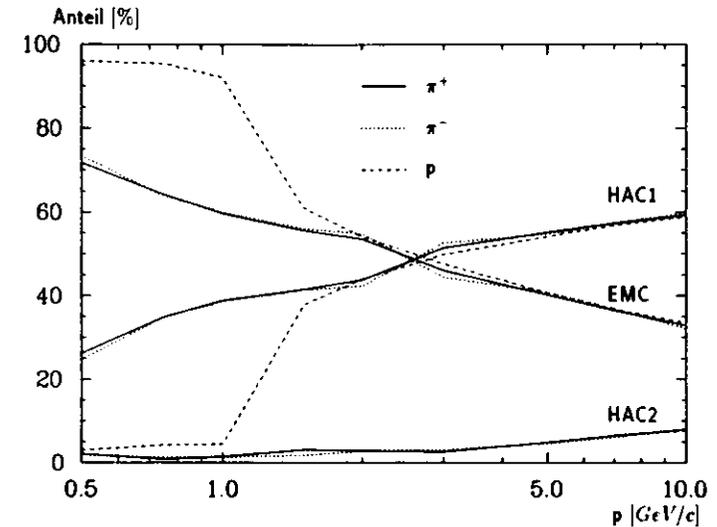


Abbildung 6.7: Energiedeposition der verschiedenen Teilchensorten in den einzelnen Sektionen des Kalorimeters

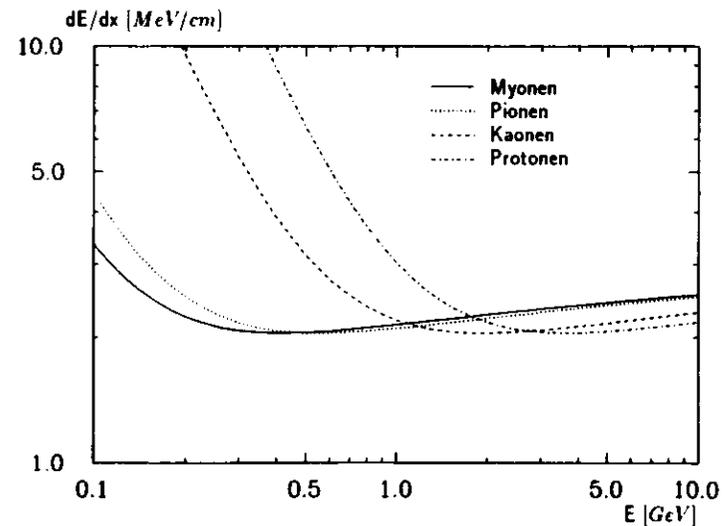


Abbildung 6.8: Energieverlust durch Ionisation verschiedener Teilchen in Szintillatormaterial [LOH85]

6.2 Analyse der Daten mit Aluminium vor dem Kalorimeter

Während der Testperiode 819 wurden Daten mit 0, 1, 2 und 3 Strahlungslängen Aluminium¹ vor dem Kalorimeter aufgenommen. Diese Experimente sollten den Einfluß von totem Material vor dem Kalorimeter, wie es im ZEUS-Experiment der Fall ist, untersuchen.

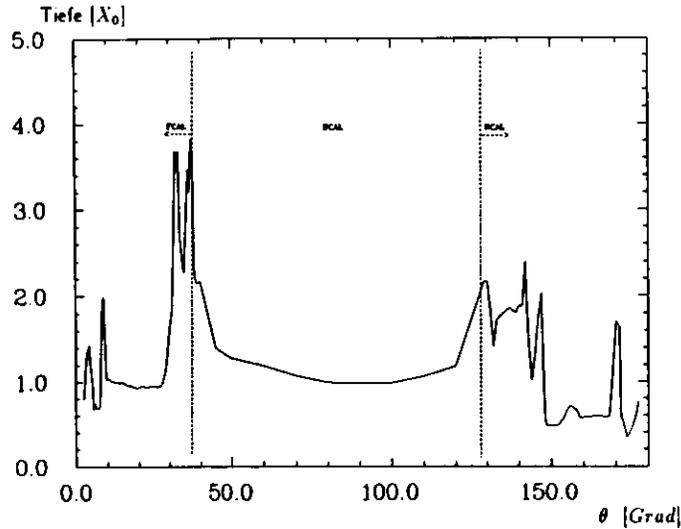


Abbildung 6.9: Winkelverteilung des toten Materials vor dem Kalorimeter in ZEUS

Eine Abschätzung der Größe findet sich in [ZAC88] und ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Dicke des Materials vor dem Vorwärtskalorimeter beträgt ungefähr $1 X_0$, ausgenommen einiger weniger Bereiche, wo bis zu $4 X_0$ zu finden sind.

Zu diesem Zweck wurden im Rahmen von Test 819 Pionen positiver Polarität und Positronen mit Impulsen von 0.5 GeV/c, 1 GeV/c, 2 GeV/c und 5 GeV/c in das Kalorimeter eingeschossen.

Da bei dieser Testperiode für alle 192 Kalorimeterkanäle Ausleseelektronik zur Verfügung stand, konnte diesmal als Einschubort der Teilchen eine Stelle im 3. Modul, und zwar das Zentrum des 7. EMC-Streifens gewählt werden.

Die Abbildungen 6.10 und 6.11 zeigen die Pulshöhenspektren für den Einschubimpuls von 1 GeV/c und 5 GeV/c getrennt nach Positronen und Pionen, sowie für verschiedene Aluminiumdicken vor dem Kalorimeter. Während die Verteilungen der Elektronen auch für größere Aluminiumdicken symmetrisch bleiben und lediglich das mittlere Signal abgeschwächt wird, beobachtet man bei den Hadronen asymmetrische Pulshöhenspektren, die teilweise einen ausgeprägten niederenergetischen Schwanz aufweisen. Er wird durch Teilchen hervorgerufen, die bereits im toten Material die erste hadronische Wechselwirkung erleiden und dort Energie deponieren, die anschließend im Kalorimeter nicht mehr sichtbar ist.

Die Ergebnisse dieser Betrachtung in Form von Mittelwerten der Verteilungen, sowie Berechnung des r.m.s.-Wertes² sind für Positronen in Tabelle 6.2 und für Pionen in Tabelle 6.3 dargestellt.

¹Eine Strahlungslänge beträgt 9 cm Aluminium.

²root mean square: Wurzel der mittleren Abweichung vom Mittelwert

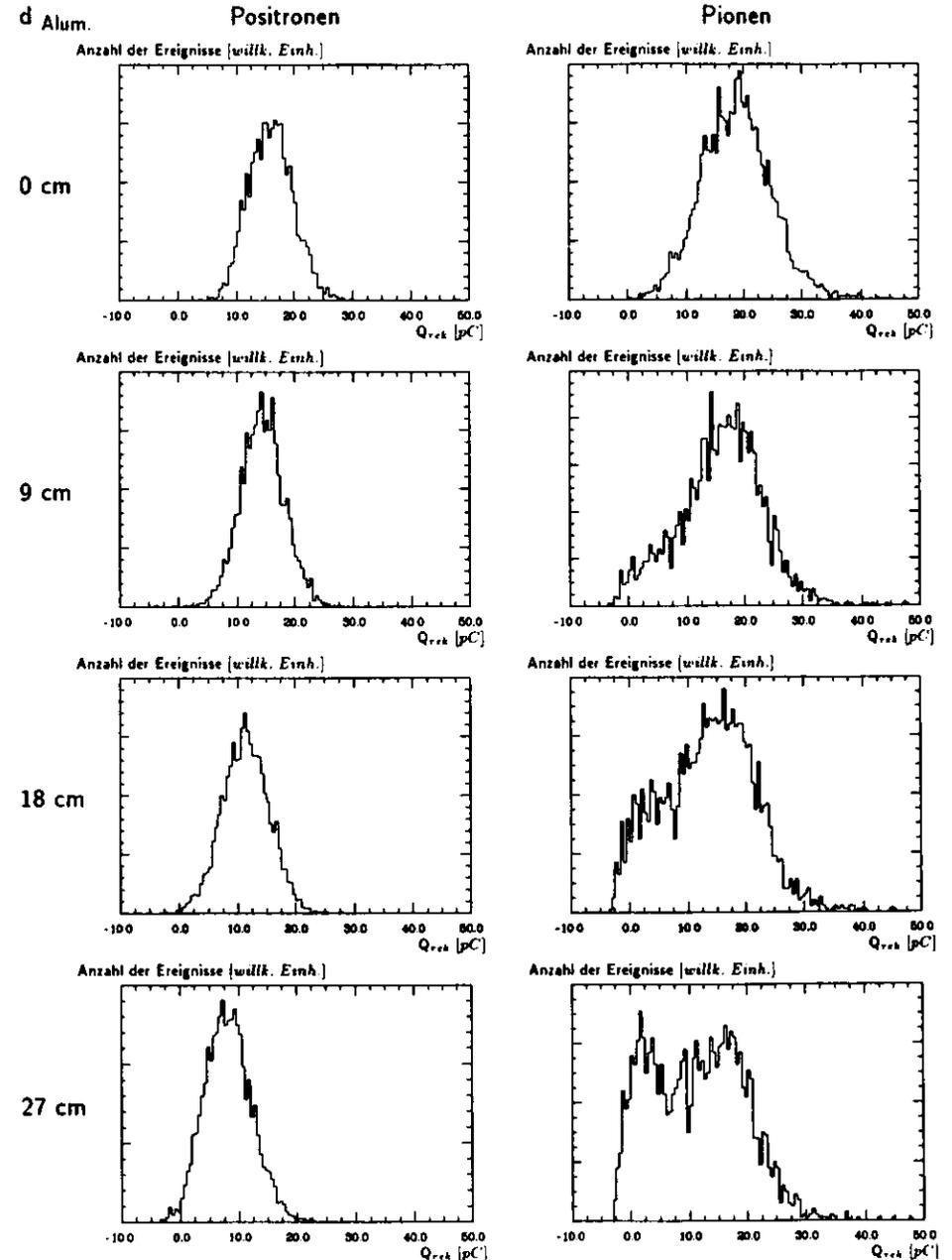


Abbildung 6.10: Pulshöhenspektren für Elektronen und Pionen (1 GeV/c) mit totem Material vor dem Kalorimeter

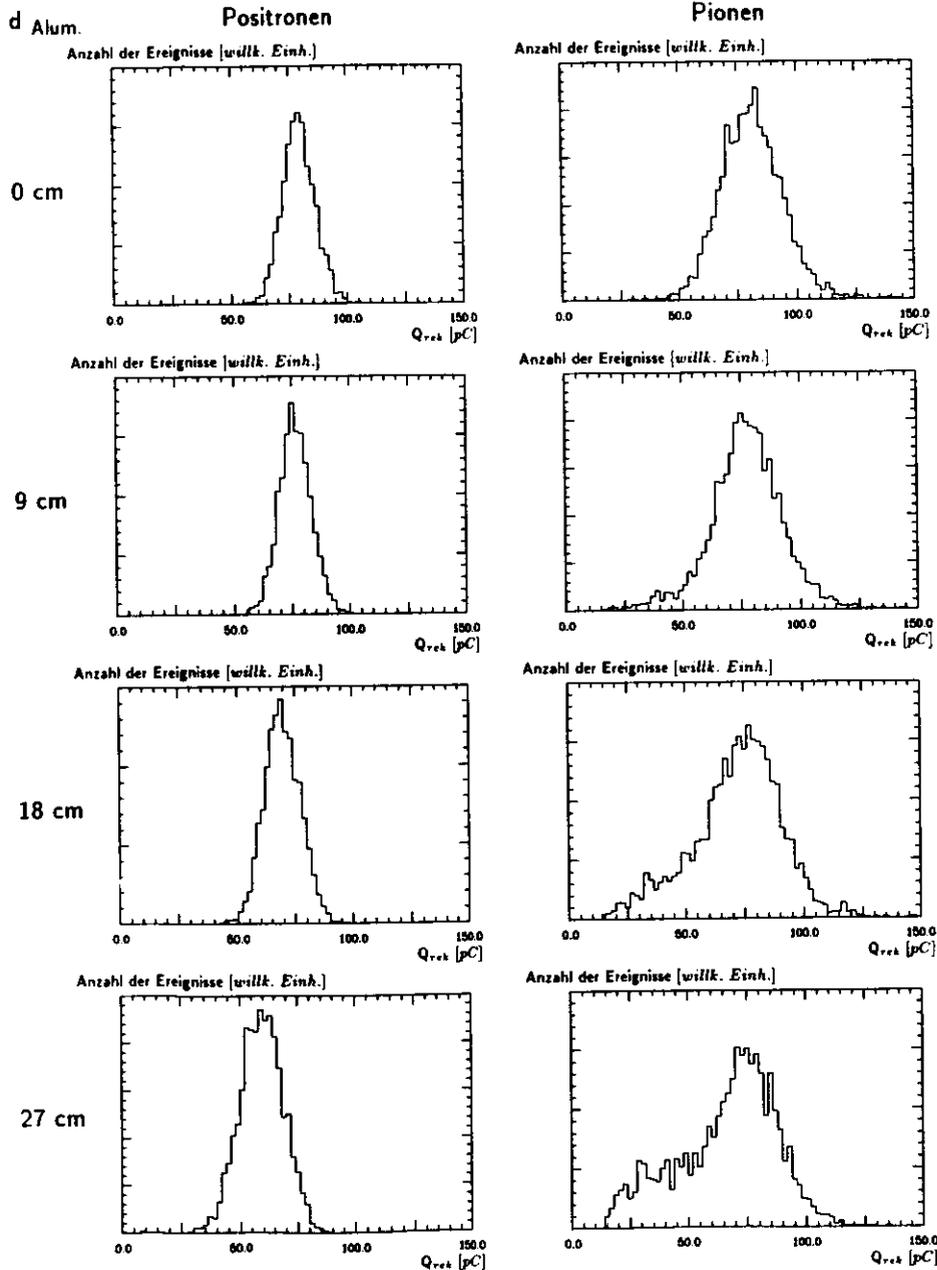


Abbildung 6.11: Pulshöhenspektren für Elektronen und Pionen (5 GeV/c) mit totem Material vor dem Kalorimeter

p [GeV/c]	0 cm Aluminium		9 cm Aluminium	
	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]
0.5	7.74 ± 0.06	3.08	6.19 ± 0.06	3.23
1.0	15.94 ± 0.07	3.80	14.38 ± 0.07	3.75
2.0	31.78 ± 0.09	4.70	29.81 ± 0.08	4.68
5.0	79.17 ± 0.13	6.98	76.28 ± 0.13	6.90

p [GeV/c]	18 cm Aluminium		27 cm Aluminium	
	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]
0.5	4.47 ± 0.06	3.00	2.81 ± 0.06	2.97
1.0	11.35 ± 0.07	3.98	8.16 ± 0.07	4.00
2.0	25.42 ± 0.09	5.04	19.89 ± 0.10	5.70
5.0	69.38 ± 0.15	7.74	59.25 ± 0.18	9.44

Tabelle 6.2: Mittelwerte und r.m.s. der Elektronverteilungen mit Aluminium als totes Material vor dem Kalorimeter

p [GeV/c]	0 cm Aluminium		9 cm Aluminium	
	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]
0.5	10.09 ± 0.09	4.29	7.59 ± 0.13	4.76
1.0	18.70 ± 0.09	6.06	15.79 ± 0.14	7.13
2.0	33.94 ± 0.12	8.72	30.63 ± 0.19	10.55
5.0	80.00 ± 0.23	13.22	76.98 ± 0.27	15.45

p [GeV/c]	18 cm Aluminium		27 cm Aluminium	
	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]	$\langle Q \rangle$ [pC]	r.m.s. [pC]
0.5	5.96 ± 0.12	4.58	4.81 ± 0.13	4.56
1.0	13.49 ± 0.15	7.86	11.30 ± 0.15	7.94
2.0	26.49 ± 0.22	11.85	23.71 ± 0.22	12.49
5.0	71.47 ± 0.34	19.02	66.20 ± 0.38	21.12

Tabelle 6.3: Mittelwerte und r.m.s. der Pionverteilungen mit Aluminium als totes Material vor dem Kalorimeter

p [GeV/c]	Elektronen				
	0 cm Aluminium		9 cm Aluminium		
	$\langle Q \rangle$ [pC]	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{p}$ [%]	$\langle Q \rangle$ [pC]	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{p}$ [%]	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{p}$ [%]
0.5	7.48 ± 0.04	18.3 ± 0.3	6.00 ± 0.06	23.7 ± 0.5	23.7 ± 0.5
1.0	15.25 ± 0.05	17.5 ± 0.3	13.56 ± 0.05	19.9 ± 0.3	19.9 ± 0.3
2.0	31.03 ± 0.07	17.4 ± 0.2	29.08 ± 0.07	18.2 ± 0.2	18.2 ± 0.2
5.0	77.31 ± 0.12	18.1 ± 0.3	74.38 ± 0.12	18.6 ± 0.3	18.6 ± 0.3

p [GeV/c]	Pionen				
	0 cm Alum.		9 cm Alum.		
	ϵ/π	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{E_{kin}}$ [%]	ϵ/π	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{E_{kin}}$ [%]	$(\sigma/\langle Q \rangle)\sqrt{E_{kin}}$ [%]
0.5	0.78 ± 0.01	24.1 ± 0.4	0.84 ± 0.02	37.1 ± 1.0	37.1 ± 1.0
1.0	0.86 ± 0.01	29.2 ± 0.3	0.90 ± 0.01	39.1 ± 0.7	39.1 ± 0.7
2.0	0.94 ± 0.01	33.2 ± 0.3	0.97 ± 0.01	41.9 ± 0.7	41.9 ± 0.7
5.0	0.98 ± 0.01	34.2 ± 0.4	0.98 ± 0.01	39.1 ± 0.6	39.1 ± 0.6

Tabelle 6.4: Mittelwerte und Energieauflösung für Elektronen, sowie ϵ/π und Energieauflösung für Pionen bestimmt durch Gaußfits

Um bessere Aussagen über die Abhängigkeit des e/h -Verhältnisses von der Aluminiumdicke zu erhalten, wurden die Verteilungen der Pulshöhenspektren mit $0 X_0$ und $1 X_0$ Aluminium vor dem Kalorimeter, welche sich noch einigermaßen durch Gaußfunktionen beschreiben lassen, gefittet. Diese Resultate werden in Tabelle 6.4 dargestellt. Hier sind sowohl die Energieauflösung für Positronen und Pionen, als auch Mittelwerte der Verteilungen im Falle der Positronen und das e/π -Verhältnis für die Pionen angegeben. Es fällt eine signifikante Verschlechterung der Energieauflösung besonders für niederenergetische Teilchen (etwa 30% bei 0.5 GeV/c), sowie eine energieabhängige Verschiebung des e/h -Verhältnisses durch das Aluminium auf.

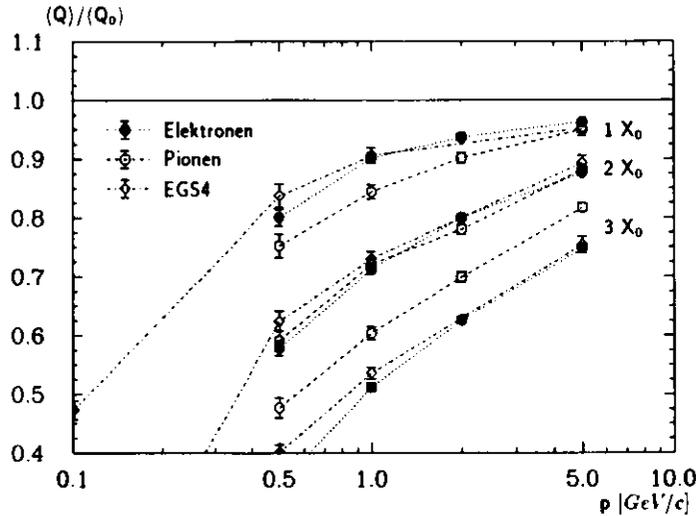


Abbildung 6.12: Verhältnis der Mittelwerte der Verteilungen mit und ohne Aluminium vor dem Kalorimeter, sowie die Ergebnisse von EGS4-Simulationen.

In Abbildung 6.12 sind die Mittelwerte der verschiedenen Pulshöhenspektren $\langle Q \rangle$ bezogen auf die Teilchensignale ohne Material vor dem Kalorimeter (Q_0) sowohl für Positronen, als auch für Pionen abhängig von ihrem Impuls dargestellt. Die Reduktion der mittleren Pulshöhen der Positronen läßt sich durch Monte-Carlo-Kalkulationen [ROS89], die ebenfalls in Abbildung 6.12 aufgenommen wurden, reproduzieren.

Abschließend ist zu bemerken, daß im Falle einer Strahlungslänge Aluminium vor dem Kalorimeter sich für Impulse ab etwa 2 GeV/c keine bedeutenden Beeinträchtigungen der Antwort des Kalorimeters auf Positronen und Pionen mehr ergeben.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ein Prototyp für das hochauflösende Kalorimeter (FCAL) des ZEUS-Detektors wurde an einem Teststrahl des CERN-PS für Strahlimpulse zwischen 0.5 GeV/c und 10.0 GeV/c getestet.

Es sollte die Antwort des Kalorimeters auf niederenergetische Elektronen, Positronen, Pionen beider Polarität und Protonen untersucht werden. Zusätzlich wurde experimentell die Auswirkung von totem Material vor dem Kalorimeter studiert.

Es konnten folgende Ergebnisse ermittelt werden:

Elektronen und Positronen gleicher Energie produzieren vergleichbare Signale im Detektor. Ihre Antwort ist im betrachteten Impulsbereich mit einer Genauigkeit von unter 1% linear.

Die Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen und Positronen im untersuchten Energieintervall beträgt $17.5\%/\sqrt{E}$.

Die Antwort des Kalorimeters auf π^+ und π^- ist ähnlich bis zu Impulsen von 0.5 GeV/c hinab. Das e/π -Verhältnis erreicht den Wert 1.0 für Energien oberhalb von 2 GeV, für kleine Einschußenergien ergibt sich $e/mip = 0.62$.

Die Energieauflösung für Pionen beträgt für Energien über 2 GeV ungefähr $34\%/\sqrt{E}$. Für kleinere Teilchenenergien lassen sich Verbesserungen beobachten.

Protonen zeigen ein identisches Verhalten wie die Pionen, betrachtet man die interessanten Größen in Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie.

Totes Material vor dem Kalorimeter beeinflusst die Teilchensignale niederenergetischer Positronen und Pionen.

Die Pulshöhenspektren von Elektronen bleiben symmetrisch, verschieben sich aber zu kleinen Werten hin. Dieses Verhalten konnte mit Monte-Carlo-Rechnungen bestätigt werden.

Pionen zeigen eine mit zunehmender Materialdicke asymmetrischer werdende Verteilung.

Bei Energien bis zu 2 GeV läßt sich ein signifikanter Effekt auf Mittelwerte, Energieauflösung und e/h -Verhältnis erkennen. Über 2 GeV beobachtet man keine bedeutende Beeinträchtigung der Antwort des Kalorimeters auf Positronen und Pionen mehr.

Anhang A

Tabellen

p [GeV/c]	C-pr [atm]	B1 · B2	B1 · B2 · B3	e-Trg.	h-Trg.	μ-Trg.	B1 · B2 · B3 pro Spill
+0.50	0.8	10000	970	870	105	-	368
-0.50	0.8	10000	955	870	88	-	371
+0.75	0.8	10000	1258	1104	154	-	1078
-0.75	0.8	10000	1239	1099	139	-	996
+1.00	0.8	10000	1625	1330	300	-	1373
-1.00	0.8	10000	1665	1435	230	-	1444
+1.50	0.8	10000	2710	1820	890	-	2895
-1.50	0.8	10000	2620	1940	675	-	2438
+2.00	0.8	10000	3825	1990	1830	-	4227
-2.00	0.8	10000	3780	2380	1390	-	3869
+3.00	0.8	10000	5020	1475	3545	4	6066
-3.00	0.8	10000	4810	1990	2820	5	4123
+3.00	3.9	10000	4754	3794	959	3	8028
-3.00	3.9	10000	4176	4093	81	1	5550
+5.00	0.8	10000	7010	615	6390	22	3380
-5.00	0.8	10000	7200	1335	5880	29	1480
+5.00	2.5	10000	6517	4344	2172	21	6541
-5.00	2.5	10000	6724	6540	182	29	2044
+7.00	0.4	10000	7637	172	7465	49	6979
-7.00	0.4	10000	7407	554	6856	53	1696
+7.00	2.5	10000	7191	4105	3086	29	8741
-7.00	2.5	10000	6927	6733	193	45	2312
+10.0	0.2	10000	7514	26	7514	41	9268
-10.0	0.2	10000	7032	93	6941	80	1249
+10.0	2.5	10000	7010	2194	4814	49	11444
-10.0	2.5	10000	6728	6526	200	94	1495

Tabelle A.1: Koinzidenz- und Triggerraten am T7-PS-Strahl

Mod.	Str.	linker PM		rechter PM		$\sigma/E \cdot \sqrt{E}$ [%]
		e/UNO [pC]	σ [pC]	e/UNO [pC]	σ [pC]	
1	1	37.54 ± 0.12	4.11 ± 0.08	37.86 ± 0.11	3.89 ± 0.08	19.6
1	2	37.68 ± 0.11	3.97 ± 0.08	36.78 ± 0.11	4.01 ± 0.08	19.1
1	3	36.14 ± 0.11	3.92 ± 0.08	36.73 ± 0.11	3.71 ± 0.08	19.6
1	4	37.23 ± 0.11	4.23 ± 0.08	36.25 ± 0.11	4.11 ± 0.08	20.6
1	5	34.73 ± 0.11	3.73 ± 0.08	35.69 ± 0.10	3.62 ± 0.07	18.7
1	6	34.86 ± 0.11	4.03 ± 0.08	37.36 ± 0.11	3.82 ± 0.08	19.1
1	7	37.33 ± 0.12	4.12 ± 0.08	36.40 ± 0.10	3.41 ± 0.07	18.3
1	8	36.64 ± 0.11	4.01 ± 0.08	34.95 ± 0.11	3.79 ± 0.08	18.9
1	9	38.01 ± 0.10	3.44 ± 0.07	37.42 ± 0.13	4.69 ± 0.09	18.6
1	10	38.02 ± 0.10	3.63 ± 0.07	37.41 ± 0.10	3.68 ± 0.07	17.7
1	11	37.94 ± 0.11	3.87 ± 0.08	36.00 ± 0.13	4.47 ± 0.09	20.4
1	12	37.00 ± 0.11	4.01 ± 0.08	36.82 ± 0.10	3.53 ± 0.07	18.4
1	13	36.40 ± 0.12	4.39 ± 0.09	36.66 ± 0.11	3.86 ± 0.08	19.6
1	14	38.04 ± 0.11	3.87 ± 0.08	37.63 ± 0.12	4.30 ± 0.08	19.7
1	15	37.06 ± 0.11	3.78 ± 0.07	37.59 ± 0.11	3.96 ± 0.08	19.0
1	16	36.67 ± 0.11	3.93 ± 0.08	38.44 ± 0.12	4.24 ± 0.08	19.9

Tabelle A.2: Gemessene e/UNO-Werte der einzelnen EMC-Kanäle und die Energieauflösung der verschiedenen Streifen in Modul 1

Mod.	Str.	linker PM		rechter PM		$\sigma/E \cdot \sqrt{E}$ [%]
		e/UNO [pC]	σ [pC]	e/UNO [pC]	σ [pC]	
2	1	35.60 ± 0.10	3.68 ± 0.07	36.55 ± 0.11	3.80 ± 0.08	19.9
2	2	37.74 ± 0.12	4.26 ± 0.09	35.90 ± 0.11	3.75 ± 0.08	19.1
2	3	37.32 ± 0.11	3.92 ± 0.08	36.97 ± 0.10	3.46 ± 0.07	18.4
2	4	35.12 ± 0.10	3.64 ± 0.07	35.19 ± 0.09	3.63 ± 0.07	18.8
2	5	34.58 ± 0.09	3.33 ± 0.07	35.20 ± 0.10	3.72 ± 0.07	18.9
2	6	34.25 ± 0.09	3.18 ± 0.06	35.57 ± 0.09	3.35 ± 0.07	17.7
2	7	35.58 ± 0.10	3.43 ± 0.07	35.57 ± 0.09	3.18 ± 0.06	17.9
2	8	35.63 ± 0.09	3.42 ± 0.07	36.48 ± 0.09	3.42 ± 0.07	17.9
2	9	34.23 ± 0.09	3.32 ± 0.06	34.82 ± 0.09	3.35 ± 0.06	18.3
2	10	36.18 ± 0.10	3.62 ± 0.07	34.98 ± 0.09	3.32 ± 0.06	18.6
2	11	35.31 ± 0.09	3.29 ± 0.07	35.18 ± 0.09	3.14 ± 0.06	17.3
2	12	34.95 ± 0.09	3.17 ± 0.06	35.35 ± 0.09	3.20 ± 0.06	17.5
2	13	34.15 ± 0.13	4.45 ± 0.09	33.78 ± 0.13	4.49 ± 0.09	21.9
2	14	35.25 ± 0.11	4.07 ± 0.08	33.99 ± 0.12	4.17 ± 0.08	20.8
2	15	35.08 ± 0.12	4.28 ± 0.08	32.20 ± 0.11	3.83 ± 0.08	20.4
2	16	34.43 ± 0.12	4.12 ± 0.08	34.74 ± 0.11	4.02 ± 0.08	21.2

Tabelle A.3: Gemessene e/UNO-Werte der einzelnen EMC-Kanäle und die Energieauflösung der verschiedenen Streifen in Modul 2

Mod.	Str.	linker PM		rechter PM		$\sigma/E \cdot \sqrt{E}$ [%]
		e/UNO [pC]	σ [pC]	e/UNO [pC]	σ [pC]	
3	1	38.35 ± 0.12	3.97 ± 0.08	37.20 ± 0.11	3.75 ± 0.08	19.0
3	2	37.38 ± 0.10	3.54 ± 0.07	38.32 ± 0.11	3.91 ± 0.08	17.8
3	3	38.00 ± 0.11	3.82 ± 0.08	37.04 ± 0.11	3.70 ± 0.07	18.4
3	4	35.53 ± 0.10	3.64 ± 0.07	36.38 ± 0.11	3.86 ± 0.08	19.4
3	5	36.51 ± 0.10	3.47 ± 0.07	36.92 ± 0.10	3.42 ± 0.07	17.5
3	6	35.10 ± 0.09	3.28 ± 0.06	36.45 ± 0.10	3.42 ± 0.07	17.8
3	7	35.12 ± 0.09	3.08 ± 0.06	36.63 ± 0.09	3.30 ± 0.07	17.8
3	8	36.96 ± 0.09	3.36 ± 0.07	36.66 ± 0.10	3.40 ± 0.07	17.7
3	9	36.01 ± 0.10	3.56 ± 0.07	36.51 ± 0.10	3.66 ± 0.07	18.4
3	10	36.12 ± 0.10	3.54 ± 0.07	36.98 ± 0.09	3.41 ± 0.07	18.0
3	11	35.10 ± 0.09	3.28 ± 0.07	37.40 ± 0.10	3.40 ± 0.07	18.3
3	12	34.33 ± 0.10	3.49 ± 0.07	38.12 ± 0.10	3.59 ± 0.07	18.4
3	13	37.20 ± 0.14	4.76 ± 0.10	35.27 ± 0.13	4.47 ± 0.09	22.2
3	14	35.04 ± 0.12	4.18 ± 0.08	36.22 ± 0.13	4.42 ± 0.09	21.3
3	15	35.40 ± 0.13	4.62 ± 0.09	35.86 ± 0.11	4.05 ± 0.08	21.4
3	16	36.06 ± 0.13	4.43 ± 0.09	36.81 ± 0.13	4.43 ± 0.09	21.9

Tabelle A.4: Gemessene e/UNO -Werte der einzelnen EMC-Kanäle und die Energieauflösung der verschiedenen Streifen in Modul 3

p [GeV/c]	f_{π^+} [%]	f_{π^-} [%]	f_{π^0} [%]	f_{η} [%]	f_{ρ} [%]
0.50	44.6	45.5	4.7	4.6	0.5
1.00	39.8	44.1	6.5	7.1	2.5
1.50	36.5	33.9	12.0	11.8	5.9
2.00	27.2	30.2	16.9	17.6	8.1
3.00	17.5	16.7	30.0	23.7	12.0
5.00	6.1	5.6	40.2	24.9	23.2
7.00	2.1	1.6	36.8	20.4	39.0
10.0	0.3	0.2	27.3	11.7	60.5

Tabelle A.5: Zusammensetzung des Strahls

p [GeV/c]	$\langle Q \rangle$ [pC] Alle Kanäle	$\langle Q \rangle$ [pC] korrigiert	δ [%]	$\sigma/\langle Q \rangle \cdot \sqrt{p}$ [%] Alle Kanäle	$\sigma/\langle Q \rangle \cdot \sqrt{p}$ [%] Nur 3 Streifen
+0.50	8.20 ± 0.06	8.33 ± 0.06	+2.6	27.4 ± 0.3	18.4 ± 0.2
+0.75	12.15 ± 0.06	12.28 ± 0.06	+0.9	24.3 ± 0.4	17.4 ± 0.2
+1.00	16.00 ± 0.07	16.13 ± 0.07	-0.6	23.1 ± 0.3	17.5 ± 0.2
+1.50	23.90 ± 0.08	24.03 ± 0.08	-1.3	22.0 ± 0.3	18.1 ± 0.2
+2.00	32.08 ± 0.08	32.21 ± 0.08	-0.7	19.4 ± 0.2	16.4 ± 0.2
+3.00	48.55 ± 0.10	48.68 ± 0.10	±0.0	19.9 ± 0.3	17.9 ± 0.2
+5.00	80.79 ± 0.13	80.92 ± 0.13	-0.3	18.9 ± 0.3	17.9 ± 0.2
+7.00	113.06 ± 0.16	113.19 ± 0.16	-0.4	18.9 ± 0.3	17.9 ± 0.3
+10.0	161.68 ± 0.36	161.81 ± 0.36	-0.3	17.6 ± 0.6	16.5 ± 0.5
-0.50	8.25 ± 0.06	8.38 ± 0.06	+3.1	27.3 ± 0.3	18.4 ± 0.2
-0.75	12.08 ± 0.06	12.21 ± 0.06	+0.2	24.4 ± 0.3	17.9 ± 0.2
-1.00	15.98 ± 0.06	16.10 ± 0.06	-0.9	23.4 ± 0.3	17.2 ± 0.3
-1.50	24.11 ± 0.07	24.24 ± 0.07	-0.6	21.4 ± 0.3	17.3 ± 0.2
-2.00	32.16 ± 0.08	32.29 ± 0.08	-0.6	19.4 ± 0.3	17.4 ± 0.2
-3.00	48.48 ± 0.10	48.61 ± 0.10	-0.3	20.0 ± 0.3	17.9 ± 0.2
-5.00	81.14 ± 0.21	81.27 ± 0.21	±0.0	18.5 ± 0.3	17.9 ± 0.2
-7.00	113.22 ± 0.15	113.35 ± 0.15	-0.4	18.4 ± 0.3	18.2 ± 0.2
-10.0	161.69 ± 0.24	161.82 ± 0.24	-0.4	17.2 ± 0.4	16.6 ± 0.3

Tabelle A.6: Mittlere Signalthöhe und Energieauflösung für Elektronen

p [GeV/c]	E_{kin} [GeV]	$\langle Q \rangle$ [pC] gemessen	$\langle Q \rangle$ [pC] korrigiert	e/π	$\sigma/\langle Q \rangle \cdot \sqrt{E_{kin}}$ [%]
+0.50	0.380	10.02 ± 0.08	10.23 ± 0.08	0.60 ± 0.01	22.1 ± 0.4
+0.75	0.624	14.46 ± 0.06	14.65 ± 0.06	0.69 ± 0.01	25.0 ± 0.3
+1.00	0.871	18.39 ± 0.08	18.56 ± 0.08	0.76 ± 0.01	28.2 ± 0.3
+1.50	1.367	25.62 ± 0.10	25.77 ± 0.10	0.86 ± 0.01	31.6 ± 0.3
+2.00	1.866	33.25 ± 0.11	33.39 ± 0.11	0.91 ± 0.01	32.6 ± 0.3
+3.00	2.864	49.41 ± 0.20	49.55 ± 0.20	0.94 ± 0.01	31.9 ± 0.5
+5.00	4.862	81.08 ± 0.24	81.21 ± 0.24	0.97 ± 0.01	34.0 ± 0.5
+7.00	6.862	112.02 ± 0.26	112.15 ± 0.26	1.00 ± 0.01	34.2 ± 0.5
+10.0	9.862	160.93 ± 0.33	161.06 ± 0.33	1.00 ± 0.01	33.0 ± 0.5
-0.50	0.380	9.95 ± 0.11	10.16 ± 0.11	0.61 ± 0.01	21.8 ± 0.5
-0.75	0.624	13.66 ± 0.11	13.84 ± 0.11	0.73 ± 0.01	26.5 ± 0.5
-1.00	0.871	17.69 ± 0.11	17.85 ± 0.11	0.79 ± 0.01	29.9 ± 0.4
-1.50	1.367	25.33 ± 0.11	25.48 ± 0.11	0.87 ± 0.01	29.6 ± 0.3
-2.00	1.866	33.61 ± 0.13	32.75 ± 0.13	0.93 ± 0.01	33.3 ± 0.4
-3.00	2.864	48.59 ± 0.21	48.73 ± 0.21	0.96 ± 0.01	31.6 ± 0.5
-5.00	4.862	79.99 ± 0.22	80.12 ± 0.22	0.99 ± 0.01	33.1 ± 0.5
-7.00	6.862	111.42 ± 0.42	111.55 ± 0.42	1.00 ± 0.01	33.9 ± 0.4
-10.0	9.862	160.43 ± 0.30	160.56 ± 0.30	1.00 ± 0.01	32.5 ± 0.4

Tabelle A.7: Mittlere Signalthöhe, Energieauflösung und e/h -Verhältnis von Pionen

p [GeV/c]	E_{kin} [GeV]	$\langle Q \rangle$ [μC]		ϵ/p	$\sigma/\langle Q \rangle \cdot \sqrt{E_{kin}}$ [%]
		gemessen	korrigiert		
-0.50	0.124	2.83 ± 0.16	3.38 ± 0.16	0.60 ± 0.04	24.3 ± 1.3
+0.75	0.263	6.70 ± 0.13	7.11 ± 0.13	0.60 ± 0.02	20.3 ± 0.8
-1.00	0.433	10.51 ± 0.11	10.80 ± 0.11	0.65 ± 0.01	21.1 ± 0.4
+1.50	0.831	16.68 ± 0.12	16.84 ± 0.12	0.80 ± 0.01	27.4 ± 0.4
+2.00	1.271	23.27 ± 0.15	23.42 ± 0.15	0.88 ± 0.01	30.5 ± 0.5
+3.00	2.205	38.09 ± 0.15	38.23 ± 0.15	0.94 ± 0.01	33.9 ± 0.4
+5.00	4.149	68.74 ± 0.21	68.87 ± 0.21	0.98 ± 0.01	35.5 ± 0.4
+7.00	6.125	98.95 ± 0.25	99.08 ± 0.25	1.00 ± 0.01	35.3 ± 0.5
+10.0	9.105	147.00 ± 0.31	147.13 ± 0.31	1.00 ± 0.01	35.2 ± 0.5

Tabelle A.8: Mittlere Signalhöhe, Energieauflösung und e/h -Verhältnis von Protonen

p [GeV/c]	f_{π^+} [%]			f_{π^-} [%]			f_p [%]			
	Sektion:	EMC	HAC1	HAC2	EMC	HAC1	HAC2	EMC	HAC1	HAC2
0.50		71.7	26.2	2.1	73.4	24.7	1.9	96.0	3.0	1.0
0.75		64.2	34.9	0.8	63.9	34.9	1.2	95.4	4.2	0.4
1.00		59.7	38.8	1.5	60.0	38.7	1.3	92.1	4.4	3.4
1.50		55.5	41.5	3.0	56.0	41.3	1.7	61.0	37.7	1.3
2.00		53.5	43.7	2.8	54.8	42.2	2.7	54.1	43.9	2.0
3.00		46.0	51.4	2.6	44.4	52.6	3.0	47.6	49.8	2.6
5.00		40.1	55.1	4.8	40.7	54.7	4.6	40.6	54.1	5.4
7.00		36.4	57.2	6.4	36.8	57.2	6.0	36.7	56.7	6.6
10.0		32.9	59.2	7.9	32.1	59.8	8.1	33.5	58.9	7.6

Tabelle A.9: Bruchteil der Energie in den einzelnen Kalorimetersektionen

Literaturverzeichnis

- [AMA81] U. Amaldi,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Physica Scripta 23 (1981) 409.
- [BER87] E. Bernadi,
On the Optimisation of the Energy Resolution of Hadron Calorimeters,
Dissertation, DESY F1 87-01
- [BOC81] R.K. Bock,
Parametrisation of the Longitudinal Development of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters,
Nuclear Instruments and Methods A186 (1981) 553.
- [BRÜ86a] H. Brückmann, B. Anders, U. Behrens,
Hadron Sampling Calorimetry – A Puzzle of Physics,
DESY 86-155 (1986)
- [BRÜ86b] H. Brückmann, H. Kowalski,
ZEUS – Test 35,
ZEUS-Note 86-026
- [BRÜ87] H. Brückmann, et al.,
On the Theoretical Understanding of Sampling Calorimeters,
DESY 87-064 (1987)
- [CAL89] A. Caldwell, A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,
Test of Calorimeter Electronics and other Results obtained at the CERN-PS,
ZEUS-Note 89-045
- [CRI89a] J. Crittenden, M. Krämer, E. Ros, T. Tsurugai,
Stability and Calibration Tests with the FCAL Prototype Moduls,
ZEUS-Note 89-009
- [CRI89b] J.A. Crittenden, O. Köll,
FCAL Prototyp Test Results in the Energy Range 10-100 GeV,
ZEUS-Note 89-062
- [FAB87] C. Fabjan,
Calorimetry in High-Energy Physics,
in:
T. Ferbel,
Experimental Techniques in High Energy Physics,
Addison-Wesley (1987) 257.

- [FÜR89a] A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,
Calorimeter Tests at the CERN-PS (I),
ZEUS-Note 89-069
- [FÜR89b] A. Fürtjes, E. Ros, T. Tsurugai,
Calorimeter Tests at the CERN-PS (II),
ZEUS-Note 89-105
- [GRO70] H. Grote, R. Hagedorn, J. Ranft,
Atlas of Particle Production Spectra,
CERN (1970)
- [HAM88] R. Hamatsu, E. Ros, J. Troconiz, T. Tsurugai,
First Test Results from the FCAL Prototype,
ZEUS-Note 88-028
- [HOL89] U. Holm,
Vortrag: ZEUS-Weekly Meeting am 30.10.1989
- [KLA87] R. Klanner,
Thickness Tolerance on Fe-Cladding,
ZEUS-Note 87-011
- [KLE84] K. Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner (1984)
- [KRÜ84] J. Krüger,
Shower Development in an Uranium/Scintillator Calorimeter (WA78) and the Requirements for the Hadron Calorimeter of the ZEUS-Detektor,
ZEUS-Note 86-019
- [LOH85] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss
Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000 GeV,
CERN 85-03
- [LOH81] E. Lohrmann,
Hochenergiephysik,
Teubner (1981)
- [LOH83] E. Lohrmann,
Einführung in die Elementarteilchenphysik,
Teubner (1983)
- [LOH90] E. Lohrmann,
Persönliche Mitteilungen
- [PAR88] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters B 204 (1988)
- [PER82] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
Addison-Wesley (1982)

- [PES89] J. Del Peso, E. Ros,
On the Energy Resolution of Electromagnetic Sampling Calorimeters,
Nuclear Instruments and Methods A276 (1989) 456.
- [ROS86] E. Ros, T. Tsurugai,
Test of the FCAL Prototype Modules at High Energies,
ZEUS Note 88-086
- [ROS89] E. Ros,
Monte Carlo Studien mit dem EGS4 Simulationspaket,
Persönliche Mitteilungen
- [ROS52] B. Rossi,
High Energy Particles,
Prentice Hall, New York (1952)
- [WIG87] R. Wigmans,
On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters,
Nuclear Instruments and Methods A259 (1987) 389.
- [WOL86] G. Wolf,
HERA: Machine and Experiments,
DESY 86-089
- [ZAC88] M. Zachara,
Estimation of the Amount of Dead Material in front of the ZEUS High Resolution Calorimeter,
ZEUS-Note 88-052
- [ZEU86] ZEUS Collaboration,
Technical Proposal,
DESY-Hamburg (1986)
- [ZEU87] ZEUS Collaboration,
Status Report 1987,
DESY-Hamburg (1987)
- [ZEU88] ZEUS Collaboration,
Status Report 1988,
DESY-Hamburg (1988)
- [ZEU89] ZEUS Collaboration,
Status Report 1989,
DESY-Hamburg (1989)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich ganz herzlich meinen Dank für die Unterstützung zum Ausdruck bringen, die ich während der Zeit meiner Diplomarbeit erfahren durfte und ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre:

Für die Möglichkeit, eine auswärtige Diplomarbeit am Deutschen Elektronen-Synchrotron in der ZEUS Kalorimetergruppe zu schreiben, danke ich Prof. Dr. E. Lohrmann und Dr. R. Klanner. Ihre anregenden Gespräche und Diskussionen stellten eine unentbehrliche Hilfe für mich dar.

Prof. Dr. R. Santo schulde ich Dank für die Betreuung meiner Arbeit als Gutachter der Universität Münster.

Besonderer Dank gilt Dr. E. Ros, der sich immer Zeit für mich nahm, mir jede Frage beantwortete und ständig wertvolle Anregungen parat hatte.

Weiterhin möchte ich allen Mitgliedern der ZEUS-Kalorimetergruppe, sowie meinen Kommilitonen für die freundliche Aufnahme und Hilfsbereitschaft danken. Vor allem die Testmessungen am CERN in Genf waren nur durch die Mitarbeit vieler durchzuführen. Stellvertretend dafür möchte ich Dr. U. Kötz, Dr. J. Krüger, Dr. T. Tsurugai, Dr. C. Youngman, Dr. J. Mitchel, Dr. J. A. Crittenden, L. Hervas, M. Krämer und P. Malecki dankend erwähnen.

Abschließend bedanke ich mich bei meiner Familie, bei Freunden, Bekannten und besonders bei meiner Verlobten Maria für alle Hilfestellung und die angenehme Atmosphäre, in der ich meine Arbeit verrichten durfte und die wesentlich dazu beigetragen hat, daß mir das vergangene Jahr so viel Spaß bereitet hat.

Hamburg, den 5. Februar 1990

Ich versichere, daß ich die vorliegende Diplomarbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

(Andreas Fürtjes)

