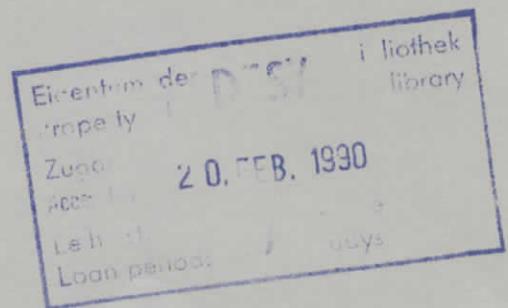


Interner Bericht
DESY F35-90-01
Januar 1990

Entwicklung eines präzisen Hadron-Kalorimeters

von

K. Dierks



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“

Entwicklung eines präzisen Hadron-Kalorimeters

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Karsten Dierks

aus Hamburg

Hamburg
1989

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. F. W. Büßer

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann
Prof. Dr. G. Heinzelmann

Datum der Disputation: 19.12.1989

Sprecher des
Fachbereichs Physik: Prof. Dr. P. E. Toschek

Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. H. J. Wendker

Abstract

For the ZEUS detector, which is presently under construction, a prototype of the forward calorimeter was built and its performance was investigated. All measurements were performed with the test beams of the accelerators PS and SPS at CERN in Geneva. Hadrons, electrons and muons were available in an energy range from 0.5 to 100 GeV.

The calorimeter prototype consists of 16 towers with 20 cm × 20 cm cross-section. Each tower is longitudinally segmented in an electromagnetic section with 25 cm length and two hadronic sections, each with 63 cm length. All towers are built from plates of depleted uranium of 3.3 mm thickness and scintillator plates with 2.6 mm thickness. In previous measurements these values were determined to be the best choice, in order to obtain the best energy resolution. The light readout was performed by wavelength shifters (PMMA, doped with Y-7) and photomultiplier tubes.

Some important results of these measurements are:

- The design energy resolution $35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ for hadrons and $18\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ for electrons has been achieved
- The ϵ/h -ratio was determined to be 1.00 ± 0.01
- The linearity of the calorimeter was found to be better than 2% in the investigated energy range
- The nonuniformity of the wavelength shifter was improved to be better than 2% by reflectors with absorbing patterns printed on it.
- The deviations from uniformity at the boundaries between calorimeter modules were reduced to 7% by insertion of lead sheets in the gap

A big advantage was the possibility to use the natural radioactivity of the uranium for calibration purposes.

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	4
1.1 Der Speicherring HERA	4
1.2 Physik bei HERA	4
1.2.1 Kinematik	4
1.2.2 Wirkungsquerschnitte	7
1.3 Anforderungen an den Detektor	9
2 Der ZEUS-Detektor	11
2.1 Mechanischer Aufbau	11
2.1.1 Spurdetektoren	11
2.1.2 Kalorimeter	14
2.1.3 Endkalorimeter	17
2.1.4 Myondetektor	17
2.2 Datennahmesystem und Trigger	17
3 Hadron-Kalorimetrie	20
3.1 Aufbau und Funktion von Sampling-Kalorimetern	20
3.1.1 Elektromagnetische Schauerentwicklung	20
3.1.2 Entwicklung von hadronischen Schauern	22
3.1.3 Schauerfluktuationen	23
3.1.4 Kompensation	25
4 Der Kalorimeter-Prototyp	29
4.1 Mechanischer Aufbau	29
4.2 Uniformität des Kalorimeters	33
4.2.1 Meßaufbau	33
4.2.2 Uniformitätskorrektur der Szintillatoren	36
4.2.3 Uniformitätskorrektur der Wellenlängenschieber	40
4.2.4 Messung der Lichtausbeute in einem Testkalorimeter	43
5 Messungen am ZEUS-Kalorimeter-Prototyp	48
5.1 Testaufbau	48
5.2 Kalibration	51
5.2.1 Eichung mit Uranrauschen	51
5.2.2 Eichung mit dem Teststrahl	53
5.3 Messung der transversalen Uniformität	54
5.3.1 Uniformitätsmessungen mit Hadronen	59
5.3.2 Schlußfolgerung aus den Uniformitätsmessungen	59

5.4	Energieauflösung	59
5.5	e/h -Verhältnis	66
5.6	Bestimmung der Ortsauflösung	66
6	Zusammenfassung	72
	Literatur	73
	Danksagung	75

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der Speicherring HERA

Zur Zeit ist der Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage) im Bau. Dieser Beschleuniger ist für eine Energie von 820GeV für Protonen und 30GeV für Elektronen ausgelegt. Damit ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von 314GeV .

Es sind insgesamt vier Wechselwirkungszone vorgesehen, von denen jedoch nur zwei für die ebenfalls in Bau befindlichen Experimente H1 und ZEUS benutzt werden. Die wichtigsten Daten dieses Beschleunigers sind in der Tabelle 1.1 gezeigt. In der Abbildung 1.1 ist die Anordnung des Beschleunigers mitsamt den erforderlichen Vorbeschleunigern gezeigt.

Die sich durch den Bau dieses Beschleunigers ergebenden Möglichkeiten bei der Untersuchung von Fragestellungen aus dem Gebiet der Hochenergiephysik sowie die sich daraus ergebenden Bedingungen beim Entwurf und beim Bau eines geeigneten Detektors werden im folgenden beschrieben.

1.2 Physik bei HERA

Die wichtigsten Gebiete, die bei HERA untersucht werden können, sind:

- Strukturfunktionen
- Die Eigenschaften der elektroschwachen Wechselwirkung und Suche nach weiteren schwachen Bosonen
- Die Eigenschaften der starken Wechselwirkung bzw. Überprüfung der QCD
- Suche nach neuen Teilchen, wie z.B. Leptoquarks, supersymmetrische Teilchen und anderen exotische Teilchen
- Photoproduktionsprozesse

1.2.1 Kinematik

Die einfachsten ep -Streuprozesse bestehen aus der Wechselwirkung des Elektrons mit einem Quark des Protons. Aus dem gestreuten Quark entsteht ein Jet, während das Elektron, abhängig von der Art der Wechselwirkung, in ein Neutrino ungewandelt werden kann. Der Rest des Protons wird nur um einen sehr kleinen Winkel (etwa 10mrad) gestreut und läuft

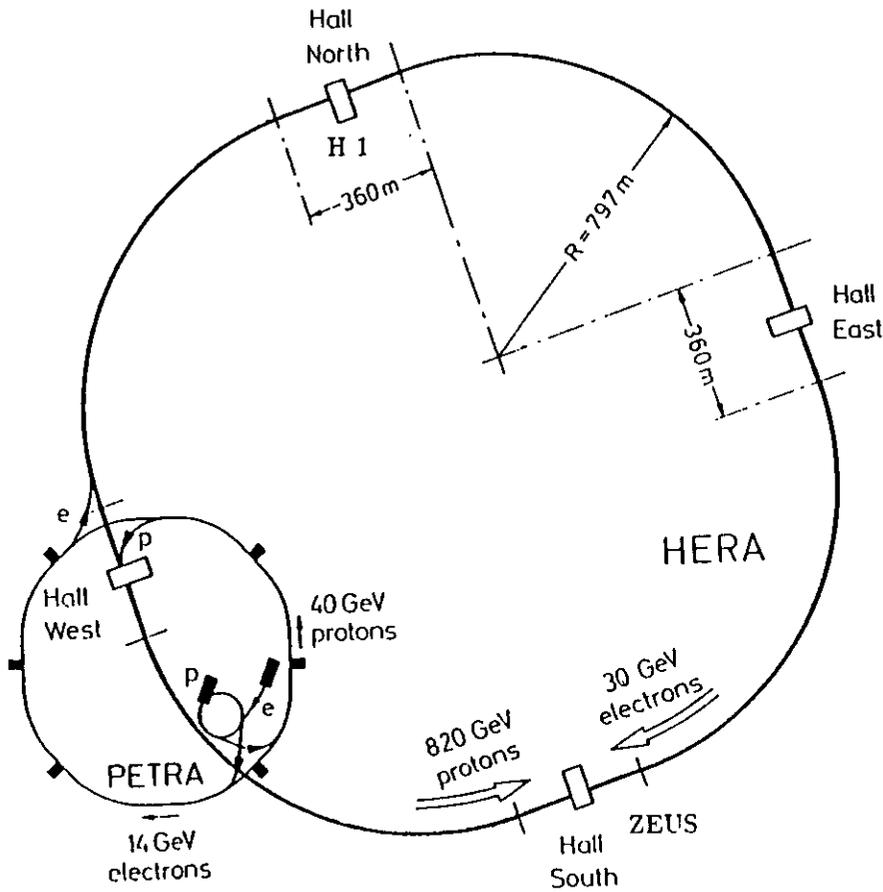


Bild 1.1: Anordnung des Speicherringes HERA

	Protonring	Elektronring
Nominalenergie	820 GeV	30 GeV
Schwerpunktsenergie	314 GeV	
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Polarisationszeit	27 min	
Maximale Polarisation	84%	
Teilchenzahl	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Strahlstrom	163 mA	58 mA
Magnetfeld	4.65 T	0.165 T
Umfang	6336 m	
Zeit zw. Kollisionen	96 ns	

Tabelle 1.1: Wichtige Daten des HERA-Speicherringes

deshalb meistens ins Strahlrohr. Das Diagramm, welches diese Reaktion beschreibt und die sich daraus ergebende Ereignistopologie sind in Abb. 1.2 gezeigt. Auch andere Reaktionen sind möglich, z.B. Fusion eines Gluons mit dem vom Elektron kommenden Strom bzw. dem Photon. Dabei können Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden.

Der Streuprozess wird durch die folgenden Variablen beschrieben:

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

beschrieben. Hierbei sind E_p , E_e , p_p , p_e Energie und Viererimpuls des einlaufenden Elektrons bzw. Protons und p_e' der Viererimpuls des auslaufenden Leptons. Äquivalent zu diesen Variablen ist eine Beschreibung durch die kinematischen Variablen x und y , die folgendermaßen definiert sind:

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{Q^2}{2m_p \nu} \\
 y &= \frac{2m_p \nu}{s}
 \end{aligned}$$

Im Ruhesystem des Protons ist ν die vom Strom übertragene Energie:

$$\nu = \frac{q_\mu p_p^\mu}{m_p}$$

q^μ und p_p^μ sind der Viererimpulsübertrag bzw. der Viererimpuls des einlaufenden Protons und m_p die Protonenmasse.

Die kinematischen Variablen können aus dem Streuwinkel des Elektrons Θ_e und dessen Energie E_e bestimmt werden, oder, wenn das auslaufende Lepton ein Neutrino ist, aus der Energie E_j und dem Winkel Θ_j des Jets.

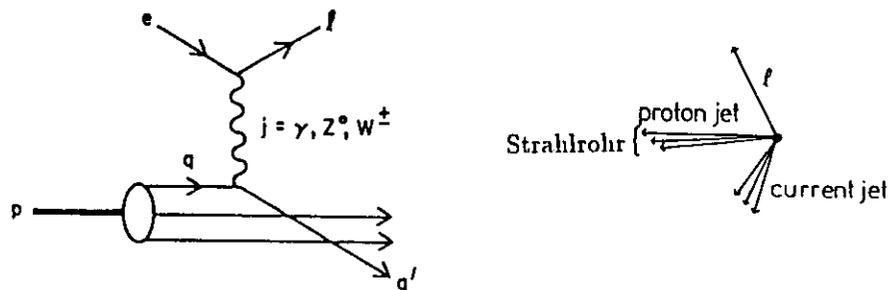


Bild 1.2: Diagramm einer ep-Streuung (links) und sich daraus ergebende Ereignistopologie (rechts)

1.2.2 Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt für geladene Ströme (CC) ist:

$$\frac{d^2\sigma(W^\pm)}{dx dy} = \frac{G_f^2 s}{\pi (1 + Q^2/m_W^2)^2} \left((1-y)F_2(x, Q^2) + y^2 x F_1(x, Q^2) + (y - \frac{y^2}{2})x F_3(x, Q^2) \right)$$

G_f ist die Fermi-Kopplungskonstante, m_W ist die Masse des W -Bosons und F sind die Strukturfunktionen. Für neutrale Ströme (NC):

$$\frac{d^2\sigma(\gamma + Z_0)}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{s x^2 y^2} \left((1-y)F_2(x, Q^2) + x y^2 F_1(x, q^2) \right)$$

Daraus kann man die bei HERA zu erwartenden Ereigniszahlen berechnen. Nimmt man eine integrierte Luminosität von 200 pb^{-1} , was etwa zwei Jahren Datennahme entspricht, an, so erhält man die in Abb. 1.3 gezeigten Ergebnisse [20]. Aus diesen Bildern kann man die Gesamtzahl der zu erwartenden Ereignissen entnehmen.

1. Neutraler Strom:

- $3 \cdot 10^6$ Ereignisse im Q^2 -Bereich von 3 bis 10^4 GeV^2
- 10^3 Ereignisse mit $Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$

2. Geladener Strom:

- 10^4 Ereignisse mit $Q^2 < 10^4 \text{ GeV}^2$
- 10^3 Ereignisse mit $Q^2 > 10^4 \text{ GeV}^2$

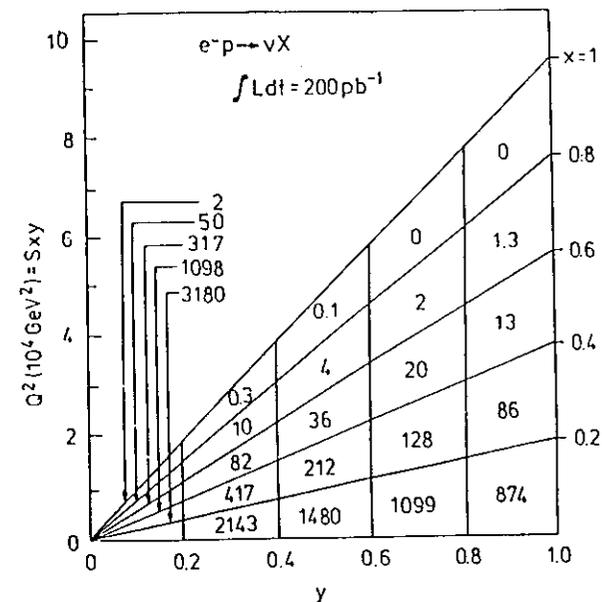
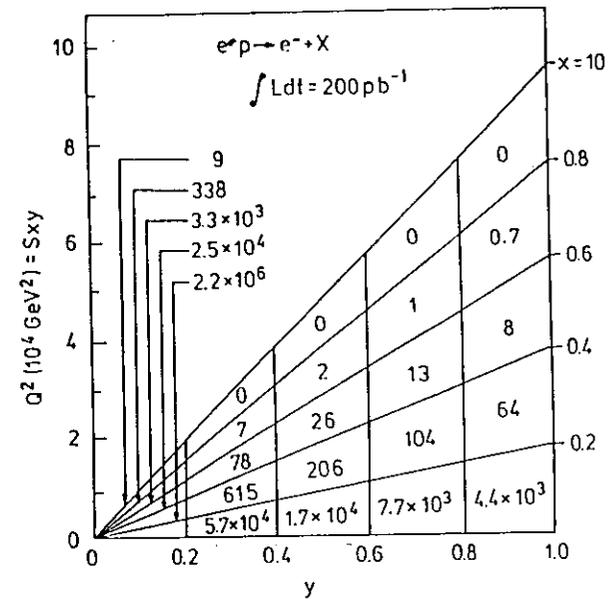


Bild 1.3: Erwartete Ereignisraten für NC- und CC-Ereignisse mit $x > 0.01$ und $y > 0.01$ [20]

Formfaktor: Der mit HERA zugängliche Bereich des Impulsübertrags bis zu Werten von 40000GeV^2 erlaubt eine sehr weitgehende Überprüfung der QCD, welche einen logarithmisch fallenden Formfaktor vorhersagt:

$$F(x, Q^2) \approx \frac{F(x, Q_0^2)}{1 + c \ln((Q^2 - Q_0^2)/\Lambda^2)},$$

Λ ist dabei der QCD-Skalenparameter. Der Formfaktor ist aus bisherigen Messungen nur bis zu Werten von $Q^2 = 300\text{GeV}^2$ bekannt.

Sollten die Quarks oder die Elektronen eine Substruktur aufweisen, würde sich dies in einer Abweichung von diesem Formfaktor bemerkbar machen. Strukturen bis herab zu einem Abstand von $3 \cdot 10^{-18}\text{cm}$ können untersucht werden.

Suche nach weiteren Vektorbosonen: Es ist denkbar, daß neben den schon bekannten W^\pm - und Z^0 -Bosonen noch ein weiteres Boson, Z' existiert. Es würde sich durch Abweichungen von den Z^0 -Propagatoreffekten bemerkbar machen. Messungen mit polarisierten Elektronstrahlen sind besonders geeignet, um ein eventuelles Z' nachzuweisen, wenn die Masse nicht größer als etwa 300GeV ist [16].

Substruktur von Quarks und Leptonen: Die starke Bindungskraft zwischen den Konstituenten von Quarks und Leptonen kann durch nach außen wirkende Restwechselwirkungen festgestellt werden. Durch Polarisationsmessungen kann man eventuelle Abweichungen vom Standardmodell erkennen.

Leptoquarks: Leptoquarks gibt es in Superstringtheorien, GUT-Modellen, und Quark-Lepton-Substrukturmodellen. Sie könnten durch präzise Messung der x -Verteilung bei tief inelastischer Streuung nachgewiesen werden. Auch wären isolierte Leptonen, fehlender Transversalimpuls oder rekonstruierte Massen ein Hinweis auf Leptoquarks, sofern ihre Masse nicht größer als etwa 200GeV ist [16].

Supersymmetrische Teilchen: Die Reaktion, die am besten geeignet ist, um nach supersymmetrischen Teilchen zu suchen, ist Elektron-Quark-Streuung $e q \rightarrow e q$ durch den Austausch von \tilde{Z} oder $\tilde{\gamma}$. Der Zerfall der entstehenden Squarks und Selektrenen kann durch fehlende Energie und fehlenden Transversalimpuls nachgewiesen werden. Die Nachweisgrenze ist $m(\tilde{\tau}) + m(\tilde{q}) > 160 \dots 180\text{GeV}$ [16].

1.3 Anforderungen an den Detektor

Die Rekonstruktion der Reaktionen erfolgt durch den Nachweis der entstehenden hochenergetischen Jets. Dabei ergeben sich jedoch folgende Schwierigkeiten: Der von den Bruchstücken des Protons erzeugte Jet fliegt in der Regel ins Strahlrohr und kann deshalb nicht nachgewiesen werden. Außerdem ist bei solchen Reaktionen, bei denen ein Neutrino entsteht, dessen Energie ebenfalls nicht bestimmbar. Es kommt deshalb darauf an, die Energie und den Impuls der übrigen Reaktionsprodukte so genau wie möglich zu bestimmen, um das Ereignis überhaupt verlässlich rekonstruieren zu können. Das ist noch wichtiger, wenn man neue Teilchen durch fehlende Energie nachweisen will.

Kalorimeter sind die einzigen Detektoren, mit denen die erforderliche Genauigkeit bei der Messung der Energie und der Richtung der Jets, insbesondere bei höherer Energie, erreicht werden kann. Ein wesentlicher Vorteil dieser Detektorart ist, daß die relative Energiemeßgenauigkeit proportional zu $1/\sqrt{E}$ ist, mit steigender Energie also immer besser wird.

Kalorimeter sind Detektoren, die bei der möglichst vollständigen Absorption des einlaufenden Teilchens ein meßbares Signal erzeugen. Als problematisch hat sich jedoch bei dieser

Art von Detektoren das stark unterschiedliche Verhalten gegenüber elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkenden Teilchen herausgestellt. Dieser Unterschied wird hauptsächlich von Bindungsenergieverlusten bei den nuklearen Reaktion im Kalorimeter verursacht. Da in einem Jet im allgemeinen der Anteil der Hadronen nicht von vornherein bekannt ist, muß man mit erheblichen Schwierigkeiten bei der Analyse rechnen.

Ein weiteres Problem ergibt sich aus der Beobachtung, daß bei hadronischen Teilchen die Energieauflösung nicht mehr eine $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit hat, also mit steigender Energie immer besser wird, sondern bei hoher Energie einen konstanten Wert erreicht, sodaß dort der Vorteil der präzisen Energiemessung verloren geht. Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit behandelt die Frage, wie man diesen konstanten Anteil verringern kann.

Es ist jedoch eine Methode entwickelt worden, die diese Schwierigkeiten vermeidet, indem die elektromagnetischen und hadronischen Signale durch Zurückgewinnung der Bindungsenergieverluste durch den Einsatz von leicht spaltbarem Material wie z.B. Uran, angeglichen werden. Dieses kann man durch geeignete Wahl des Detektormaterials und der Abmessungen erreichen. Dieser Vorschlag ist zuerst von W. J. Willis gemacht worden [8]. H. Brückmann und R. Wigmans führten dann Berechnungen durch mit dem Ziel, die optimalen Kalorimeterdimensionen zu finden [4], [21]. Zugleich erreicht man eine Genauigkeit bei der Energiemessung von Hadronen, die mit konventionellen Kalorimetern nicht möglich ist.

Das Kalorimeter für den im Bau befindlichen ZEUS-Detektor soll nach diesem Prinzip arbeiten. Um alle wichtigen Eigenschaften dieses Kalorimeters bestimmen zu können, ist ein Prototyp des Vorwärtskalorimeters gebaut worden.

In dieser Arbeit werden der Aufbau dieses Prototyps und die Messungen daran beschrieben, wobei der Schwerpunkt der Arbeit darin besteht, die Uniformität, d.h. die Abhängigkeit des Kalorimetersignals vom Ort, an dem die Teilchen das Kalorimeter treffen, zu bestimmen und diese Abhängigkeit soweit wie möglich zu verringern.

Kapitel 2

Der ZEUS-Detektor

Um die im vorangegangenen Kapitel dargestellten Fragestellungen untersuchen zu können, muß der Detektor vielen Anforderungen genügen. Dazu muß er folgende Komponenten bzw. Eigenschaften besitzen:

- Hermetisches elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter mit gleichem Ansprechverhalten für Elektronen und Hadronen mit der bestmöglichen Energieauflösung
- Spurdetektoren mit nahezu vollständiger Abdeckung des Raumwinkels, wobei die Protonenrichtung wegen der unsymmetrischen Reaktionskinematik besonders sorgfältig erfaßt werden soll
- Gute Elektronen- und Myonenidentifizierung, um die von exotischen Prozessen erwarteten isolierten Spuren auswerten zu können
- Vorwärtsprotonenspektrometer zur vollständigen Bestimmung von Reaktionen, bei denen ein Proton in Vorwärtsrichtung emittiert wird
- Nachweis von Elektronen und Photonen, die unter einem sehr kleinen Winkel aus der Wechselwirkungszone kommen, zur Luminositätsmessung und zur Identifizierung von Photoproduktionsereignissen

Der ZEUS-Detektor ist unter diesen Gesichtspunkten entworfen worden. In den Abbildungen 2.1 and 2.2 ist ein Längs- bzw. Querschnitt durch den Detektor dargestellt. Eine vollständige Beschreibung des Detektors befindet sich in [24]. Die Komponenten werden im folgenden kurz beschrieben.

2.1 Mechanischer Aufbau

2.1.1 Spurdetektoren

Im Inneren des Detektors, das Strahlrohr umgebend, sind die Spurdetektoren angeordnet, bestehend aus Vertexdetektor (VXD), der zentralen Driftkammer (CTD), den Vorwärts- und Rückwärtsspurkammern (FTD, RTD) und dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD). Die Driftkammer wird von einer supraleitenden Magnetspule umgeben, die das zur Impulsbestimmung erforderliche Magnetfeld von 1.8 Tesla erzeugt. Die Spule ist nur 0.9 Strahlungslängen dick, um die Leistung der außerhalb angeordneten Detektorkomponenten nicht zu verschlechtern. Die Driftkammer ist eine Jetkammer von 85cm Radius und 240cm Länge. Position

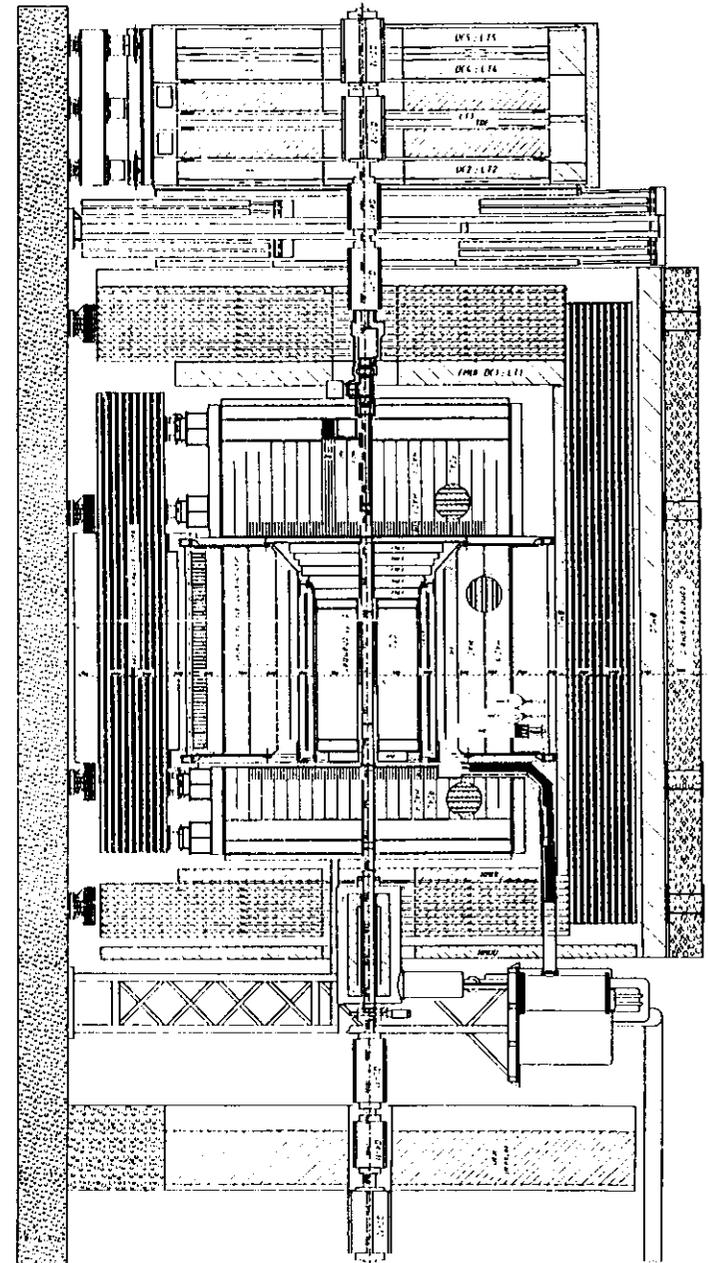


Bild 2.1: Längsschnitt durch den ZEUS-Detektor

und dE/dx werden in 9 Lagen mit jeweils 8 Signaldrahtebenen gemessen. Die Driftkammer erreicht eine Impulsmeßgenauigkeit von $\sigma(p)/p = 0.002p \oplus 0.003$. Die Kammern für die Vorwärts- und Rückwärtsrichtung sind planare Driftkammern mit einer Impulsaufösung von $\sigma_p/p = 0.01p$. Der Übergangsstrahlungsdetektor dient der Verbesserung der Elektronenidentifizierung in Jets.

2.1.2 Kalorimeter

Die zentralen Detektoren sind vom Kalorimeter vollständig umschlossen, nur für das Strahlrohr verbleibt eine Durchführungsöffnung. Die Anforderungen an das Kalorimeter sind:

- möglichst vollständige Erfassung des Raumwinkels
- eine relative Energieauflösung für Jets von $35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
- eine relative Energieauflösung für Elektronen von $18\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
- gleiches Ansprechverhalten für Elektronen und Hadronen unabhängig vom Ort, an dem die Teilchen das Kalorimeter treffen
- eine Winkelaufösung für Jets von besser als 10mrad
- gute Hadron-Elektron-Trennung sowohl in Jets als auch für einzelne Teilchen

Diese Anforderungen können vom einem Uran-Szintillator-Kalorimeter mit Lichtauslese durch Wellenlängenschieber und Photomultiplier derzeit am besten erfüllt werden. Das Kalorimeter besteht aus drei Teilen:

- Vorwärtskalorimeter (FCAL), welches den Polarwinkel von 2.2° bis 39.9° abdeckt
- Barrel-Kalorimeter (BCAL), mit einem Winkelbereich von 36.7° bis 129.1°
- Rückwärtskalorimeter (RCAL) von 128.1° bis 176.5°

Ein Überblick des Kalorimeters ist in Abb. 2.3 gezeigt. Jedes dieser drei Teile ist im Prinzip ähnlich aufgebaut. Sie unterscheiden sich jedoch entsprechend der zu erwartenden Energie der vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen in der Tiefe. Das ganze Kalorimeter ist aus Türmen von $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ Querschnitt aufgebaut, die in Längsrichtung in eine elektromagnetische Sektion (EMC) von etwa $25X_0$ und zwei hadronische Sektionen (HAC 1 und HAC 2) aufgeteilt sind. Eine Ausnahme ist hierbei das RCAL, das nur eine hadronische Sektion besitzt. Die Türme sind in einer nichtprojektiven Geometrie angeordnet, lediglich die EMC-Sektion vom BCAL zeigt auf den Wechselwirkungspunkt. Mehrere Türme sind zu Modulen zusammengefaßt, die dann eine mechanische Einheit bilden (Abb. 2.4). Einige wichtige Daten des Kalorimeters sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Die geforderte Elektron-Hadron-Trennung wird durch zwei Lagen Siliziumdioden erreicht, die im elektromagnetischen Kalorimeter eingebaut sind. Hierbei wird ausgenutzt, daß elektromagnetische Schauer eine kleinere longitudinale Ausdehnung als hadronische Schauer haben und deshalb schon weit vorne den größten Teil ihrer Energie deponieren. Elektronen erzeugen also in den Dioden eine größere Pulshöhe als Hadronen, was zur Identifizierung herangezogen wird.

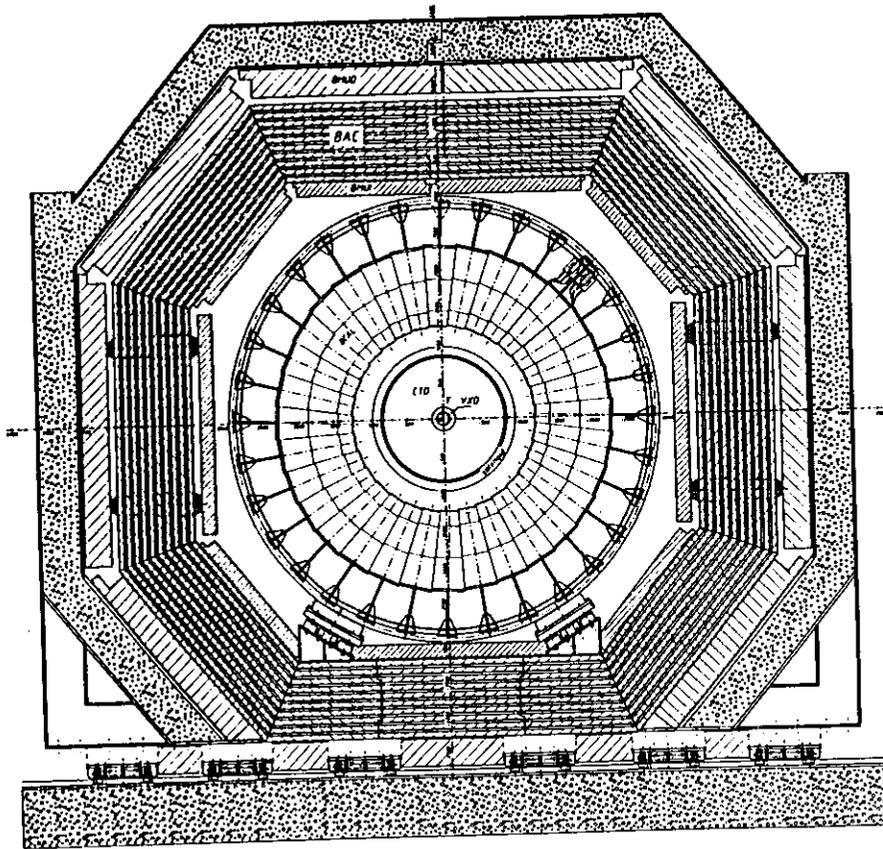


Bild 2.2: Querschnitt durch den ZEUS-Detektor

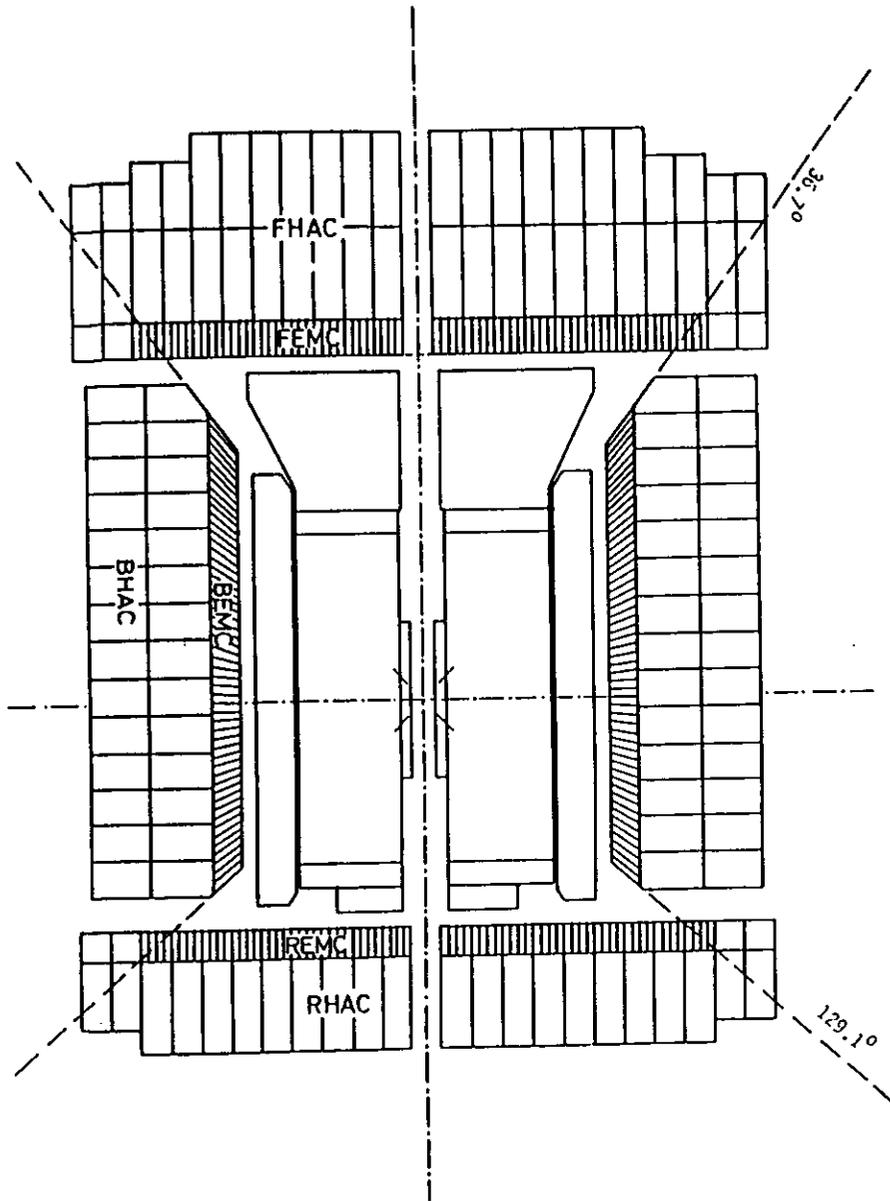


Bild 2.3: Das ZEUS-Kalorimeter

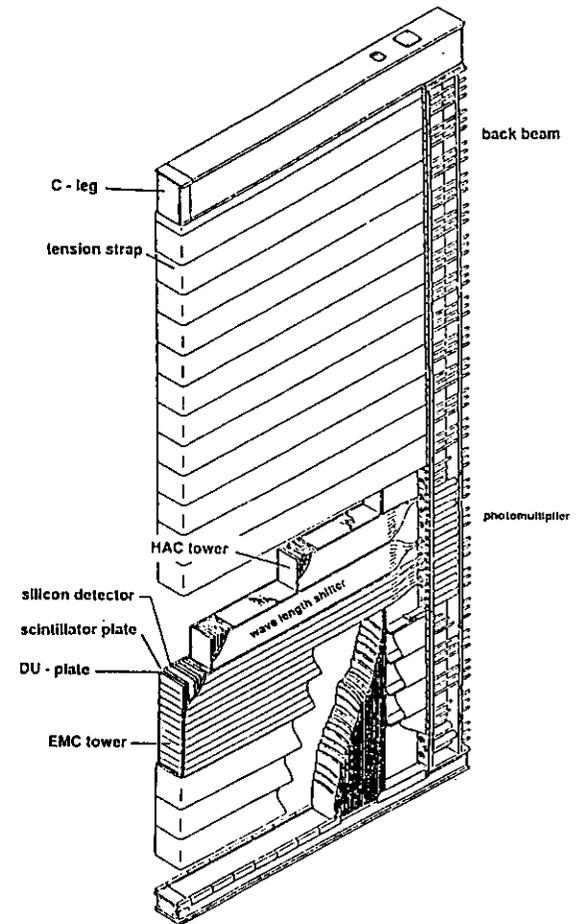


Bild 2.4: ZEUS-Kalorimeter-Modul

	Länge cm	Anzahl Strahlungs- längen L/X_0	Anzahl Wechsel- wirkungslängen L/λ
FCAL			
EMC	24.1	25.9	0.96
HAC 1	64.0	84.2	3.09
HAC 2	64.4	84.2	3.09
BCAL			
EMC	20.6	24.6	1.1
HAC 1	43.7	51.5	2.11
HAC 2	43.7	51.5	2.11
RCAL			
EMC	23.6	25.9	0.95
HAC 1	64.4	84.2	3.09

Tabelle 2.1: Tiefe der ZEUS-Kalorimeterteile

2.1.3 Endkalorimeter

Das Endkalorimeter hat die Funktion, denjenigen Teil eines hadronischen Schauers aufzufangen, der das Hauptkalorimeter wieder verlassen hat, um so eine Verschlechterung der Energieauflösung durch Leckverluste zu verhindern. Es besteht aus 10 Lagen Eisen mit jeweils 7.5cm Dicke. In die Lücken sind als Auslesemedium Proportionalkammern eingebaut. Das Eisen übernimmt zugleich die Aufgabe, den magnetischen Fluß des Magneten zurückzuleiten. Das Endkalorimeter selbst erreicht eine relative Energieauflösung für Hadronen von $100\%/\sqrt{E}$.

2.1.4 Myondetektor

Der Myondetektor ist auch wieder in die drei Teile Vorwärts-, Rückwärts- und zentrale Myonkammern aufgeteilt. Die Auslese erfolgt mit "Limited Streamer Tubes" (LST) mit einer Ortsauflösung von 1mm. Ihre Aufgabe besteht im Identifizieren der Myonen und einer Messung des Impulses. Damit die Impulsbestimmung auch noch in Vorwärtsrichtung möglich ist, wird Eisen des Magnetjochs mit einer zusätzlichen Spule toroidal magnetisiert. Die relative Impulsauflösung für Myonen von 100GeV beträgt etwa 23%.

Vervollständigt wird der Detektor durch einen Luminositätsmonitor, bestehend aus einem kleinen Kalorimeter zu Messung der Bremsstrahlung, das im HERA-Tunnel etwa 100m vom Wechselwirkungspunkt entfernt aufgestellt ist.

Eine weitere Komponente ist das Vorwärtsprotonspektrometer. Es besteht aus Siliziumdetektoren, die sehr nahe an den Protonstrahl gebracht werden können. Es wird eine Impulsauflösung von 0.15% erreicht.

2.2 Datennahmesystem und Trigger

An das Triggersystem werden sehr hohe Anforderungen gestellt, da alle 96ns eine Strahlkreuzung stattfindet und entsprechend wenig Zeit für eine Triggerentscheidung zur Verfügung

steht. Deshalb werden die Daten in einer Pipeline für $5\mu s$ zwischengespeichert. Diese Zeit wird zur Verarbeitung der Triggerinformation benötigt. Diese erste Stufe des Triggers soll die Rate auf etwa $1kHz$ reduzieren. In der nächsten Stufe können schon die digitalisierten Daten der einzelnen Detektorkomponenten ausgewertet werden. Man erwartet damit eine weitere Reduktion auf eine Rate von $100Hz$. Schließlich werden in der dritten Triggerstufe aufgrund von schon teilweise rekonstruierten Ereignissen Entscheidungen gefällt. Die endgültige Triggerrate ist dann $1Hz$. Ein Überblick auf das Datennahme- und Triggersystem ist in Abb. 2.5 gegeben.

Eng verzahnt mit dem Triggersystem ist die eigentliche Datennahme, die akzeptierte Ereignisse aus dem ganzen Detektor auslesen soll, und zur späteren Analyse aufbereitet. Jede Komponente hat ihr eigenes Auslesesystem zur Vorverarbeitung der Daten. Die Daten aller Komponenten werden dann vom sogenannten Event Builder (EVB) zusammengefaßt. Insgesamt müssen 250000 Kanäle ausgelesen werden. Ein Ereignis hat dann durchschnittlich etwa $100KByte$ Daten. Die vom EVB kommenden Informationen werden auf ein Parallelprozessorsystem gegeben, welches die Analysen der dritten Triggerstufe ausführt. Schließlich werden die Daten zwischengespeichert und zum Rechenzentrum geleitet.

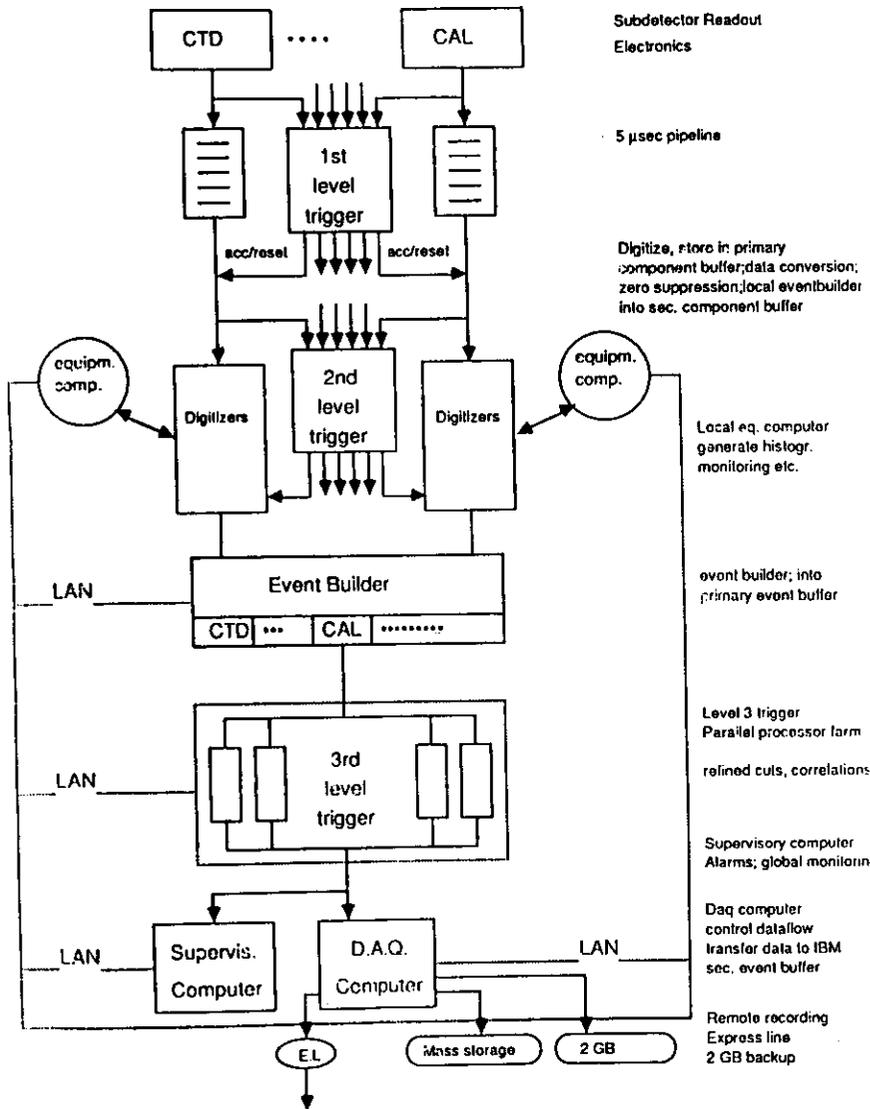


Bild 2.5: Schematische Darstellung des ZEUS-Datennahme- und Triggersystems

Kapitel 3

Hadron-Kalorimetrie

Kalorimeter werden in der Hochenergiephysik benutzt, um die Energie von einlaufenden Teilchen zu bestimmen. Das Teilchen wird im Kalorimeter vollständig abgebremst und ein Teil seiner Energie in ein meßbares Signal umgewandelt. Das Kalorimetermaterial muß deshalb einerseits das Teilchen gut abbremsen können und andererseits ein auswertbares Signal in Form von Szintillationslicht, Čerenkovlicht oder Ionisation liefern. Dies kann in der Form eines homogenen Kalorimeters geschehen, in dem das aktive Medium (z.B. Bleiglas) zugleich den Absorber darstellt. Alternativ kann man sogenannte Sampling-Kalorimeter bauen, die aus einer abwechselnden Folge von Absorber und Auslesemedium bestehen. Auch hier sind die Möglichkeiten der Auslese sehr vielfältig, wie z.B. Szintillatorplatten, Flüssiges Argon, Siliziumdioden und gasgefüllte Ionisationskammern. Als Absorber nimmt man, um die Baugröße klein zu halten, Materialien mit hoher Dichte und Kernladungszahl wie Blei, Uran und Wolfram, aber auch Eisen und Marmor sind schon verwendet worden.

Durch Segmentierung des aktiven Mediums kann man zusätzliche Informationen über die Richtung und den Ort des einlaufenden Teilchens erhalten. Ebenso kann man aus der Schauerentwicklung Rückschlüsse auf die Teilchenart zu ziehen.

Sampling-Kalorimeter zeichnen sich dadurch aus, daß sie leicht dem Anwendungszweck angepaßt werden können. Dies geschieht durch geeignete Wahl der Materialien und der Abmessungen. Im Folgenden wird das Funktionsprinzip von Sampling-Kalorimetern näher beschrieben. Insbesondere wird auf den Mechanismus der Kompensation eingegangen.

3.1 Aufbau und Funktion von Sampling-Kalorimetern

3.1.1 Elektromagnetische Schauerentwicklung

Zunächst werden die Eigenschaften von elektromagnetischen Schauern beschrieben, da es viele Parallelen zu hadronischen Schauern gibt und weil jeder hadronische Schauer eine elektromagnetische Komponente besitzt. Trifft ein Teilchen das Kalorimeter, entwickelt sich durch die Wechselwirkung des primären Teilchens mit der Materie ein Schauer (auch Kaskade genannt). Die entstehenden Sekundärteilchen setzen diesen Prozeß fort, bis die Energie zur weiteren Erzeugung von Teilchen nicht mehr ausreicht. Bei hohen Energien verlieren Elektronen vorwiegend durch Bremsstrahlung ihre Energie, während bei niedriger Energie Ionisation vorherrscht. Die durch Bremsstrahlung und Photoeffekt entstandenen Photonen erzeugen durch Paarerzeugung wiederum Elektronen und Positronen. Als weiterer Prozeß ist auch noch Comptonstreuung möglich. Diejenige Energie, bei der die Verluste durch Brems-

strahlung und durch Ionisation gleich sind, wird als kritische Energie ϵ_c bezeichnet. Die kritische Energie ist materialabhängig und ist näherungsweise gegeben durch

$$\epsilon_c = \frac{550 MeV}{Z}.$$

Dabei ist Z die Kernladungszahl. Die longitudinale Entwicklung des höherenergetischen Teils des Schauers, d.h. für Energien überhalb der kritischen Energie, wird durch die Strahlungslänge X_0 bestimmt. Bei hohen Energien ist der mittlere Energieverlust von Elektronen durch Bremsstrahlung:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0},$$

wobei näherungsweise gilt:

$$X_0[g/cm^2] = 180 \frac{A}{Z^2}.$$

A ist die Massenzahl. Die transversale Ausdehnung eines Schauers wird durch den Molière-Radius R_m bestimmt, welcher ebenfalls materialabhängig ist. Wiederum näherungsweise gilt:

$$R_m = \frac{21 MeV}{\epsilon_c} X_0.$$

In der Tabelle 3.1 sind einige dieser Materialkonstanten gezeigt.

Zur Bestimmung der longitudinalen Schauerausdehnung kann man vereinfachend annehmen, daß die erste Wechselwirkung des primären Teilchens mit der Energie E nach einer Strahlungslänge erfolgt und dabei zwei neue Teilchen entstehen. Diese Teilchen wechselwirken nach Durchlaufen einer weiteren Strahlungslänge, sodaß sich die Zahl der Teilchen jeweils verdoppelt, bis die Energie dazu nicht mehr ausreicht. Die Zahl der Schauerteilchen n ist:

$$n = 2^t.$$

Hierbei ist t die durchlaufene Strecke, ausgedrückt in X_0 . Die Energie ϵ jedes Schauerteilchens nimmt entsprechend ab:

$$\epsilon = E \cdot 2^{-t}.$$

Das Ende des Schauers ist erreicht, wenn die Teilchenenergie gleich der kritischen Energie ist:

$$\epsilon_c = E \cdot 2^{t_{max}}.$$

Hieraus ergibt sich die Länge des Schauers t_{max} (wieder in Einheiten von X_0) zu

$$t_{max} = \frac{\ln E/\epsilon_c}{\ln 2}.$$

Man sieht, daß die Größe des Kalorimeters, die benötigt wird, um den Schauer vollständig zu erfassen, nur logarithmisch von der Energie abhängt. In der Praxis muß das Kalorimeter noch etwas länger sein, um den niederenergetischen Teil des Schauers zu erfassen. Damit ergibt sich die für eine Absorption von 98% der Primärenergie benötigte Länge (in X_0) zu:

$$L = 3 \cdot (\ln E/\epsilon_c + 1.2).$$

Schließlich kann man noch das Weglängenintegral T berechnen, welches das im Kalorimeter registrierbare Signal bestimmt:

$$T\{X_0\} = \int_0^{t_{max}} n dt$$

Material	Z	X_0 cm	ϵ_c MeV	R_m cm
Kohlenstoff	6	27.5	75.9	7.6
Plexiglas		34.5	80.0	10.4
Aluminium	13	8.9	39.3	4.8
Fl. Argon	18	14.0	29.8	13.7
Eisen	26	1.76	20.5	1.8
Blei	82	0.56	7.2	1.6
Uran	92	0.32	6.6	1.0

Tabelle 3.1: Eigenschaften einiger in Kalorimetern verwendeter Materialien [17]

$$= \frac{E}{\epsilon_c \cdot \ln 2}.$$

Damit ist die Proportionalität des Kalorimetersignals zur Energie des Primärteilchens sichergestellt.

Der Anteil der Gesamtenergie, der im aktiven Medium deponiert wird, deshalb also die Proportionalitätskonstante bestimmt, wird 'sampling fraction' genannt. Der Wert ist von der Teilchenart abhängig. Es ist die sampling fraction für das Teilchen i :

$$S(i) = \frac{E_s(i)}{E_{tot}(i)},$$

wobei E_s die nachweisbare Energie ist und E_{tot} die gesamte deponierte Energie ist. Üblicherweise nimmt man ein fiktives minimalionisierendes Teilchen (MIP) als Bezugsgröße, um darauf die sampling fractions anderer Teilchenarten zu beziehen. Für z. B. Elektronen wird dieses Verhältnis meistens abgekürzt ϵ/mip -Verhältnis genannt.

3.1.2 Entwicklung von hadronischen Schauern

Im hadronischen Schauern entstehen die Sekundärteilchen durch Wechselwirkung mit den Kernen, die longitudinale Entwicklung des Schauers wird deshalb durch die nukleare Wechselwirkungslänge λ_0 beschrieben. Es gibt zahlreiche Reaktionsmöglichkeiten mit einer Vielfalt von Sekundärteilchen, zudem kann ein in der Kaskade entstandenes neutrales Pion in zwei Photonen zerfallen und so einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Da die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen energieabhängig sind, ergeben sich die in Abb. 3.1 gezeigten Energiedepositionen für die verschiedenen Komponenten des Schauers. Die wichtigsten Reaktionen in der Kaskade sind im einzelnen, wobei die Mechanismen manchmal nicht klar zu trennen sind:

- Spallation: Das einlaufende hochenergetische Teilchen erzeugt durch eine intranukleare Kaskade einen angeregten Kern. Hierbei verlassen einige hochenergetische Nukleonen und Mesonen den Kern. Die darauffolgende Abregung des Kerns geschieht durch Emission von zahlreichen Sekundärteilchen, vorwiegend Neutronen. Es ist aber auch eine Spaltung des angeregten Kerns möglich, wobei die Bruchstücke dann ebenfalls Neutronen emittieren

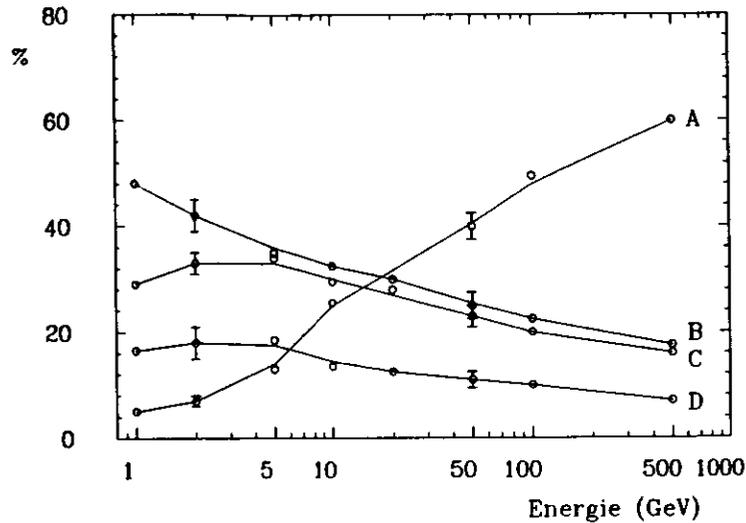


Bild 3.1: Deponierte Energie (in % der Energie des einlaufenden Teilchens) als Funktion der Energie in einem sehr langen Uranblock. A ist der elektromagnetische Anteil ($\pi^0 + \gamma$); B ist der Anteil geladener Hadronen und Myonen ($p + \pi^\pm + \mu^\pm$); C ist der Anteil von Bindungsenergie, Rückstoßenergie, Neutrinoenergie und der Energie vom μ -Zerfall; D ist der Anteil der Neutronen mit einer Energie kleiner als 50MeV [11]

- Spaltung: Neutronen mit einer Energie oberhalb von einigen MeV bewirken eine Spaltung des U^{238} . Durch hochenergetische Pionen oder Protonen ist ebenfalls eine Spaltung möglich. Es entstehen weitere Neutronen, Kernbruchstücke und γ -Quanten
- Neutroneneinfang: Ein Neutron wird von einem Kern eingefangen und die Anregungsenergie in Form von γ -Quanten abgestrahlt
- Ionisation: Geladene Teilchen verlieren einen Teil ihrer Energie durch Reaktion mit den Hüllenelektronen. Es können dabei δ -Elektronen entstehen, die ihrerseits ionisieren
- Zerfall von Sekundärteilchen, wie z.B. Pionen oder Myonen
- Neutronen können an einem leichten Atom (z.B. Wasserstoff im Szintillator) elastisch gestreut werden, wodurch ein Rückstoßproton entsteht

3.1.3 Schauerfluktuationen

Die Energieauflösung von Kalorimetern wird durch verschiedene Arten von Fluktuationen begrenzt. Die meisten Arten sind elektromagnetischen und hadronischen Schauern gemeinsam.

1. Sampling-Fluktuationen: Die Summe der Zahl der Durchgänge der Schauerteilchen n durch das aktive Medium ist durch das Weglängenintegral T und die Dicke der Absorberplatten d gegeben

$$n = \frac{T}{d},$$

wobei die Dicke des aktiven Materials vernachlässigt wurde und statistische Unabhängigkeit der einzelnen Durchgänge vorausgesetzt wurde. Die Standardabweichung dieser Zahl ist dann:

$$\frac{\sigma_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Da das Weglängenintegral proportional zur Energie des einlaufenden Teilchens ist, ergibt sich einerseits eine $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit dieser Fluktuation und zum anderen der Zusammenhang zwischen Absorberdicke und Höhe der Samplingfluktuationen. In der Praxis erreicht man eine relative Energieauflösung von

$$\sigma_E/E \approx 15\% \cdot \sqrt{\frac{d}{E}}$$

(d in X_0 und E in GeV) für elektromagnetische Schauer und

$$\sigma_E/E \approx 12\% \cdot \sqrt{\frac{\Delta E}{E}}$$

für hadronische Schauer. Dabei ist ΔE die mittlere Energiedeposition eines minimalionisierenden Teilchens pro Lage, bestehend aus Absorber und aktivem Material, angegeben in MeV [7], [20].

2. Landau-Fluktuationen: Sie spielen nur bei Verwendung von sehr dünnen (ausgedrückt in dE/dx) Auslesemitteln, z. B. gasgefüllten Detektoren, eine Rolle. Ist der Energieverlust pro Schauerteilchen in einer aktiven Schicht im MeV -Bereich, können sie in der Regel vernachlässigt werden.
3. Weglängenfluktuationen: Durch Vielfachstreuung unterliegen die Kreuzungswinkel der Teilchendurchgänge Schwankungen. Auch diese Fluktuationsursache kann meistens vernachlässigt werden.
4. Fluktuationen aufgrund von statistischen Prozessen im Auslesemitteln: Sie werden beispielsweise bei Kalorimetern mit optischer Auslese hervorgerufen durch statistische Prozesse bei der Lichtentstehung, Lichtsammlung und beim Nachweis durch Photomultiplier. Da diese Prozesse durch die Poisson-Statistik beschrieben werden, ergibt sich zunächst die Fluktuation der Photoelektronenzahl n_{pe} zu

$$\frac{\sigma_{n_{pe}}}{n_{pe}} = \frac{1}{\sqrt{n_{pe}}}$$

und daraus erhält man, wegen der Proportionalität von n_{pe} zur Energie, die $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit der Photostatistik.

5. Fluktuationen wegen Nichtuniformitäten des Auslesemitteln: Wenn das registrierte Signal nicht unabhängig vom Ort der Entstehung ist, machen sich Schwankungen der räumlichen Entwicklung eines Schauers als Schwankungen der Signales bemerkbar.

6. **Fluktuation der Schauerzusammensetzung:** Sie tritt nur bei hadronischen Schauern auf und wird dadurch erzeugt, daß die in Abb. 3.1 gezeigte mittlere Energiedeposition für die verschiedenen Komponenten des Schauers von Fall zu Fall starken Schwankungen unterliegt. Wenn ein oder mehrere neutrale Pionen erzeugt werden, zerfallen diese sofort in jeweils zwei γ -Quanten, die anschließend einen elektromagnetischen Schauer verursachen. Wenn das Ansprechverhalten für diese Schauerkomponente anders als dasjenige für Hadronen ist, ergeben sich erhebliche Fluktuationen der registrierten Signalhöhe. Bindungsenergieverluste, d.h. die Energie, die zum Aufbrechen der Kerne erforderlich ist, tragen ebenfalls zu den Fluktuationen bei.

Die letztgenannte Fluktuationsart ist der Grund dafür, daß die Energieauflösung von hadronischen Kalorimetern erheblich schlechter als für elektromagnetische Kalorimeter ist. Man hat jedoch einen Weg gefunden, diese Fluktuationen erheblich zu reduzieren. Diese Methode wird im folgenden beschrieben.

3.1.4 Kompensation

Da, wie eben gezeigt, jeder hadronische Schauer eine elektromagnetische Komponente hat, kann man für das von Hadronen im Kalorimeter erzeugte Signal schreiben:

$$E_s(h) = kE \left(f_{em} \frac{e}{mip} + (1 - f_{em}) \frac{h_i}{mip} \right).$$

Mit f_{em} ist der Anteil der elektromagnetischen Komponente bezeichnet, e/mip und h_i/mip sind die weiter oben eingeführten 'sampling fractions' für Elektronen bzw. der rein hadronischen Komponente und k ist schließlich eine von der Bauart des Detektors bestimmte Konstante. Weil nun die Größe f_{em} starken Fluktuationen unterliegt, wird auch die Energieauflösung entsprechend verschlechtert, wenn nicht die Bedingung

$$\frac{E_s(e)}{E_s(h)} = \frac{e/mip}{f_{em}e/mip + (1 - f_{em})h_i/mip} = \frac{e}{h} = 1$$

eingehalten wird. Mit $E_s(e)$ ist hier das von Elektronen im Kalorimeter erzeugte Signal bezeichnet. Meistens nennt man dieses Verhältnis e/h -Verhältnis. Der elektromagnetische Anteil f_{em} ist näherungsweise logarithmisch von der Energie abhängig (Abb. 3.1), woraus sich als weitere Konsequenz aus dieser Gleichung die Nichtlinearität des Kalorimeterverhaltens ergibt, falls die Bedingung $e/h = 1$ nicht eingehalten wird.

Um diese Forderung zu erfüllen, kann man entweder das von elektromagnetischen Schauern erzeugte Signal abschwächen oder das hadronische Signal anheben. In der Regel werden beide Möglichkeiten kombiniert. Mit Kompensation bezeichnet man den Vorgang der Anhebung des hadronischen Signals durch Zurückgewinnung der durch nukleare Prozesse verlorengegangenen Energie. Ermöglicht wird dieser Prozeß durch eine geeignete Wahl der Kalorimetermaterialien und -abmessungen.

Bei der Verwendung von Absorbermaterialien mit einer hohen Kernladungszahl Z (z.B. Blei oder Uran) wird der elektromagnetische Anteil e/mip deutlich reduziert. Dies wird durch niederenergetische Photonen des Schauers ($E \approx 1MeV$) verursacht, die im Absorber durch Photoeffekt Elektronen erzeugen, die den Absorber jedoch nicht mehr verlassen können und so auch nicht zum Signal beitragen. Da der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts proportional zu Z^5 ist, ist dieser Effekt stark materialabhängig. Der γ -Abschwächungskoeffizient ρ für

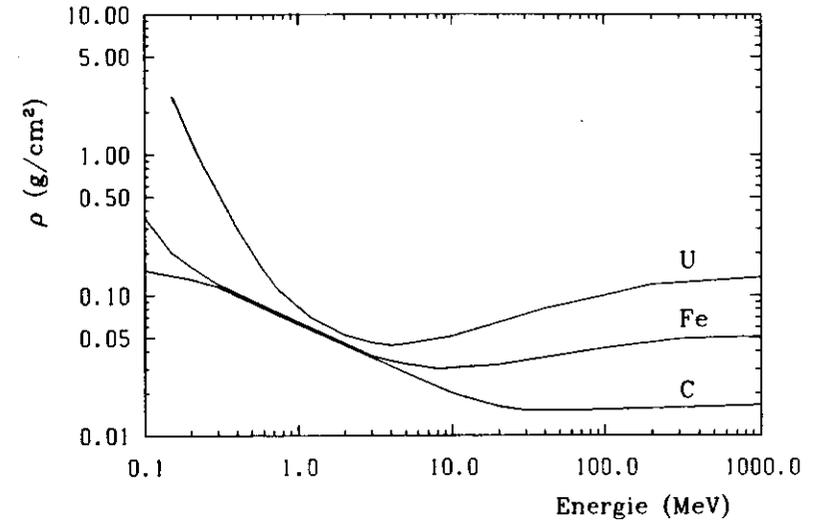


Bild 3.2: Massenabschwächungskoeffizient ρ für Photonen als Funktion der Energie [21]

verschiedene Materialien ist in Abb. 3.2 gezeigt. Man sieht, daß bei einer γ -Energie von $250keV$ in Uran die γ -Strahlung zehnmal stärker abgeschwächt wird als in Eisen. Diese starke Abschwächung führt dazu, daß das e/mip -Verhältnis kaum von Dicke der Absorberplatten abhängig ist, wenn die Dicke etwa $3mm$ bei Uran übersteigt. Durch Variieren der Dicke von Stahlfolie, die zur Ummantelung des Urans benutzt wird, kann man das e/mip -Verhältnis zusätzlich um einige Prozent beeinflussen.

Wenn man als Absorber Stoffe mit hoher Kernladungszahl Z benutzt, entstehen durch die nuklearen Prozesse des Schauers niederenergetische ($E < 2MeV$) Neutronen, die man zur Anhebung des hadronischen Anteils h_i/mip benutzen kann. Sie erzeugen selbst zwar kein Signal, durch elastische Streuung an leichten Kernen werden jedoch Rückstoßprotonen erzeugt, die dann im aktiven Medium Energie deponieren und deshalb zum Signal beitragen. Auf diese Weise kann man zumindestens einen Teil der Bindungsenergieverluste zurückgewinnen. Damit das gelingt, sollte das Auslesemedium einen hohen Wasserstoffgehalt haben. Ein gut geeignetes Auslesematerial stellt deshalb Plastikszintillator dar. Sättigungseffekte im Szintillator begrenzen allerdings die Wirksamkeit dieses Verfahrens. Wenn das aktive Medium keine Sättigungseffekte zeigt und einen noch akzeptablen elastischen Wirkungsquerschnitt für Neutronen hat, kann man auch mit anderen Materialien, z. B. Siliziumdioden, diese Aufgabe erfüllen [3].

Nimmt man beispielsweise eine Uran-Szintillator-Kombination, können die in den Uranplatten entstehenden Neutronen diese nahezu ungehindert verlassen, werden dagegen in einer Lage Szintillator schnell abgebremst. Das n/mip -Verhältnis nimmt also mit zunehmendem Dickenverhältnis $R = d_{pas}/d_{act}$ ebenfalls zu (d_{act} und d_{pas} ist die Dicke des aktiven bzw. passiven Materials), da das mip -Signal kleiner wird und das Neutronensignal n gleich bleibt.

Durch Variieren der Schichtdicke des Szintillators kann man so das e/h -Verhältnis verän-

Kalorimeter	Absorber	Auslesematerial	rel. Energieauflösung	
			10GeV %/√E	100GeV %/√E
T60	5mm Pb	5mm Szi.	60.3	102
TPh	10mm Pb	2.5mm Szi.	44.2	44.2
T60UA	3.2mm U	5mm Szi.	39.7	61.6
T60UB2	3.2mm U	3mm Szi.	34.5	37.9
WA78	10mm U	5mm Szi.	48.5	85.7

Tabelle 3.2: Relative Energieauflösung der in Abb. 3.3 erwähnten Versuchskalorimeter bei 10 und 100GeV. Die Auflösungen sind auf $1/\sqrt{E}$ bezogen, auch wenn das Kalorimeter kein $1/\sqrt{E}$ -Verhalten zeigt [2]

dern und insbesondere auf den erwünschten Wert von eins bringen. Zugleich wird das Energieauflösungsvermögen erheblich verbessert, da die oben erwähnten Fluktuationen der Schauerzusammensetzung nicht mehr die Signalhöhe beeinflussen und weil die Bindungsenergieverluste mit dem Neutronenanteil im Schauer korreliert sind und sich Fluktuationen dieser Verluste deshalb nicht mehr so stark bemerkbar machen. Die relative Energieauflösung für Hadronen

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b$$

wird dadurch erheblich verbessert, und zwar zum großen Teil durch Verkleinerung des energieunabhängigen Terms b . Typische Werte sind $a = 41\%$ und $b = 6.1\%$ für ein nichtkompensierendes Kalorimeter mit $e/h = 1.35$ und $a = 35\%$ und $b = 0.5\%$ für ein Kalorimeter mit $e/h = 1$ [2]. Häufig wird allerdings der Term b quadratisch addiert, dann werden eventuelle weitere Fehlerquellen berücksichtigt.

Um das optimale Dickenverhältnis zu bestimmen, sind einige Messungen an Kalorimetern mit unterschiedlichem Dickenverhältnis vorgenommen worden. Das resultierende e/h -Verhältnis ist in Abb. 3.3 gezeigt. Man kann erkennen, daß man auch mit Blei ein kompensierendes Kalorimeter bauen kann, wegen der benötigten Dicke der Absorberplatten nehmen dann aber die Samplingfluktuationen stark zu. Um die Samplingfluktuationen klein zu halten, könnte man nun die Platten sehr dünn machen. Allerdings bereitet dann die Lichtauslese des Szintillators erhebliche Probleme, sodaß man eine praktisch realisierbare Szintillatordicke von etwa 2.6mm bevorzugt. Aus Abb. 3.3 erhält man damit die erforderliche Dicke der Uranplatten von 3.2mm.

Berechnungen haben ergeben, daß bei diesem Dickenverhältnis die Energieauflösung optimal ist. In Abb. 3.4 ist die Energieauflösung als Funktion der Absorberdicke aufgetragen. Man kann daraus entnehmen, daß die Auflösung bei der gewählten Dicke der Uranplatten wie vermutet ihr Optimum erreicht. In Tabelle 3.2 ist schließlich noch die bei Voruntersuchungen für das ZEUS-Kalorimeter bei zwei verschiedenen Energien gemessene Energieauflösung gezeigt. Man kann erkennen, daß bei den oben ermittelten Dicken die Auflösung optimal wird und weitgehend unabhängig von der Energie ist.

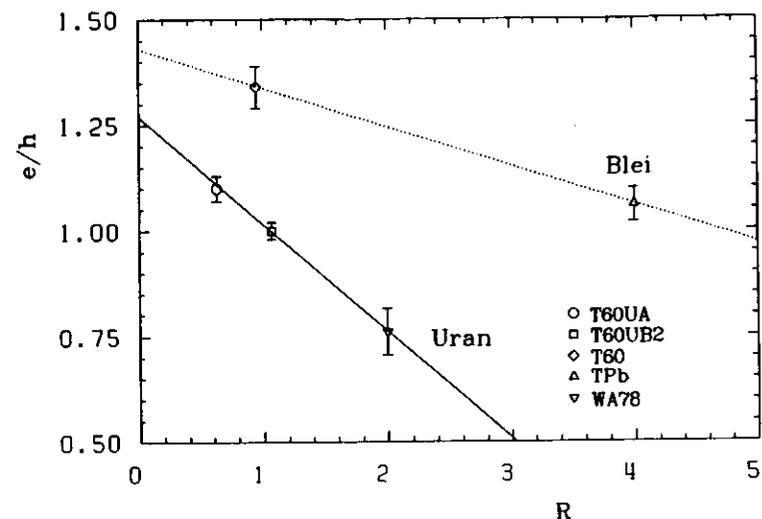


Bild 3.3: e/h -Verhältnis als Funktion des Dickenverhältnisses R der Absorberplatten zu den Szintillatorplatten. Gezeigt sind Meßwerte von einigen Versuchskalorimetern, die in [2] näher beschrieben sind

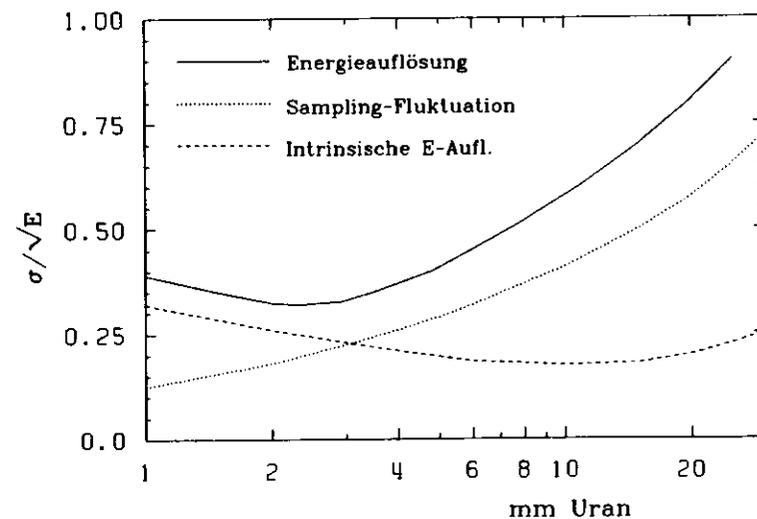


Bild 3.4: Berechnete Energieauflösung für Hadronen von 10GeV als Funktion der Dicke des Absorbers. Als Szintillator wurde PMMA von 2.5mm Dicke zugrundegelegt [21]

Kapitel 4

Der Kalorimeter-Prototyp

4.1 Mechanischer Aufbau

Vor dem Bau des ZEUS-Kalorimeters sollte an einem Prototyp, der dem endgültigen Aufbau weitestgehend entspricht, untersucht werden, ob er die an das Kalorimeter gestellten Anforderungen erfüllt. Deshalb wurde ein Prototyp gebaut, der aus 4 Modulen mit jeweils 4 Türmen besteht (Abb. 4.1). Diese Größe reicht aus, um Schauer vollständig zu erfassen, auch wenn man den Teststrahl schräg oder nicht in der Mitte einschießt. Jeder Turm ist in Längsrichtung in drei Sektionen aufgeteilt, eine elektromagnetische (EMC) und zwei hadronische Sektionen (HAC 1 und HAC 2). Abb. 4.2 zeigt einen schematischen Längsschnitt durch einen Turm. Die EMC-Sektion ist 24.1cm lang und besteht aus 25 Uranplatten und 25 Szintillatorschichten. Nach der 4. und 7. Szintillatorlage befinden sich zwei Lücken, um die Siliziumdioden des Hadron-Elektron-Separators [24] aufnehmen zu können. Die Szintillatorplatten sind 49.4mm × 191mm groß, sodaß sich für elektromagnetische Schauer eine kleinere effektive Turmgröße ergibt.

Es schließen sich zwei gleich aufgebaute hadronische Sektionen an, die jeweils 64cm lang sind und aus 80 Uran- und Szintillatorplatten bestehen. Die Szintillatorabmessungen betragen hier 191mm × 199.4mm (HAC1) und 186mm × 199.4mm (HAC2). Die Dicke der Uranplatten ist für das ganze Kalorimeter einheitlich auf $3.3 \pm 0.15\text{mm}$ festgelegt. Die Uranplatten sind in 0.2mm dickes (bzw. 0.4mm für HAC) V2A-Blech eingepackt. Durch diese Maßnahme wird folgendes bewirkt:

- Verringerung der Strahlenbelastung des Szintillators
- Das r/mip -Verhältnis wird um etwa 3% reduziert
- Vermeidung von Kontamination durch Uranoxid, welches sich leicht von Oberfläche der Uranplatten ablöst, sowohl während der Montage als auch im Betrieb
- Verbesserung der Brandsicherheit

Die Dicke des Szintillators (SCSN38 [15]) beträgt $2.6 \pm 0.1\text{mm}$, wobei durch Nachmessen und Sortieren sichergestellt wurde, daß die Gesamtdicke der Stapel gleich ist.

An den beiden Seiten eines Turmes befinden sich die Wellenlängenschieber für die Lichtauslese, die zur besseren mechanischen Befestigung in Kassetten aus V2A-Blech untergebracht sind (Abb. 4.3). Eine Kassette nimmt die 4 EMC-Wellenlängenschieber und die beiden HAC-Wellenlängenschieber auf. Die Wellenlängenschieber bestehen aus PMMA, dotiert mit dem

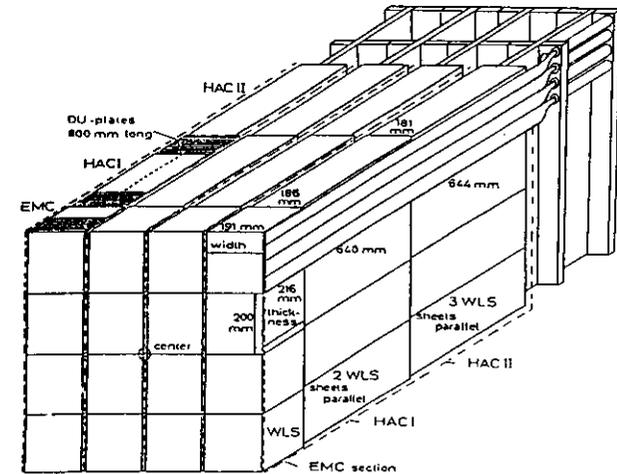


Bild 4.1: ZEUS-Kalorimeter-Prototyp

Farbstoff Y-7, mit einer Konzentration von 30ppm für HAC und 45ppm für EMC. Die Materialdicke ist einheitlich $2 \pm 0.2\text{mm}$. Um das Licht auf die Photomultiplier zu leiten, ist das Ende jedes Wellenlängenschiebers in Streifen geschnitten worden, die dann so gebogen und aufeinandergeklebt wurden, daß sie einen angenähert quadratischen Querschnitt ergaben (Abb. 4.5). Nach Montage der Wellenlängenschieber sind die Photoröhren direkt gegen die Lichtaustrittsfläche geschoben worden. Zwischen den Wellenlängenschiebern sind dünne Messingröhrchen an den Kassetten befestigt, in denen Co^{60} -Quellen verschoben werden können. Auf diese Weise kann jederzeit die Uniformität der Lichtauslese überprüft werden.

Die Szintillatoren sind an den Ecken mit Ausschnitten für Abstandshalter versehen. Diese Abstandshalter nehmen die mechanischen Kräfte auf, da der Szintillator keinem großen Druck ausgesetzt werden darf, wenn man seine optischen Eigenschaften nicht gefährden will. Sie bestehen aus einem sehr harten Werkstoff (Wolframkarbid oder Titankarbid). Die Anordnung der Abstandshalter kann der Abb. 4.4 [24] entnommen werden. Der äußere Zusammenhalt wird durch sog. Zughänder (straps) gewährleistet, die den ganzen Plattenstapel über eine Aluminiumplatte und die Abstandshalter gegen den hinteren Träger drücken.

Ebenfalls an diesem Träger befindet sich die Spannvorrichtung für die Zughänder. Die Uranplatten sind auf starken Trägern, den C-Armen befestigt, um ihr Eigengewicht aufzunehmen. Die C-Arme sind starke Stahlprofile mit 180mm × 180mm Querschnitt und 2100mm Länge.

Der hintere Träger des Kalorimeters ist mit zahlreichen Löchern versehen, in denen die Abschirmungen für die Photomultiplier und die Röhren selbst eingebaut sind. Hier enden auch die Röhren für die Kobaltquellen. Von oben kann ein Lichtverteilersystem eingeschoben werden, von dem aus an jeden Lichtleiter eine Lichtleitfaser geführt ist. Die verwendeten Photomultiplier waren XP2081 für die HAC-Sektionen und XP1911 für EMC (beide Röhren sind von Valvo) mit einem konventionellen Widerstandsspannungsteiler. Insgesamt sind 144

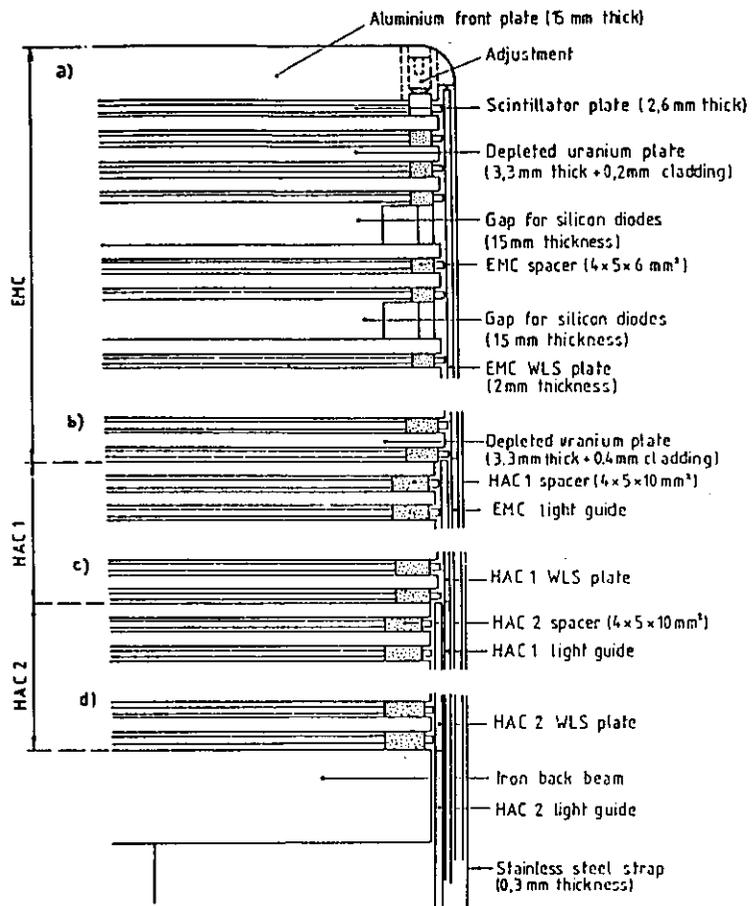


Bild 4.2: Längsschnitt durch einen Turm des Kalorimeter-Prototyps. a) Vorderer Teil des Turms, b) Übergang von EMC zu HAC1, c) Übergang von HAC1 zu HAC2, d) Ende von HAC2

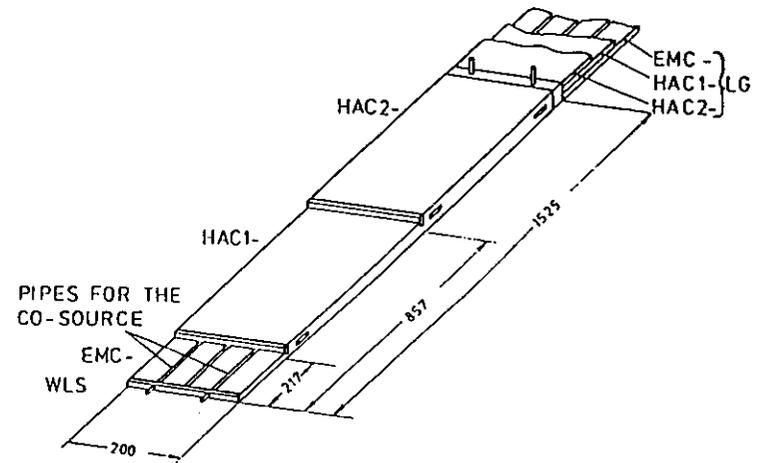


Bild 4.3: Wellenlängenschieber-Kassetten

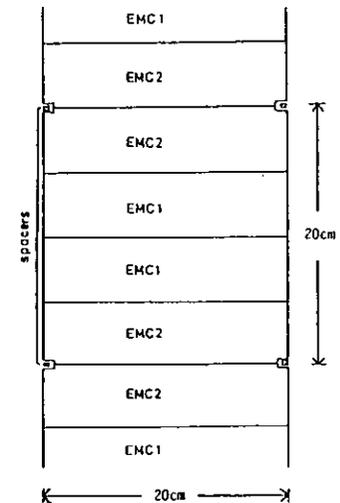


Bild 4.4: Anordnung des Abstandshalter

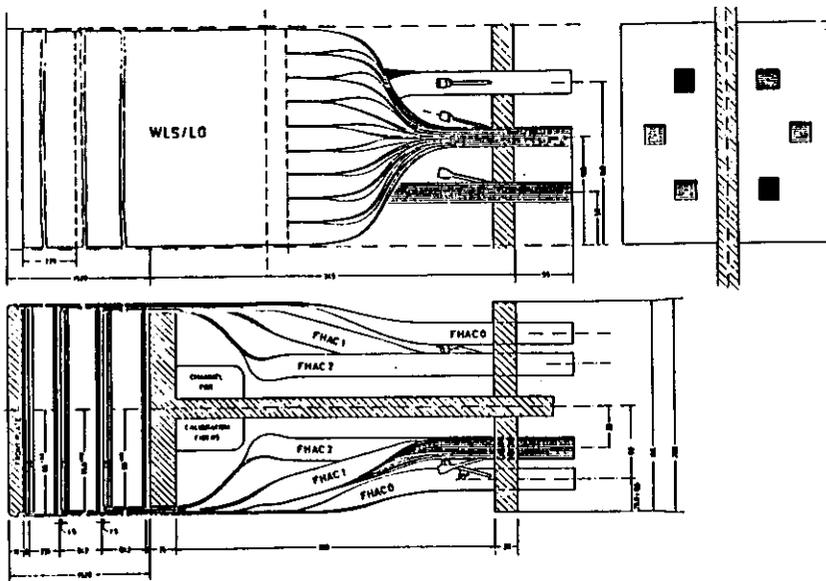


Bild 4.5: Übergang des Wellenlängenschiebers auf die Photomultiplieröhren

EMC-Röhren und 48 HAC-Röhren eingebaut.

4.2 Uniformität des Kalorimeters

4.2.1 Meßaufbau

Um eine gute Energieauflösung des Kalorimeters zu erreichen, ist eine gute Uniformität der Lichtauslese notwendig, d. h. die vom Photomultiplier registrierte Lichtmenge soll unabhängig vom Ort der Lichtentstehung sein. Wegen der unvermeidlichen Abschwächung des Lichtes im Szintillator, im Wellenlängenschieber und im Lichtleiter sind Korrekturmaßnahmen erforderlich.

Außerdem sollte die Lichtmenge hoch genug sein, um den Anteil der Photostatistik an der Energieauflösung gering zu halten. Diese Forderung verbietet z. B. die Benutzung von Absorbern zur Uniformitätskorrektur.

Zur Durchführung der Uniformitätsmessungen wurde eine Vorrichtung gebaut, die im Folgenden beschrieben wird. (Abbildung 4.6). Sie besteht aus einem Szintillator, mit einer Kante auf einen Wellenlängenschieber gerichtet. Das im Wellenlängenschieber entstehende Licht wird durch einen Lichtleiter auf einen Photomultiplier geleitet und dort registriert. Zur Lichterzeugung im Szintillator wurde eine β -Quelle (Ru^{106}) benutzt. Durch Triggerzähler vor und hinter dem Szintillator wurde dafür gesorgt, daß der Durchgang eines Elektrons erfaßt werden konnte. Die Quelle konnte über die ganze Fläche des Szintillators bewegt werden (mit Ausnahme der Fläche, an der der Szintillator in der Meßapparatur befestigt wurde). Der Szintillator kann wiederum auf dem Wellenlängenschieber bewegt werden.

Alle optischen Teile waren leicht austauschbar, so daß leicht Modifikationen am Messob-

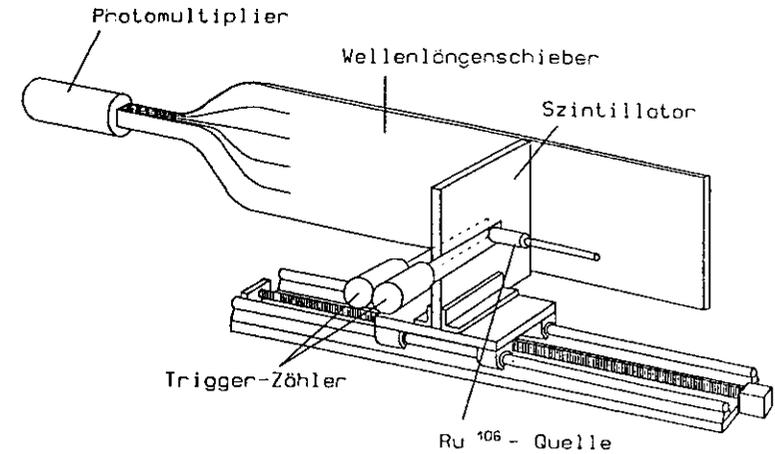


Bild 4.6: Aufbau zur Bestimmung der Eigenschaften von Szintillator und Wellenlängenschieber. Die beiden Triggerzähler und die Quelle können gemeinsam über die Szintillatorfläche bewegt werden. Die dazu nötige Vorrichtung ist hier nicht mit eingezeichnet

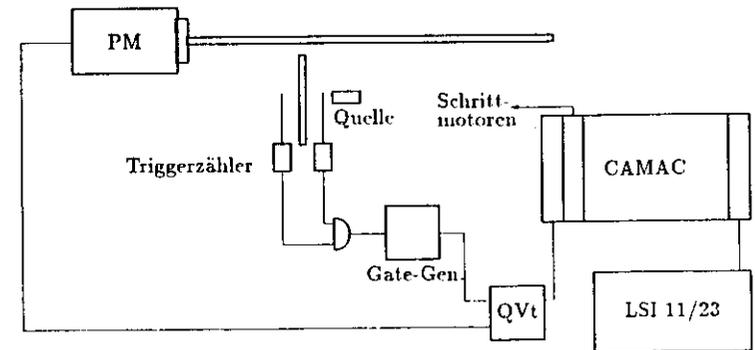


Bild 4.7: Datennahmesystem

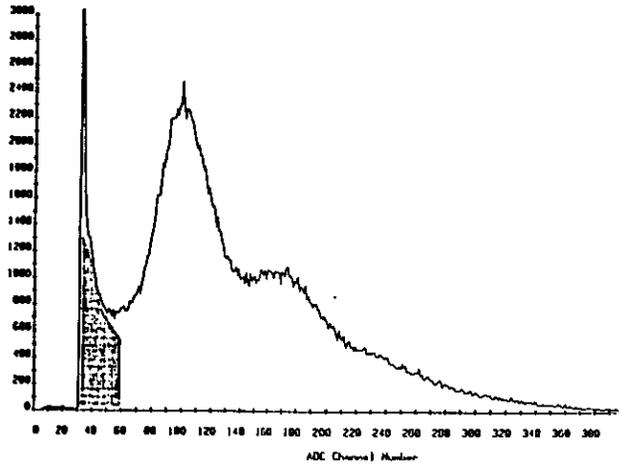


Bild 4.8: Pulshöhenspektrum des Photomultipliers

jekt möglich waren.

Die Pulshöhe des Photomultipliers (RCA 8854) wurde mit einem Vielkanalanalysator (LeCroy QVt) gemessen, und dann zur Auswertung von einem Rechner (LSI 11/23) eingeleitet. Ebenfalls vom Rechner aus konnten Schrittmotoren gesteuert werden, um die Position der Quelle zu verändern und den Szintillator auf dem Wellenlängenschieber zu verschieben (Abb. 4.7).

Um auch absolute Aussagen über die Lichtmenge zu ermöglichen, wurde ein Verfahren zur Eichung der Röhre in der Zahl der Photoelektronen entwickelt. Dabei wurde ausgenutzt, daß die verwendete Röhre ein sehr geringes Rauschen und ein gutes Auflösungsvermögen für einzelnen Photoelektronen hat. Aus dem Pulshöhenspektrum ermittelt man zunächst die Lage des Einphotoelektronmaximums und die mittlere Pulshöhe (Abbildung 4.8). Eine gute Abschätzung für die Zahl der Photoelektronen n_{pe} erhält man aus :

$$n_{pe} = \frac{A}{M},$$

hierbei ist A die mittlere Pulshöhe und M die Lage des Einphotoelektronenmaximums nach Abzug des Pedestals. Beispielsweise ist in Abb. 4.8 $M = 71$ und $A = 109$, woraus sich $n_{pe} = 1.53$ ergibt. Allerdings wird dieser Wert durch die Ereignisse im schraffierten Gebiet verfälscht. Diese Ereignisse entstehen offenbar durch Photonen, die auf der Photokathode kein Photoelektron ausgelöst haben, dies jedoch auf der ersten Dynode tun. Es fehlt also die Verstärkung der ersten Stufe, weshalb die Pulshöhe geringer ist.

Bei der zweiten Methode zur Bestimmung der Photoelektronenzahl werden deshalb diese Ereignisse (genannt Dynodenergebnisse) nicht berücksichtigt: Aus der Poisson-Statistik mit Mittelwert μ ($\mu = n_{pe}$):

$$P_n(n) = \frac{e^{-\mu} \mu^n}{n!},$$

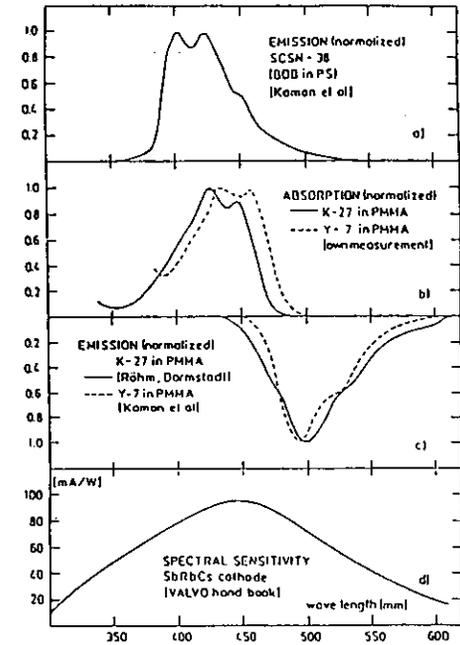


Bild 4.9: Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators SCSN38, des Wellenlängenschieber-Materials K-27 und spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers [24]

erhält man aus $P_n(0)$ mit $n = 0$, also für Einträge im Pedestal, den Mittelwert $n_{pe} = \frac{-\ln(P)}{1+\alpha}$. Hierbei ist α der Korrekturfaktor zur Unterdrückung der unerwünschten Dynodenergebnisse ($\alpha \approx 0.15$) und P ist das Verhältnis der Zahl der Pedestalergebnisse, also der Ereignisse, bei denen kein Photoelektron erzeugt wurde, zur Gesamtzahl der Ereignisse. Die beiden Methoden stimmen gut überein.

4.2.2 Uniformitätskorrektur der Szintillatoren

Um unabhängig von der Position des Schauers ein gleichmäßiges Ausprechen des Kalorimeters sicherzustellen, wurden der Einfluß der Lichtabschwächung im Szintillator untersucht. Der Szintillationsprozess im verwendeten Szintillator (SCSN38) läuft so ab, daß die vom durchfliegenden Teilchen angeregten Moleküle UV-Licht abstrahlen, welches auf einer Strecke von einigen Zehntel mm durch Farbstoffmoleküle absorbiert wird und im blauen Bereich reemittiert wird (Abbl. 4.9). Die beiden wellenlängenschiebenden Farbstoffe sind 1% PBD und 0.2% BDB [15]. Das blaue Licht wird dann durch interne Totalreflexion zu den Auslesekannten transportiert. Die Abschwächungslänge für dieses Licht ist dann etwa ein Meter. Dieser Lichtverlust beläuft sich auf etwa 15% bei den gegebenen Szintillatorabmessungen (20cm x 20cm für HAC und 5cm x 20cm für EMC).

Zur Messung der Uniformität wurde die Rn^{106} -Quelle auf einem 10mm x 10mm-Raster (HAC) bzw. 5mm x 10mm-Raster (EMC) bewegt und für jeden Punkt die Lichtmenge

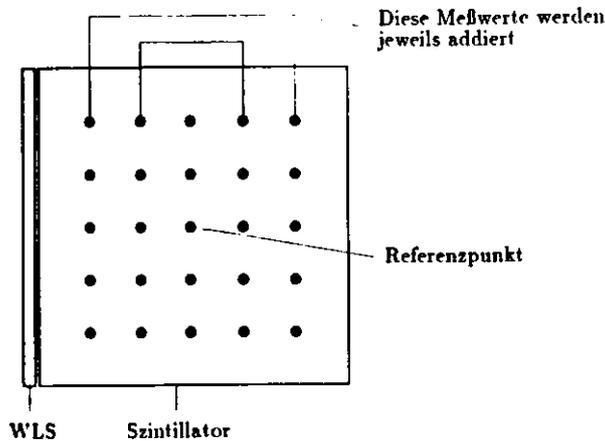


Bild 4.10: Berechnung der Lichtmenge für Szintillatormessungen

gemessen. Da in der Meßapparatur der Szintillator nur an einer Seite ausgelesen wurde, im Kalorimeter jedoch an beiden Seiten, wurden anschliessend die tatsächlichen Verhältnisse errechnet. Dazu wurden die Messwerte von Punkten, die jeweils gleichweit von der Mitte entfernt waren, addiert und die Summe auf die Lichtmenge des Referenzpunktes in der Mitte des Szintillators normiert (Abb. 4.10). Die erhaltenen Werte sind in Abbildung 4.12 gezeigt.

Bei den Messungen wurde festgestellt, daß man durch die Art des Materials, mit dem der Szintillator eingewickelt wird, die Lichtausbeute in gewissen Grenzen beeinflussen kann. Dieses kann man dadurch erklären, daß primäres Szintillationslicht den Szintillator verläßt und durch gut reflektierendes Einwickelmaterial (z.B. Aluminiumfolie) wieder in den Szintillator zurückgeleitet wird, um dann erst in den blauen Spektralbereich geschoben zu werden. Wickelt man den Szintillator in schwarzes Papier ein, erhält man also eine geringere Lichtausbeute. Der Unterschied beträgt etwa 5..10%, abhängig von der Dicke des Szintillators (Abb. 4.11).

Als Einwickelmaterial muß deshalb gut reflektierendes Material genommen werden, das jedoch nicht die Tendenz hat, optischen Kontakt mit der Oberfläche des Szintillators einzugehen. Andernfalls leidet die Totalreflexion und die Nichtuniformität nimmt stark zu. Es wurde Tyvek-Papier [13] gewählt. Es wurde dann ein schwarzes Muster ermittelt, das auf das Papier gedruckt wurde, um nahe an der Lichtauslesekannte den Lichtüberschuß zu reduzieren. Das dazu nötige Muster [23] ist in Abbildung 4.13, die mit diesem Muster erzielte Uniformität in Abb. 4.14 gezeigt.

Weitere Maßnahmen sind Polieren aller Kanten, sorgfältige Befestigung des Einwickelpapiers an der Lichtaustrittskante, um parasitäres Licht, das seitlich den Szintillator verläßt, aber noch den Wellenlängenschieber trifft, zu verhindern.

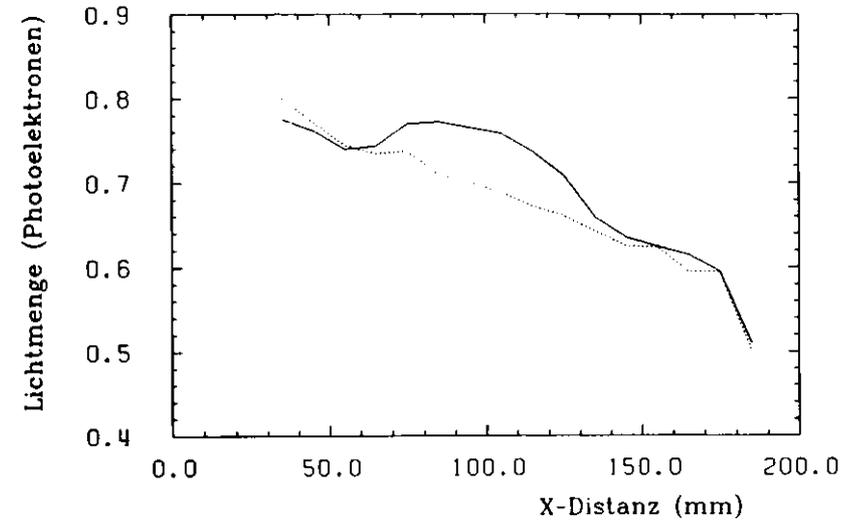


Bild 4.11: Auswirkung des Einwickelmaterials auf die Lichtausbeute. Gezeigt ist die Lichtmenge als Funktion des Ortes. Gepunktete Linie: Szintillator in schwarzem Papier eingewickelt. Durchgezogene Linie: Zwischen $x=70$ und $x=120$ mm weißer Papierstreifen

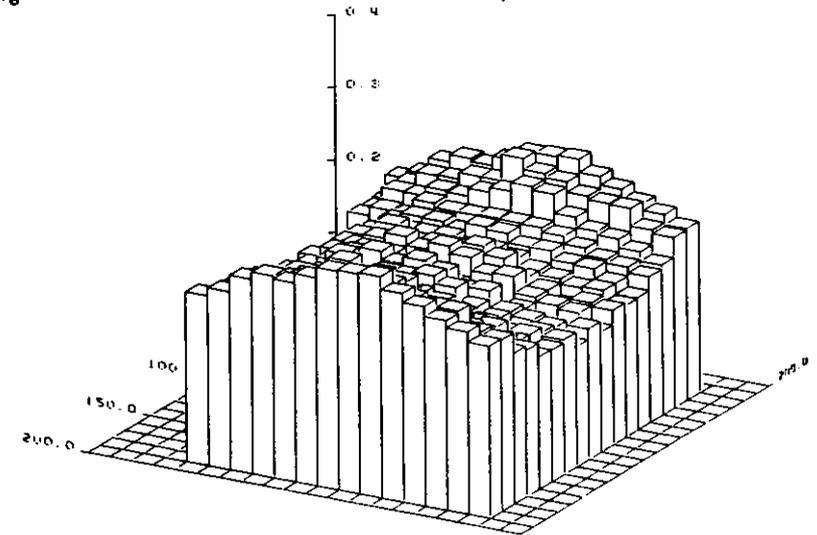


Bild 4.12: Lichtausbeute als Funktion des Ortes für nicht korrigierten HAC-Szintillator. Die Auslesekannte ist vorn bzw. hinten

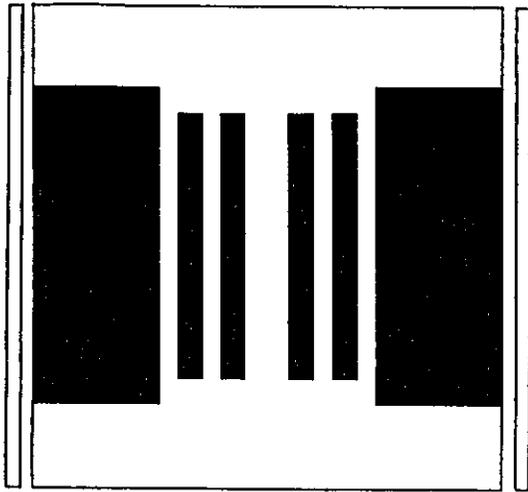


Bild 4.13: Korrekturmuster für HAC-Szintillatoren

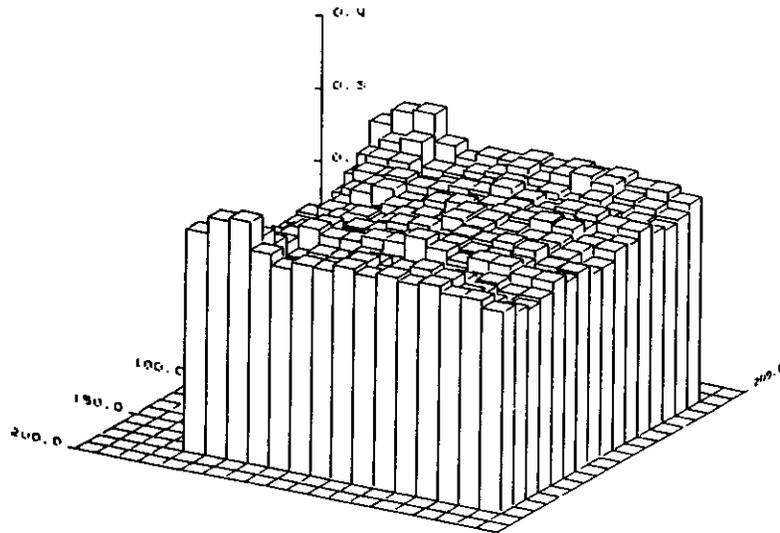


Bild 4.14: Lichtausbeute als Funktion des Ortes für korrigierten HAC-Szintillator

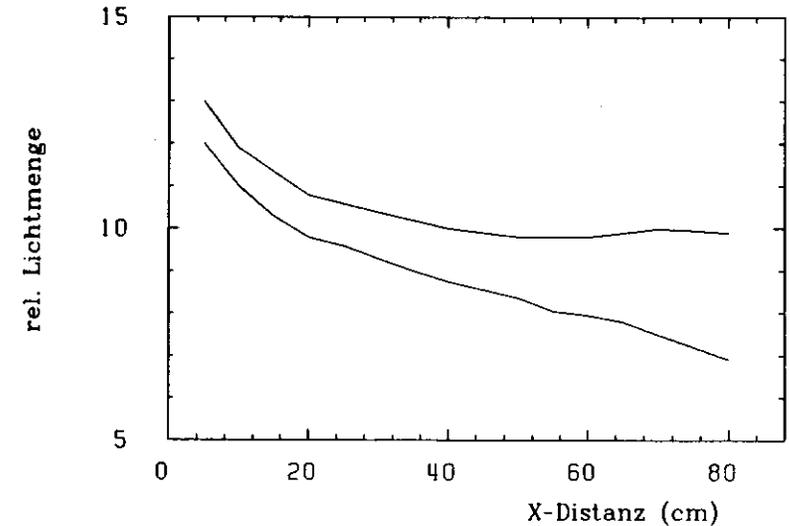


Bild 4.15: Lichtausbeute des Wellenlängenschiebers als Funktion der Position des Szintillators. untere Kurve: ohne Korrekturmaßnahmen; obere Kurve: Verbesserung durch einen Endreflektor. Gemessen wurde an einem HAC-WLS mit einer Dotierung von 180mg/l K-27

4.2.3 Uniformitätskorrektur der Wellenlängenschieber

Die Abschwächung des Lichtes im Wellenlängenschieber soll korrigiert werden, damit das Kalorimetersignal unabhängig von longitudinalen Fluktuationen des Schauers bleibt. Das Verhalten des Wellenlängenschiebers wurde gemessen, indem der Szintillator über den Wellenlängenschieber bewegt wurde und für jede Position die Lichtmenge registriert wurde (Abb. 4.15). Man sieht, daß die Lichtmenge stark variiert und das Verhalten von der geforderten Nichtuniformität von $\pm 2\%$ [24] abweicht.

Zur Korrektur stehen folgende Methoden zur Verfügung:

- Geeignetes WLS-Material
- Veränderung der Farbstoffkonzentration im Wellenlängenschieber
- Reflektor auf der Rückseite des Wellenlängenschiebers
- Reflektor am Ende des Wellenlängenschiebers
- Absorber zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber
- Filterung des Lichtes auf dem Weg zum Photomultiplier

Die Eignung dieser Methoden wurde untersucht und die beste Kombination ermittelt. Eine weitere Forderung war eine gute Lichtausbeute. Ausserdem muß das verwendete Wellenlängenschiebermaterial ausreichende Strahlungsbeständigkeit haben.

Alle Untersuchungen wurden mit den beiden Wellenlängenschiebern K-27 und Y-7 [15] mit verschiedenen Farbstoffkonzentrationen durchgeführt. Als Basismaterial wurde PMMA benutzt. Abb. 4.15 zeigt, daß die Lichtmenge als Funktion des Ortes (Abb. 4.15) insbesondere am Ende des Wellenlängenschieber vom erwarteten exponentiellen Verhalten abweicht. Diese Abweichung vom Lambert-Beer-Gesetz kann man durch die Veränderung der spektralen Zusammensetzung des Lichtes auf dem Weg durch den Wellenlängenschieber erklären. Durch Anbringen eines Spiegels (Abb. 4.16), im folgenden Endreflektor genannt, kann man die Nichtuniformität schon erheblich verringern. Auffällig ist, daß die Uniformität umso besser wird, je weiter man vom Photomultiplier entfernt ist. Der Wellenlängenschieber wirkt hier als Filter für sein eigenes Licht. Diese Tatsache wurde später ausgenutzt, um die Herstellung zu vereinfachen, indem man auf den darauffolgenden Lichtleiter verzichtete. Allerdings muß man den durch die Filterung bewirkten Lichtverlust in Kauf nehmen.

Verbleibende Nichtuniformitäten wurden durch einen Rückseitenreflektor (Abb. 4.16) beseitigt. Dazu wurde die Farbstoffkonzentration des Wellenlängenschiebers so gewählt, daß vom Szintillator kommendes Licht im Wellenlängenschieber nur teilweise absorbiert und reemittiert wird. Der Rest des Lichtes verläßt deshalb den Wellenlängenschieber an der Rückseite und kann mit einem dort angebrachten Reflektor wieder in den Wellenlängenschieber zurückgeleitet werden. Dieses Licht kann beim zweiten Durchgang durch den Wellenlängenschieber absorbiert und im grünen Spektralbereich reemittiert werden. Der Reflektor bewirkt deshalb eine Vergrößerung der Lichtausbeute, wobei das Ausmaß der Anhebung durch Variation der Reflektivität beeinflußt werden kann. (Abb. 4.17). Durch Bedrucken des Reflektors mit einem schwarzen Muster kann man also die Reflektivität gezielt so verändern, daß eine gleichmäßige Lichtausbeute erreicht wird. Auch die durch Dicken- und Konzentrationschwankungen hervorgerufenen Störungen können so individuell kompensiert werden. Damit der durch den Rückseitenreflektor vorhandene Kompensationsspielraum ausreicht, muß die Farbstoffkonzentration geeignet gewählt werden. Deshalb wurde zunächst der Unterschied zwischen Aluminiumfolie als Reflektor und einem schwarzem "Reflektor" für verschiedene Konzentrationen gemessen (Abb. 4.18). Die schon erwähnte Methode eines Absorbers, d. h. eines Films zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber, auf dem durch ein angepasstes Punktmuster überschüssiges Licht absorbiert wird, sollte wegen des damit verbundenen Lichtverlustes bei ZEUS nicht verwendet werden. In den Kalorimetermodulen für TEST-60 [1] wurden sie jedoch noch eingebaut.

Eine weitere Schwierigkeit entsteht, wenn ein geladenes Teilchen den Wellenlängenschieber durchdringt. Dabei entsteht Čerenkovlicht, das genauso wie das Szintillatorlicht absorbiert und mit einer anderen Wellenlänge zum Photomultiplier transportiert wird. Ein das Kalorimeter treffendes Teilchen, das den Wellenlängenschieber in Längsrichtung durchfliegt, kann deshalb das Kalorimetersignal verfälschen. Um diesen Einfluß zu verringern, kann man dem Wellenlängenschieber oder dem Lichtleiter (sofern einer verwendet wird) UV-Absorber zusetzen. Dabei kommt es jedoch sehr auf eine genaue Abstimmung des Absorptionsverhaltens auf den Szintillator an, um die Lichtausbeute nicht zu verschlechtern. Experimentell wurde ermittelt, daß ein minimal ionisierendes Teilchen, das den Szintillator passiert, etwa viermal mehr Licht erzeugt, als wenn das Teilchen den Wellenlängenschieber durchdringt [10].

Gewählt wurde schließlich als Wellenlängenschieber für den ZEUS-Detektor das Basismaterial PMMA, dotiert mit 30ppm Y-7 für HAC und 45ppm für EMC. Der zugesetzte UV-Absorber hat eine Transmission von $< 10\%$ bei Wellenlängen unterhalb von 360nm bei einer Materialdicke von 2mm. Als Nebeneffekt verbessert der Absorber die Strahlenbeständigkeit [12]. Alle Wellenlängenschieber werden aus einem Stück gefertigt und mit einem Endreflek-

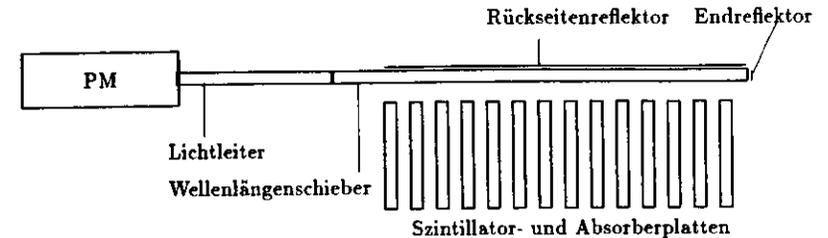


Bild 4.16: Anordnung von Rückseitenreflektor und Endreflektor

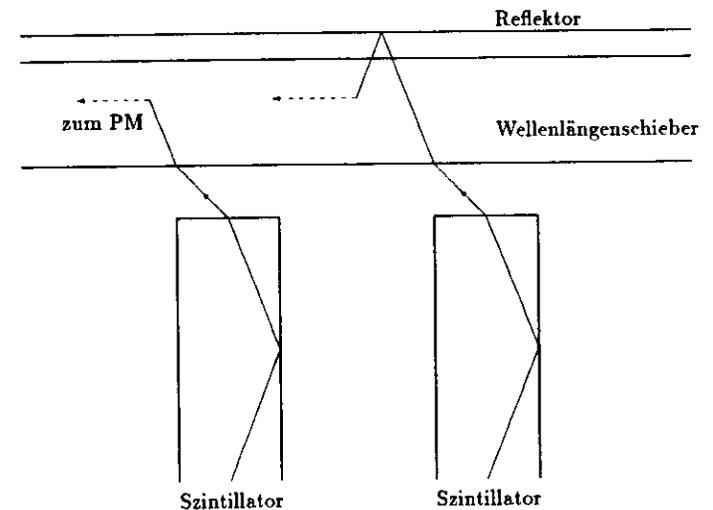


Bild 4.17: Wirkung eines Rückseitenreflektors. Links: Absorption des Szintillatorlichts beim ersten Durchgang durch den Wellenlängenschieber ; Rechts: Absorption beim zweiten Durchgang. Das 'geschobene' Licht ist als gestrichelte Linie dargestellt

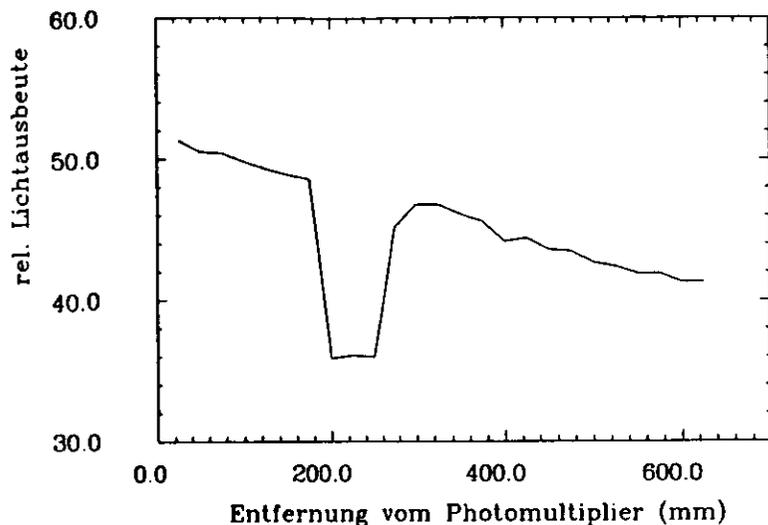


Bild 4.18: Wirkung eines 25mm breiten schwarzen Streifens auf einem Rückseitenreflektor aus Aluminiumfolie. Der Wellenlängenschieber besteht aus Y-7, dotiert mit 30mg/l.

tor aus Aluminiumfolie versehen. Restliche Nichtuniformitäten werden durch ein auf den Rückseitenreflektor aufgebracht schwarzes Punktmuster beseitigt. Als Ergebnis erhält man die in Abb. 4.19 gezeigte Uniformität.

4.2.4 Messung der Lichtausbeute in einem Testkalorimeter

Da die Lichtausbeute der Wellenlängenschieber-Szintillator-Kombination eine für die Leistungsfähigkeit des Kalorimeters entscheidende Größe darstellt, wurde nach einer unabhängigen Methode zur Messung gesucht. Deshalb wurde ein Testkalorimeter gebaut (Abb. 4.20), mit dem man die Photoelektronenzahl für EMC-Wellenlängenschieber messen konnte. Dieses Kalorimeter ist, wie bei einem Turm des Prototyps, in vier EMC-Segmente aufgeteilt, die jeweils von zwei Photomultipliern ausgelesen werden. Es unterscheidet sich nur dadurch, daß die Uranplatten durch Bleiplatten von 6mm Dicke (etwa eine Strahlungslänge) ersetzt wurden und die HAC-Sektion leer blieb, da nur die EMC-Wellenlängenschieber untersucht werden sollten. Das Kalorimeter war so gebaut, daß alle Teile leicht ausgewechselt werden konnten, um das Testen von verschiedenen Wellenlängenschiebern zu erleichtern. Die Messungen wurden mit dem Teststrahl 21 des DESY-Synchrotrons in einem Energiebereich von 500MeV bis 6GeV durchgeführt.

Vor Beginn der Messungen wurde das Kalorimeter kalibriert, indem die Hochspannung der Photomultiplier so eingestellt wurde, daß die mittlere Pulshöhe 75 ADC-Kanäle pro GeV Strahlenergie betrug. Dabei wurde der Elektronenstrahl in die Mitte jedes Szintillatorstreifens geschossen.

Zur Bestimmung der mittleren Zahl der Photoelektronen wurden drei unterschiedliche Methoden [6] benutzt, um eine Abschätzung des Fehlers zu ermöglichen. Die erste Methode

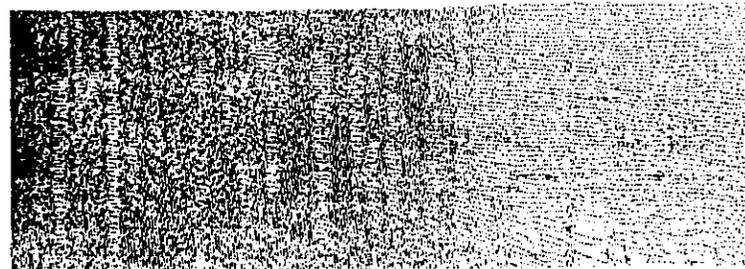
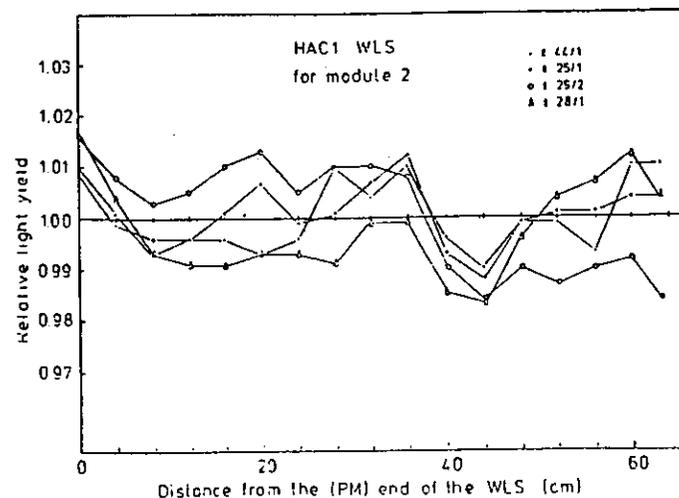


Bild 4.19: Uniformität einiger HAC-Wellenlängenschieber, nach Ausführung der beschriebenen Uniformisierungsmaßnahmen (oben) und Muster auf dem Rückseitenreflektor, mit dem dieses Ergebnis erreicht wurde

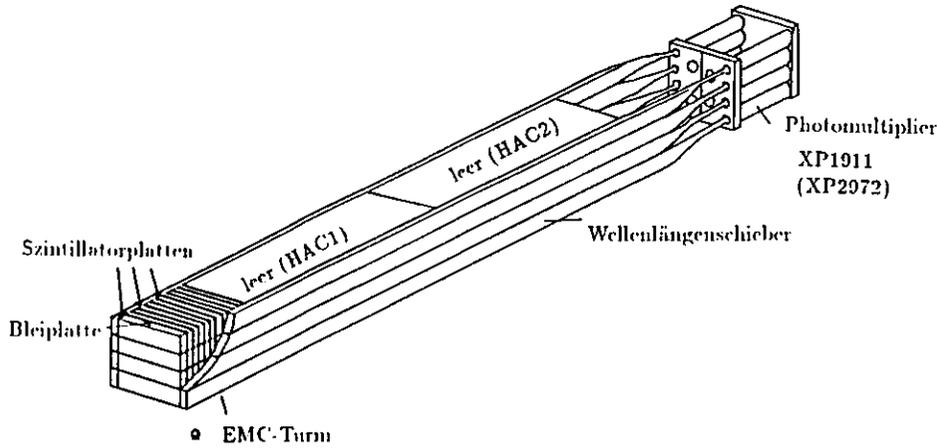


Bild 4.20: Testkalorimeter zur Messung von Wellenlängenschiebern

Die Zahl der Photoelektronen für das ganze Kalorimeter ist dann:

$$n_{pe} = \left(\frac{L + R}{\sigma_{L-R}} \right)^2,$$

L ist hierbei die Summe der Pulshöhen der Röhren der linken Seite und R entsprechend von der rechten Seite und σ_{L-R} ist die Standardabweichung der Pulshöhendifferenz von linker und rechter Seite. Mit diesem Verfahren kann man jedoch nicht die Photoelektronenzahl einer einzelnen Röhre bestimmen, sondern nur für das ganze Kalorimeter oder zumindest ein Kalorimetersegment, das von zwei Röhren ausgelesen wird. Dazu nimmt man nicht die Summe der Pulshöhen jeder Seite, sondern benutzt nur das Signal von zwei Röhren links und rechts. Aus dem Unterschied in der Lichtausbeute des ganzen Kalorimeters und eines Segmentes kann man zudem abschätzen, welcher Anteil der Schauerenergie in den Nachbarsegmenten deponiert wird.

Bei der zweiten Methode nimmt man deshalb die Breite der Pulshöhenverteilung einer einzelnen Röhre und subtrahiert davon den Anteil der Schauerfluktuationen. Auf diese Weise erhält man den Beitrag der Photostatistik. Die Schauerfluktuationen sind:

$$\sigma_s^2 = \sigma_{L+R}^2 - \sigma_{L-R}^2.$$

Dieser Wert setzt sich hauptsächlich zusammen aus den Sampling-Fluktuationen und der Energieunschärfe des Teststrahls. Man geht davon aus, daß die Breite des Differenzsignals nur von der Photostatistik herrührt. Die Photoelektronenzahl für die Röhre i kann nun berechnet werden:

$$\frac{1}{n_{pe}(i)} = \left(\frac{\sigma(i)}{P(i)} \right)^2 - \left(\frac{\sigma_s}{L+R} \right)^2,$$

$P(i)$ ist die mittlere Pulshöhe der Röhre i . Die dritte Methode nutzt die von einer Leuchtdiode erzeugten Signale. Da man in diesem Fall nur Photostatistik hat, ist die Verteilungsbreite des Leuchtdiodensignals ein direktes Maß für die Photoelektronenzahl. Damit diese Zahl mit den Strahlungsmessungen vergleichbar wird, muß das Leuchtdiodensignal so eingestellt werden, daß

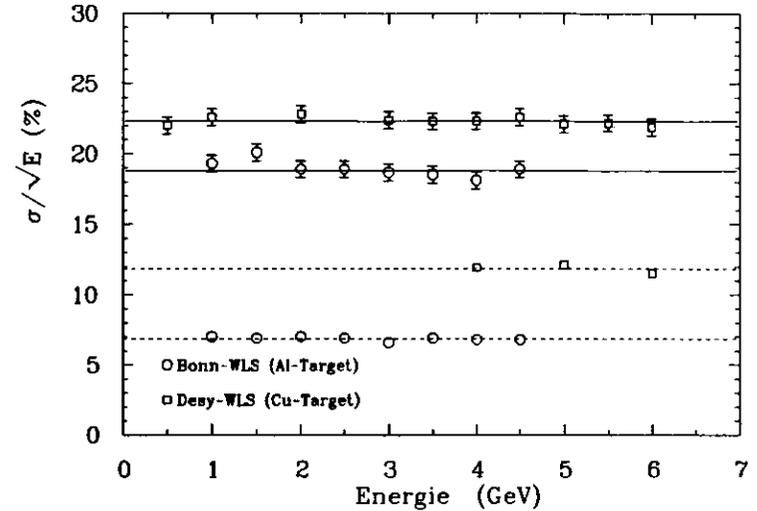


Bild 4.21: Energieauflösung (durchgezogene Linie) und Photostatistik (gestrichelte Linie) des Testkalorimeters mit zwei unterschiedlichen Arten von Wellenlängenschiebern

$P(i)$ ist die mittlere Pulshöhe der Röhre i . Die dritte Methode nutzt die von einer Leuchtdiode erzeugten Signale. Da man in diesem Fall nur Photostatistik hat, ist die Verteilungsbreite des Leuchtdiodensignals ein direktes Maß für die Photoelektronenzahl. Damit diese Zahl mit den Strahlungsmessungen vergleichbar wird, muß das Leuchtdiodensignal so eingestellt werden, daß es so groß wie das Strahlsignal ist. Bei allen Verfahren wird die zusätzliche Verbreiterung des Pulshöhenspektrums um etwa 20% durch statistische Fluktuationen beim Vervielfachungsprozeß an den Dynoden nicht berücksichtigt, da man letztlich daran interessiert ist, den Anteil der Photostatistik an den Kalorimereigenschaften zu bestimmen.

In Abb. 4.21 ist die Energieauflösung und die Photostatistik als Funktion der Energie für zwei verschiedene Arten von Wellenlängenschiebern gezeigt. Die Energieunschärfe des Teststrahls wurde nicht abgezogen. Sie verschlechtert die Auflösung, abhängig vom Target, um etwa 0.5% bis 1%. In Abb. 4.22 ist die errechnete Photoelektronenzahl dargestellt. Der Unterschied zwischen den DESY- und den Bonn-Wellenlängenschiebern geht auf die unterschiedliche Dotierung (30 bzw. 45 ppm Y-7) und die verbesserte Politur der Kanten zurück.

Kapitel 5

Messungen am ZEUS-Kalorimeter-Prototyp

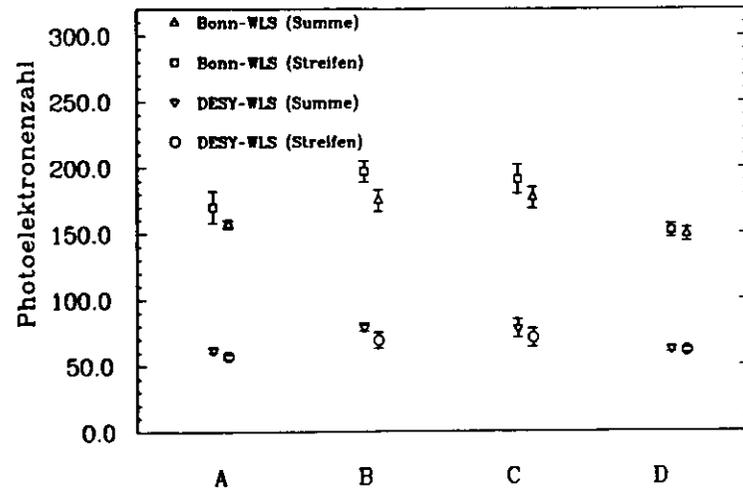


Bild 4.22: Zahl der Photoelektronen für die vier Segmente des Testkalorimeters (A bis D). Die Werte sind auf 1GeV Strahlenergie bezogen. Dargestellt sind jeweils die Werte für das ganze Kalorimeter (Summe) und für das vom Strahl getroffene Segment (Streifen). Wegen der Leckverluste in die Nachbarsegmente ist das Signal eines Streifens niedriger als das Summensignal

5.1 Testaufbau

Um die Eigenschaften des Prototyps zu bestimmen, wurden umfangreiche Testmessungen an den Proton-Beschleunigern PS und SPS am CERN in Genf durchgeführt. Es standen Elektronen, Hadronen und Myonen in einem Energiebereich von 500MeV bis 100GeV zur Verfügung.

Da am PS die Strahlenergie auf 10GeV begrenzt war, wurde, wenn die Aufgabenstellung das verlangte, das Kalorimeter in den SPS-Teststrahl mit einer Energie bis zu 100GeV gebracht. Dementsprechend gab es zwei unterschiedliche Teststände.

Da der Beschleuniger nur Protonen liefern kann, wurde der Protonenstrahl nach Erreichen der Endenergie auf ein Target gelenkt. Die in diesem Target entstehenden Teilchen wurden auf weitere Targets geleitet. An einem dieser Targets wurde dann der eigentliche Teststrahl erzeugt. Die Teilchen wurden mit einem Strahlführungssystem fokussiert und nach Impuls selektiert. Durch Verändern der Magnetströme konnte man die Strahlenergie in einem weiten Bereich variieren. Durch verstellbare Kollimatoren konnte man den Querschnitt des Strahls und die Impulsunschärfe einstellen. Die Art des Targetmaterials bestimmte die Zusammensetzung des Strahls. War man beispielsweise an Hadronen interessiert, wurde ein Kupfer-Target und ein Blei-Absorber genommen, um den Elektronengehalt des Strahls zu reduzieren. Die beiden Teststrahlgebiete sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gezeigt. Charakteristische Daten des Teststrahls können der Tabelle 5.1 entnommen werden. Ein System aus zwei Čerenkovzählern und einigen Szintillationszählern (Abb. 5.3) diente zur Triggerung

	PS	SPS
Energiebereich (GeV)	1...10	10...100
Zykluszeit (s)	15	12
davon Strahlzeit (s)	0.3	2
Triggerrate pro Zyklus	1000	2000

Tabelle 5.1: Einige Kenngrößen der bei den Messungen benutzten Teststrahlen

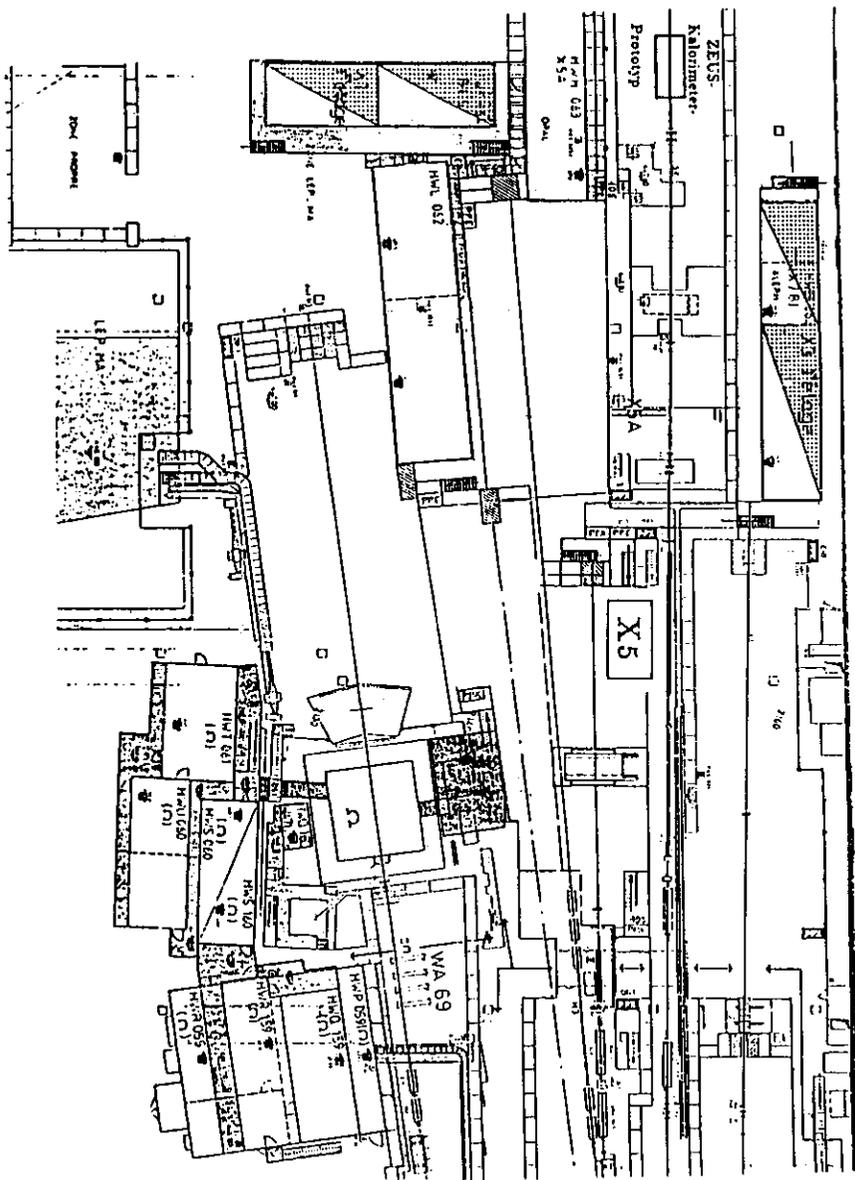


Bild 5.1: Aufbau des X5-Teststrahls am SPS

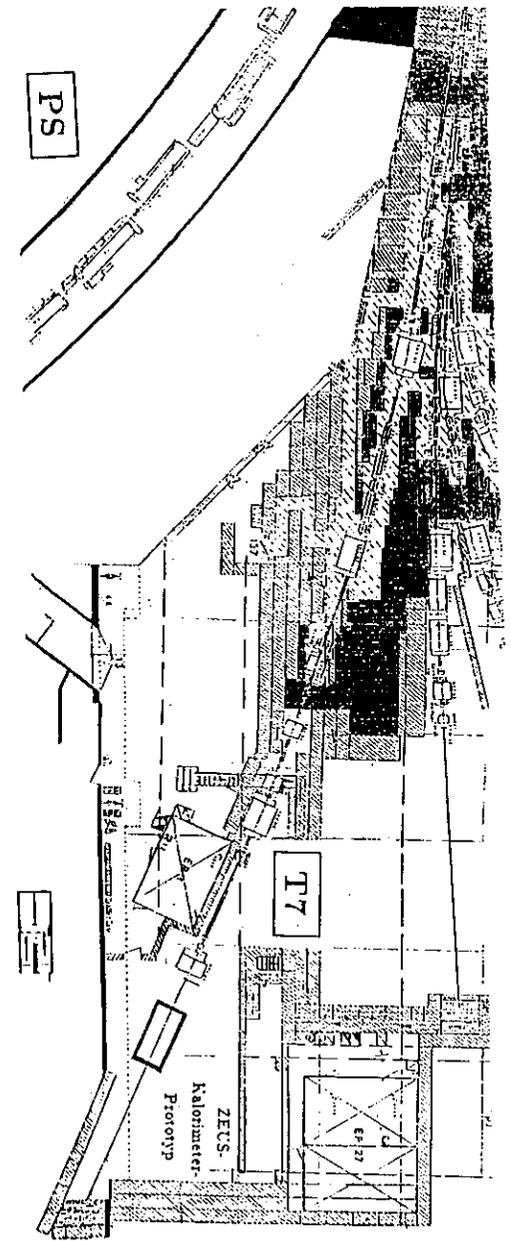


Bild 5.2: Aufbau des T7-Teststrahls am PS

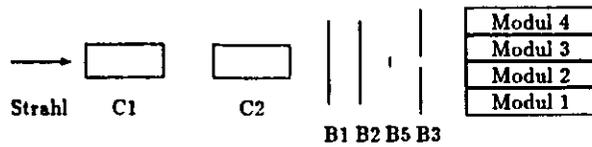


Bild 5.3: Aufbau des Triggersystems

des Datennahmesystems und der Teilchenidentifizierung:

$$\begin{aligned} \text{Strahl} &: B1 \cdot B2 \cdot \overline{B3} \\ \text{Elektronen} &: \text{Strahl} \cdot C2 \\ \text{Hadronen} &: \text{Strahl} \cdot \overline{C2} \end{aligned}$$

Wurde ein räumlich eng begrenzter Strahl benötigt, wurde der Fingerzähler B5 zusätzlich in die Koinzidenzschaltung aufgenommen. Die Breite dieses Zählers betrug 5mm. Das Kalorimeter befand sich auf einer Plattform, die horizontal und vertikal bewegt werden konnte, damit man jeden Turm des Kalorimeters untersuchen konnte. Später wurde auch noch eine Vorrichtung eingebaut um das Kalorimeter drehen zu können.

Zur Datennahme wurden zwei unterschiedliche Systeme benutzt, je nachdem ob die Messungen mit dem PS oder SPS durchgeführt wurden, lediglich zur Digitalisierung des Kalorimetersignals wurde in beiden Fällen 12-Bit-ADCs (LeCroy 2282B) in einem CAMAC-System benutzt. Diese ADCs integrieren die vom Photomultiplier kommende Ladung in einer festgelegten Zeit (in der Regel 100ns) auf. Am SPS gab es eine vernetztes Mikroprozessorsystem zur Aufbereitung des ADC-Daten, zur Experimentkontrolle und zur Steuerung der Hochspannung. Anschließend wurden die Daten auf den Zentralrechner (DEC PDP11/73) gegeben, wo sie auf Band geschrieben wurden. Am PS dagegen wurde nur ein Rechner benutzt, und zwar ein VMEbus-System mit einer 68020-CPU, der aber die gleichen Aufgaben erfüllte.

5.2 Kalibration

Das Kalorimeter wurde in regelmäßigen Abständen kalibriert, dabei standen zwei Methoden zur Verfügung:

- Uranrauschen
- Teilchen bekannter Energie

5.2.1 Eichung mit Uranrauschen

Die Eichung mit Uranrauschen, also mit dem von der natürlichen Radioaktivität des Urans hervorgerufenem Signal (auch UNO genannt), ist für das Kalorimeter besonders gut geeignet,

da das Signal direkt in den Szintillatorplatten, ähnlich wie bei einem Teilchenschauer, erzeugt wird. Alle Unterschiede von Kanal zu Kanal oder Instabilitäten des Lichtauslesesystems betreffen das Uranrauschen und das Teilchensignal gleichermaßen. Mit dem Uranrauschen kann man das Kalorimeter deshalb gut vorkalibrieren. Das Verhältnis des Uransignals in der EMC- bzw. HAC-Sektion zueinander hängt von der Zahl und Größe der Uranplatten, sowie von der Dicke des Stahlblechs, mit dem die Uranplatten eingewickelt sind, ab:

$$\frac{UNO_{HAC}}{UNO_{EMC}} = \frac{P_{HAC} \cdot A_{HAC}}{P_{EMC} \cdot A_{EMC} \cdot c} = 4.9.$$

P ist die Zahl der Szintillatorplatten in der jeweiligen Sektion und A ist die Größe der Platten. Die Größe c ist der Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Dicke des Stahlbleches. Der Wert ist zu $c = 2.68$ ermittelt worden. Diese Zahl ist jedoch nur als Abschätzung zu verstehen [14]. Das Signal der beiden hadronischen Sektionen unterscheidet sich nur geringfügig ($HAC2/HAC1 = 0.96$) voneinander, da die beiden Sektionen sehr ähnlich gebaut sind.

Vor jeder Messung des Uranrauschens wurden die Pedestalwerte der ADCs für jeden Kanal ermittelt, da die Pedestals einer Drift bzw. Temperaturabhängigkeit unterliegen. Die Hochspannung der Photoröhren wurde abgesenkt, um Verfälschungen durch das UNO-Signal zu verhindern. Nach Wiedereinschalten der Hochspannung wurden dann die Pedestals für die Teilchenmessungen genommen. Sie enthalten also den Anteil des Uranrauschens, der auch im Teilchensignal enthalten ist, sodaß dieser Anteil später wieder korrekt abgezogen wird. Anschliessend wurde dann die eigentliche Messung des Uranrauschens vorgenommen. Dieser Vorgang besteht im einzelnen aus folgenden Schritten:

1. Absenken der Hochspannung auf 400V
2. Pedestal 1 mit 100ns Gate
3. Pedestal 2 mit 1µs Gate mit Integrator
4. Pedestal 3 mit 10µs Gate für UNO-Messung ohne Integrator
5. Hochspannung wieder auf den Normalwert
6. Messung von UNO 1 ohne Integrator (10µs Gate)
7. Messung von UNO 2 mit Integrator (1µs Gate)
8. Messung von UNO 3 ohne Integrator (100ns Gate)

Diese Prozedur wurde in unregelmäßigen Abständen (etwa alle acht Stunden) wiederholt, um langfristigen Änderungen, hervorgerufen durch Temperaturschwankungen und sonstigen Einflüssen, zu begegnen.

Weiter bestand die Möglichkeit, die Hochspannung der Photomultiplerröhren dem gemessenen Uranrauschen entsprechend zu variieren und so die Signalhöhe aller Röhren anzugleichen. Die Sollwerte sind aus dem weiter oben ermittelten Verhältnis EMC/HAC so ermittelt worden, daß der lineare Bereich der ADCs bei den zu erwarteten Strahlenergien gut ausgenutzt wird. Diese Sollwerte sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt.

SPS		PS	
ohne Integrator		mit Integrator	
EMC	HAC	EMC	HAC
30	200	350	1900

Tabelle 5.2: Sollwerte des UNO-Signals (ADC-Kanäle) mit und ohne Integrationsverstärker, sowie für die Messungen am PS und am SPS

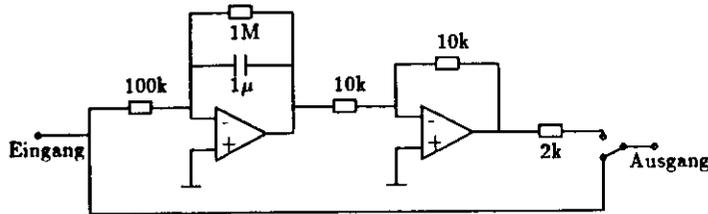


Bild 5.4: Integrationsverstärker zur präzisen Messung des Uranrauschens. Der Schalter wird vom Datennahmesystem gesteuert, je nachdem ob man das Signal direkt oder über den Integrator messen will. Diese Schaltung war für jeden der 192 Kanäle einmal vorhanden

Falls das Uranrauschen vom Sollwert abweicht, erhält man die zur Kompensation erforderliche veränderte Hochspannung aus:

$$V_{\text{neu}} = V_{\text{alt}} \left(\frac{UNO_{\text{soll}}}{UNO_{\text{ist}}} \right)^g.$$

Der Exponent ist abhängig von den verwendeten Photomultipliern und ist experimentell ermittelt worden. Der Wert ist $g = 0.12 \dots 0.125$. Da das UNO-Signal viel schwächer als das Teilchensignal ist, wurde durch Verlängerung der Integrationszeit des ADCs auf $10 \mu\text{s}$ das Signal angehoben. Später wurden Integrationsverstärker eingebaut, die eine Vergrößerung der Integrationszeit auf etwa eine Sekunde ermöglichen, was die Genauigkeit der Messung entsprechend steigert (Abb. 5.4). Die erste Stufe dieser Schaltung wirkt als Tiefpaß erster Ordnung, während die zweite Stufe die Polarität wieder umdreht, damit das Ausgangssignal vom ADC erfaßt werden kann. Da das Uranrauschen selbst extrem stabil ist, kann man es auch benutzen, um die zeitliche Stabilität des Kalorimeters und der Ausleselektronik zu überprüfen. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Pedestals der ADCs einer starken Temperaturdrift unterliegen. Sie wurde zu etwa 0.5 ADC-Kanälen pro Grad bestimmt. Dieses Problem wurde jedoch durch die Verwendung der Integrationsverstärker erheblich reduziert.

5.2.2 Eichung mit dem Teststrahl

Die Eichung mit dem Strahl wurde zu Beginn jeder Meßperiode durchgeführt. Bei den PS-Messungen wurden in jeden der 64 EMC-Szintillatorstreifen jeweils 2000 Elektronen mit 5 GeV

geschossen. Bei den SPS-Messungen wurden nur jeweils 500 Elektronen mit 30 GeV genommen. Anschließend wurde in jedem der 16 Türme das Hadronensignal gemessen, wobei der Strahl auf die Mitte eines Turmes gerichtet war. Hierfür wurden jeweils 5000 Ereignisse benutzt. Es wurde dabei mit der gleichen Strahlenergie gearbeitet.

Eichung der EMC-Sektion

Durch die Einstellung der Hochspannung mit dem Uranrauschen ist das Kalorimeter schon recht gut vorkalibriert. Es ist jedoch erforderlich, bei der Auswertung der Daten noch eine Feinkalibration vorzunehmen. Aus den Eichmessungen sind deshalb Kalibrationskonstanten so bestimmt worden, daß das Summensignal des Kalorimeters auf einen Wert von 1000 (PS) bzw. 2000 (SPS) ADC-Kanälen normiert wird. Die Unterschiede zwischen UNO- und Elektroneneichung werden durch mehrere Faktoren verursacht:

- Die beiden äußeren Kalorimetermodule sehen ein etwas schwächeres UNO-Signal, da sie nur die Strahlung eines Nachbarmodules empfangen.
- Unterschiede zwischen Szintillatorstreifen mit und ohne Abstandshalter
- Unterschiede in der Dicke der Uranplatten
- Unterschiedliche Verstärkung der Integrationsverstärker.

Interkalibration EMC und HAC

Die Interkalibration von EMC und HAC wurde durch Variation eines Interkalibrationsfaktors α erreicht:

$$E = E_{\text{EMC}} + \alpha \cdot E_{\text{HAC}},$$

wobei E_{EMC} und E_{HAC} das in der EMC- bzw. HAC-Sektion des Kalorimeters registrierte Signal ist. Es wurde α so verändert, daß die Energieauflösung für Hadronen von 30 GeV optimal wurde, wobei α als energieunabhängig angenommen wurde. Die Abhängigkeit der Energieauflösung von diesem Faktor ist in Abb. 5.5 gezeigt. Hieraus wurde $\alpha = 1$ entnommen. Diese Methode beeinflußt jedoch auch das e/h -Verhältnis, ist deshalb nur für ein kompensierende Kalorimeter geeignet, bei dem für $e/h = 1$ die Energieauflösung optimal ist. In weiter unten beschriebenen Messungen ist gezeigt worden, daß dies tatsächlich zutrifft.

Da die Eichung der beiden HAC-Sektionen mit Uranrauschen wegen des sehr ähnlichen Aufbaus nahezu gleiche Werte liefert, wurde auf eine Interkalibration HAC1 zu HAC2 mit Teststrahl Daten verzichtet.

5.3 Messung der transversalen Uniformität

Ziel dieser Messungen war es, die Wirkung der Uniformisierungsmaßnahmen an den Szintillatoren zu überprüfen. Eine wesentliche weitere Aufgabe war es, das Verhalten des Kalorimeters in der Nähe der Grenze zwischen zwei Türmen zu bestimmen. Hier erwartet man in horizontaler Richtung Abweichungen vom normalen Verhalten, da einerseits die regelmäßige Kalorimeterstruktur durch die Lücke für den Wellenlängenschieber unterbrochen ist, und sich andererseits der Einfluß der Abstandshalter (spacer) bemerkbar macht. Die Auswirkungen dieser Störungen sind zudem noch abhängig vom Winkel, unter dem die Teilchen in das Kalorimeter fliegen. In vertikaler Richtung wird durch die Lücken zwischen den Szintillatoren eine

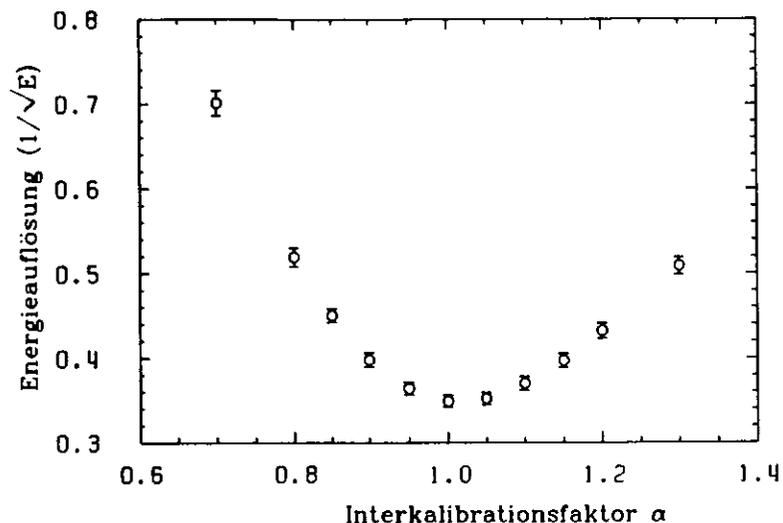


Bild 5.5: Energieauflösung als Funktion des Interkalibrationsfaktors α für Hadronen von 30GeV Energie

Abschwächung des Signals hervorgerufen. Diesen Effekt kann man besonders bei elektromagnetischen Schauern beobachten, da bei ihnen der Schauerdurchmesser klein ist. Die meisten Messungen wurden mit einem Winkel von 0mrad gemacht, d. h. die Kalorimeterlängsachse ist parallel zur Flugrichtung ausgerichtet.

Zur Durchführung der Uniformitätsmessungen wurde das Kalorimeter in senkrechter und waagerechter Richtung bewegt. In der Nähe der Modulgrenzen wurde in 5mm -Schritten gemessen, weil dort relativ starke Änderungen zu erwarten waren, während in der Mitte eines Szintillators 20mm -Schritte ausreichen. Eine Auswahl der untersuchten Meßpunkte zeigt Abb. 5.6. Die verwendeten Strahlenergien waren 5GeV und 30GeV für Elektronen und 100GeV für Hadronen.

Eine Messung der horizontalen Uniformität mit Elektronen ergibt starke Abweichungen bei der Lücke zwischen zwei Modulen (Abb. 5.7). Das Summensignal weist an dieser Stelle eine starke Überhöhung auf. Betrachtet man nur die im elektromagnetischen Teil deponierte Energie, beobachtet man jedoch eine Verringerung des Signals. Dieses Verhalten wird durch Teilchen hervorgerufen, die nicht in der EMC-Sektion absorbiert werden, sondern vielmehr den EMC-Wellenlängenschieber durchlaufen und erst in den hadronischen Sektionen aufschauern. Auf dem verhältnismäßig langen Weg durch die Wellenlängenschieber erzeugen die Teilchen trotz der im Vergleich zum Szintillator schlechteren Lichtausbeute viel Čerenkovlicht, sodaß es zu der beobachteten Überhöhung kommt. Um den Anteil des Čerenkovlichtes bestimmen zu können, ist an einem Kalorimeterturm eine lichtundurchlässige Folie zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber eingebaut worden. Ebenfalls kann man der Abb. 5.7 die Wirkung der an den EMC-Szintillatoren vorgenommenen Uniformierungsmaßnahmen entnehmen, sofern man den Bereich betrachtet, der von Effekten in der Lücke noch nicht

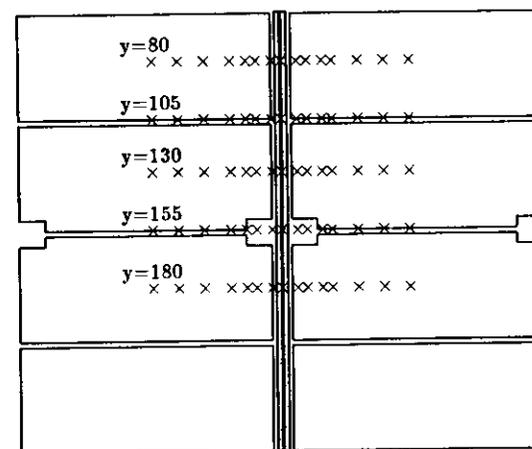


Bild 5.6: Meßpunkte bei den Uniformitätsmeßreihen. Dargestellt sind acht EMC-Szintillatorplatten. Die mittleren Platten sind mit den Ausschnitten für die Abstandhalter versehen

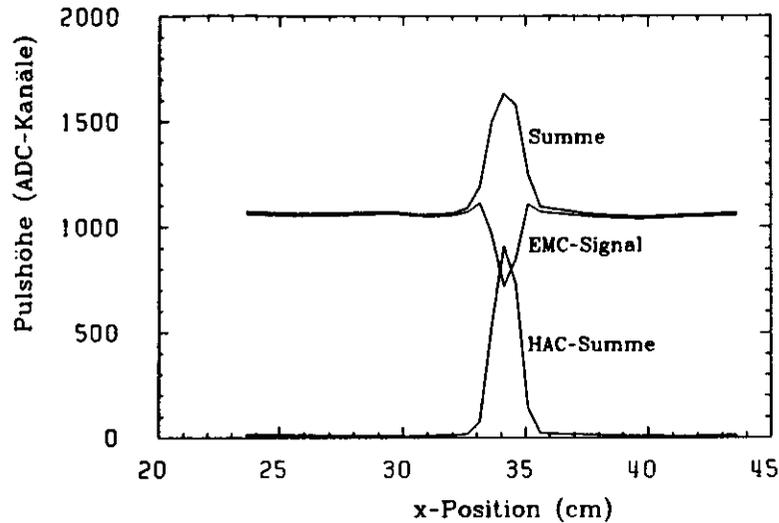


Bild 5.7: Uniformität des Kalorimeters in horizontaler Richtung vor Beginn der Korrekturmaßnahmen, gemessen mit Elektronen von 5GeV Energie bei einem Einfallswinkel von 0mrad

beeinflusst wird. Es verbleibt dann ein Unterschied in der Signalthöhe von 7% zwischen der Mitte eines Szintillators und am Rand.

Da im ZEUS-Detektor die vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen schräg in das Kalorimeter fliegen, wurde das Kalorimeter um bestimmte Winkel gedreht und dann das Verhalten gemessen. Der kleinste Winkel betrug 40mrad , was auch dem kleinsten Winkel im ZEUS-Detektor entspricht. In Abb. 5.8 ist die Uniformität in der Nähe der Lücke zwischen zwei Modulen gezeigt. Auffällig ist, daß die Überhöhung an der Lücke zwar geringer wird, jedoch immer noch unakzeptabel groß ist.

Die beobachteten starken Abweichungen von der Uniformität in der Nähe der Modulgrenzen machten Gegenmaßnahmen erforderlich. Wenn man Blei in die Lücke bringt, wird die Strecke, die die Teilchen im Wellenlängenschieber zurücklegen, verringert, sodaß die Überhöhung ebenfalls verringert wird. Diese Überlegungen sind auch durch Monte-Carlo-Rechnungen bestätigt worden [19]. In diesen Rechnungen wurde angenommen, daß die Lichtausbeute des Wellenlängenschieber 20...40% der des Szintillators entspricht. Diese relative Lichtausbeute ist zu verstehen als das Verhältnis der Lichtmengen, die von einem minimalionisierenden Teilchen bei Durchgang durch den Wellenlängenschieber und durch einen Szintillator erzeugt werden. In Abbildung 5.9 wird die relative Lichtausbeute variiert und das Ergebnis der Simulationsrechnung mit den gemessenen Werten verglichen. Die Daten stimmen am besten mit der Berechnung für 30% relativer Lichtausbeute überein. Die gemessene relative Lichtausbeute für die Kombination SCSN-38 und Y-7 mit UV-Absorber unterhalb von 360nm Wellenlänge beträgt 25% [10].

Deshalb wurden verschiedene Methoden versucht, um die Überhöhung zu verringern:

- Bleiplatten in der Lücke zwischen den Kalorimetermodulen.

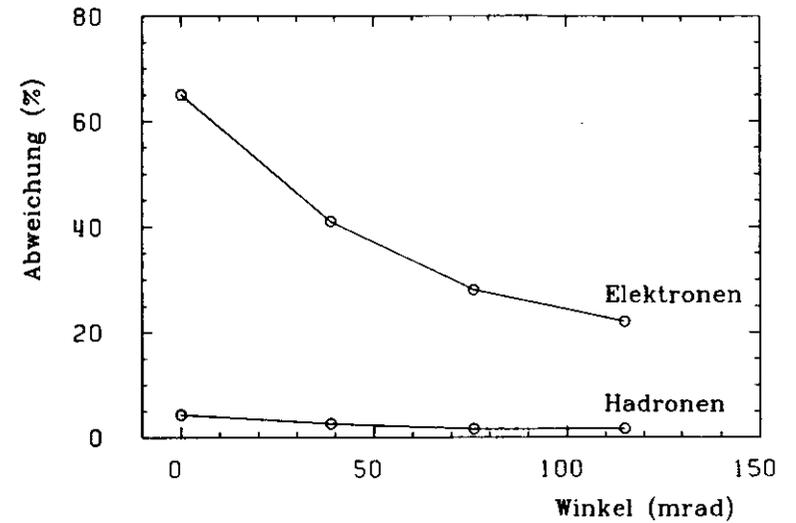


Bild 5.8: Abweichung des Kalorimetersignals von der Uniformität an der Lücke zwischen zwei Modulen als Funktion des Winkels, gemessen mit Elektronen und Hadronen von 5GeV Energie

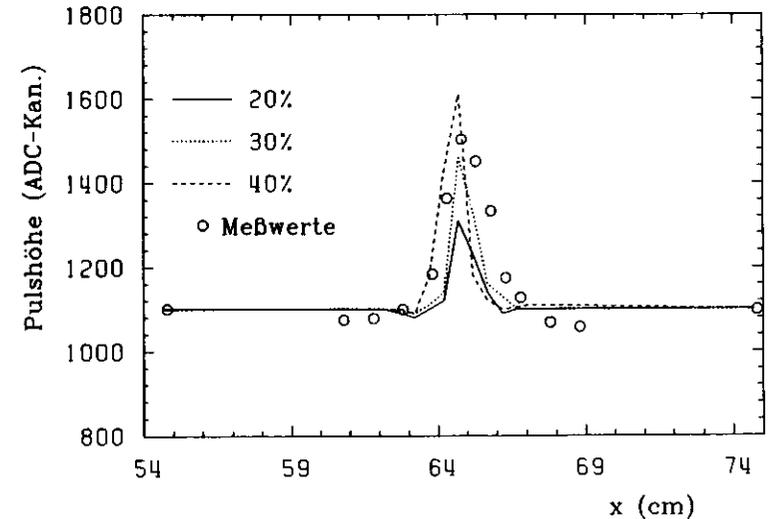


Bild 5.9: Berechnetes Verhalten des Kalorimeters an der Lücke zwischen zwei Modulen für verschiedene relative Lichtausbeuten zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber für Elektronen von 5GeV , die unter einem Winkel von 40mrad einlaufen, und Vergleich mit Messungen [19]

- UV-Absorber in Wellenlängenschieber bzw. Lichtleiter.
- Filter zwischen dem Wellenlängenschieber und der Kathode des Photomultipliers, um die Čerenkov-Lichtausbeute zu verringern.

Durch Versuchsreihen wurde die notwendige Dicke der Bleiplatten bestimmt. In den Abbildungen 5.10 ist die Abhängigkeit des Signals vom Winkel und von der Dicke der Bleiplatten gezeigt. Bei 2mm Dicke ist die Überhöhung auf einen akzeptablen Wert zurückgegangen, während man bei 3mm schon eine Absenkung beobachtet. Jedoch können Unterschiede in der Lichtausbeute der Wellenlängenschieber sowie der Dicke des Luftspalts zwischen den Modulen und den Bleiplatten Abweichungen von diesem Wert bringen. In späteren Messungen ergaben sich bei 3mm Dicke die geringsten Abweichungen von der Uniformität.

Die Verwendung von Filtern auf der Photokathode ist nur dann sinnvoll, wenn man farblose Lichtleiter aus Plexiglas verwendet (Abb. 5.11). Da bei ZEUS Lichtleiter verwendet werden sollen, die vollständig aus dem grünen Wellenlängenschieber-Material gefertigt sind, bleibt als weitere Möglichkeit nur die des UV-Absorbers im Wellenlängenschieber. Dazu sind jedoch keine vergleichenden Messungen ausgeführt worden.

Die Uniformität des Kalorimeters in senkrechter Richtung ist ebenfalls gemessen worden. Hier erwartet man jedoch nur relativ geringe Störungen, hervorgerufen durch die unvermeidlichen Lücken zwischen den Szintillatoren. Der Unterschied in der Lichtausbeute zwischen der Mitte eines Szintillatorstreifens und am Rand beträgt 7% (Abb. 5.12). Das Verhalten des Kalorimeters, wenn die Schauerentwicklung durch die Abstandshalter gestört wird, ist ebenfalls untersucht worden. In Abb. 5.13 sind die Ergebnisse, wiederum für verschiedene Winkel, gezeigt.

5.3.1 Uniformitätsmessungen mit Hadronen

Hadronische Schauer haben einen größeren Durchmesser und haben eine größere longitudinale Ausdehnung als elektromagnetische Schauer. Das Ansprechverhalten gegenüber Hadronen ist deshalb nicht so empfindlich auf Unterbrechungen der regelmäßigen Kalorimeterstruktur. Dennoch ist diese Uniformität untersucht worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.14 gezeigt. Man sieht, daß bei der Lücke die Uniformität nur wenig verschlechtert wird. Auch ist der Einfluß von Blei in der Lücke recht klein.

5.3.2 Schlußfolgerung aus den Uniformitätsmessungen

Bei Einsatz von Bleiplatten von 2mm Dicke in den Lücken zwischen zwei Modulen wird die Uniformität des Elektronensignals soweit verbessert, daß keine weiteren Maßnahmen mehr erforderlich sind. Lediglich in der Nähe der Abstandshalter beobachtet man stärkere Abweichungen, die eventuell durch entsprechende Aussparungen an den Bleiplatten oder durch anderes Material für die Abstandshalter verringert werden könnten. Zur Verbesserung der Uniformität von Hadronensignalen sind keine weiteren Maßnahmen erforderlich.

5.4 Energieauflösung

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde bei fast allen Meßperioden bestimmt, weil sie eine der wichtigsten Kenngrößen darstellt. Sie wurde für Hadronen und für Elektronen in einem Energiebereich von 0.5 bis 100GeV gemessen. Die im Kalorimeter deponierte Energie

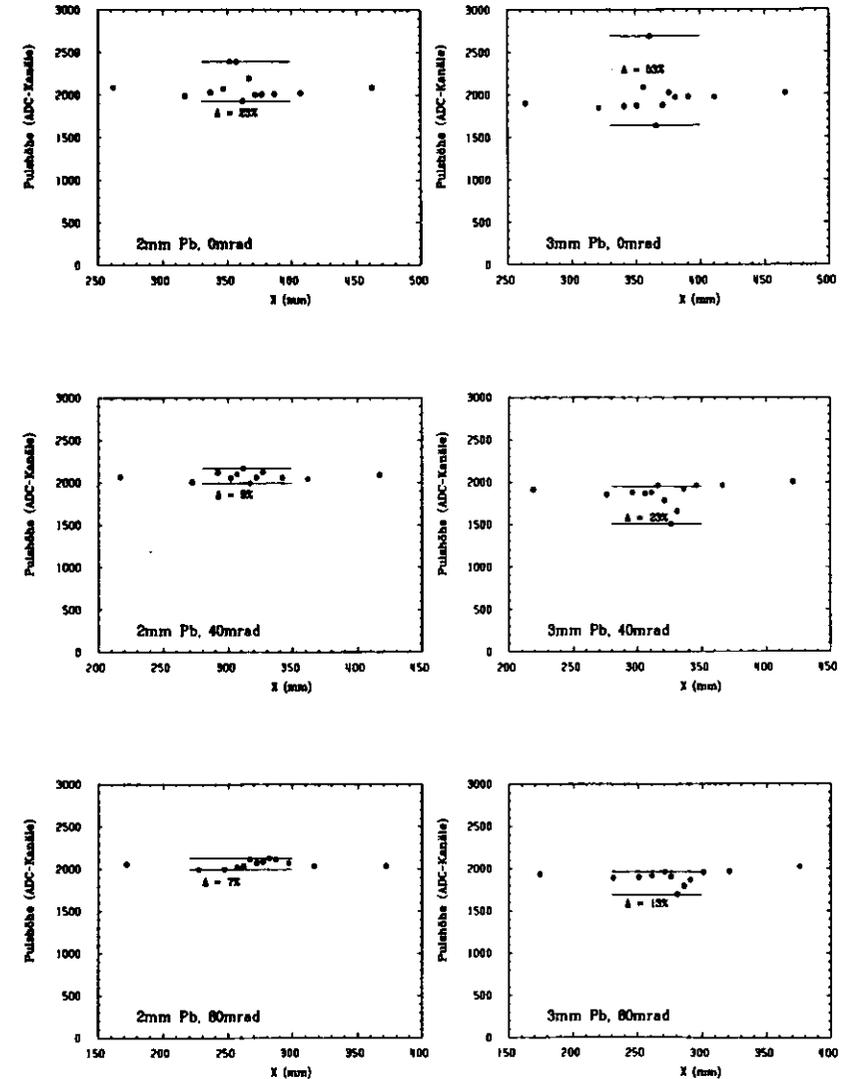


Bild 5.10: Kalorimeterverhalten an der Grenze zweier Module bei Einsatz von Bleiplatten verschiedener Dicke zwischen den Kalorimetermodulen, gemessen bei verschiedenen Einfallswinkeln mit 30GeV-Elektronen bei $y = 80\text{mm}$

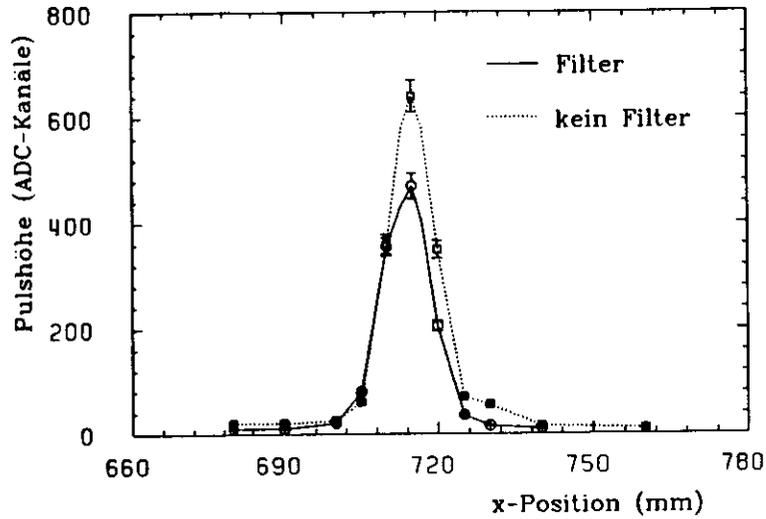


Bild 5.11: Einfluß von Filtern vor den Photomultipliern auf die Uniformität bei der Verwendung von farblosen Lichtleitern. Gezeigt ist das Signal der HAC1-Sektion von 5GeV -Elektronen, die unter einem Winkel von 40mrad einlaufen

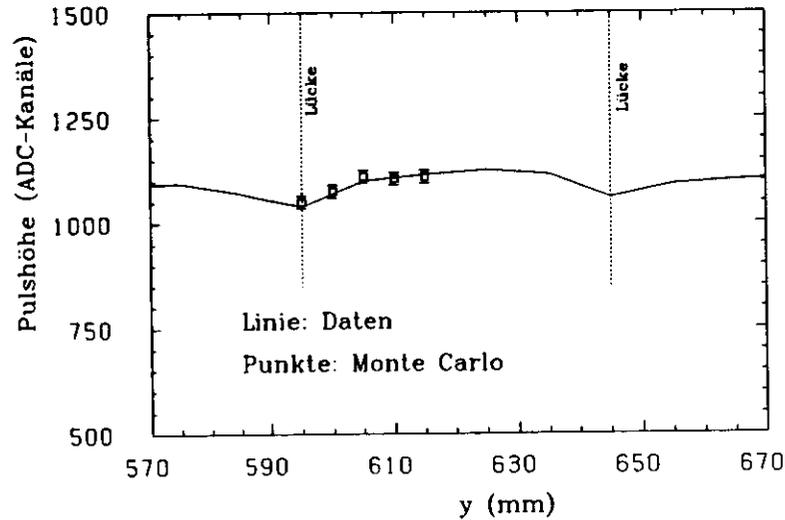


Bild 5.12: Uniformität des Kalorimeters in vertikaler Richtung gemessen mit 5GeV -Elektronen und im Vergleich dazu Monte-Carlo-Berechnungen [19] unter der Annahme, daß zwischen den EMC-Szintillatoren einer Lage 1mm Luftspalt ist

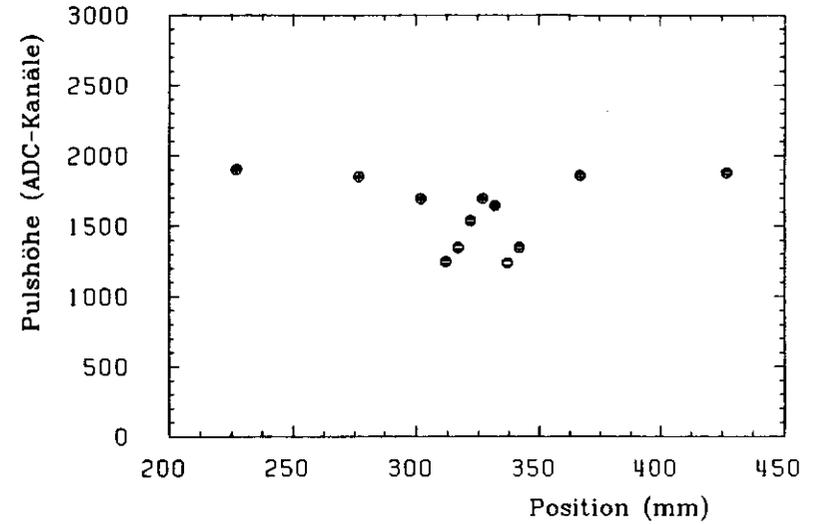


Bild 5.13: Uniformität des Kalorimeters, wenn die Schauerentwicklung durch die Abstandhalter gestört wird ($y = 155$), gemessen mit 30GeV -Elektronen bei einem Winkel von 40mrad

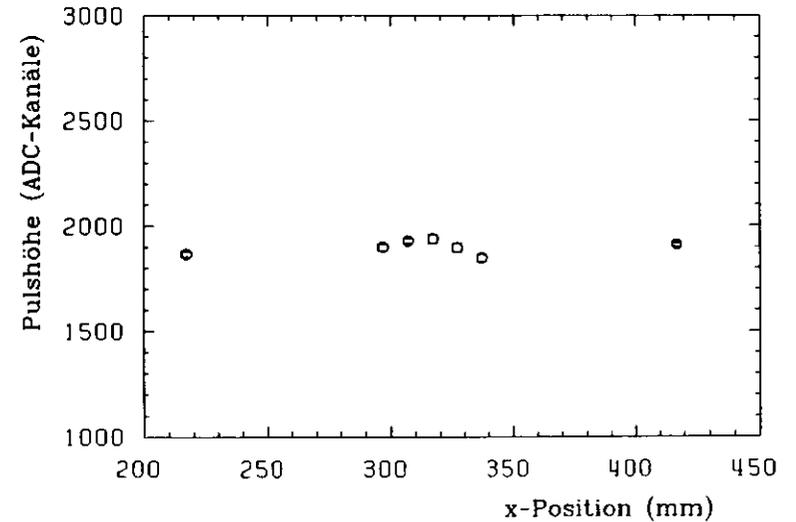


Bild 5.14: Uniformität des Kalorimeters, gemessen mit Hadronen von 30GeV Energie bei einem Winkel von 40mrad . Die Lücke, gefüllt mit 2mm Blei, befindet sich bei $x = 317\text{mm}$

wurde durch Aufsummieren aller 192 Kanäle bestimmt. Typische Pulshöhenverteilungen für Elektronen und Hadronen sind in Abb. 5.16 gezeigt. Es wurden nur die Ereignisse zur Analyse herangezogen, die bestimmten Kriterien genügten. Hadronen:

- Die im HAC2-Teil deponierte Energie sollte kleiner als 10% der Gesamtenergie sein, um longitudinale Leckverluste auszuschließen
- Die Pulshöhe der für den Trigger benutzten Čerenkovzähler sollte unter einer gewissen Schwelle liegen, um Verfälschungen durch Elektronen zu vermeiden

Elektronen:

- Es wurde ein Ansprechen des Čerenkovzählers verlangt
- Es wurde nur das Signal des Turmes genommen, in dem das Schauermaximum war, um Verschlechterungen durch das Uranrauschen zu vermeiden.

Bei diesen Messungen wurde der Teststrahl in die Mitte eines Turmes geschossen. Durch den Schnitt gegen longitudinale Leckverluste verliert man bei einer Energie von 10GeV 15%, bei 100GeV 50% aller Ereignisse. Die Energieauflösung wurde aus den gemessenen Verteilungen durch Anpassen einer Gaußfunktion ermittelt. Die so erhaltenen Werte wurden noch korrigiert durch quadratische Subtraktion der Impulsunschärfe des Strahls, welche etwa 1% betrug. Die Verteilungen und die angepaßten Gaußfunktionen sind in Abb. 5.15 gezeigt. Die erreichten Werte sind in Abb. 5.17 dargestellt. Die schon in der Entwurfsphase des ZEUS-Detektors geforderten Werte von $18\%/\sqrt{E}$ für Elektronen und $35\%/\sqrt{E}$ für Hadronen sind erreicht worden. Parametrisiert man die Energieauflösung als (\oplus bedeutet quadratische Addition):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b,$$

erhält man:

$$\begin{aligned} \text{Elektronen: } a &= 18.3 \pm 0.3\% \\ &b = 2.0\% \\ \text{Hadronen: } a &= 34.6 \pm 0.8\% \\ &b = 2.0\% \end{aligned}$$

Diese Zahlen sind mit den oben erwähnten Schnitten ermittelt worden. Der Parameter b ist als systematischer Fehler (z.B. Kalibrationsfehler) zu verstehen, da die Energieauflösung keine erkennbare Abhängigkeit von der Energie hat. Wenn man das Backing-Kalorimeter hinzunimmt, kann man die Leckverluste stark reduzieren, sodaß man den Schnitt gegen Leckverluste weglassen kann. Da der energienabhängige Term b sehr klein ist, wurde eine wesentliche Voraussetzung erfüllt, daß die Meßgenauigkeit des ZEUS-Kalorimeters auch bei den bei HERA zu erwartenden hohen Energien nicht gefährdet wird.

Die Lichtausbeute des Kalorimeters wurde ebenfalls bestimmt, und zwar genauso wie schon im Kapitel 4.2.4 beschrieben. Die mittlere Zahl der Photoelektronen ist in Tabelle 5.3 gezeigt. Der sich aus diesen Zahlen ergebende Anteil der Photostatistik an der Energieauflösung beträgt 11.0%. Diese Zahl ist zu verstehen als der Beitrag, der quadratisch zu den Schauerfluktuationen addiert werden muß, um die Gesamtfuktuationen zu erhalten.

Weiter war von Interesse, wie sich die Energieauflösung verschlechtert, wenn die Teilchen schräg auf das Kalorimeter treffen. Man erwartet dann eine leichte Verschlechterung, da die

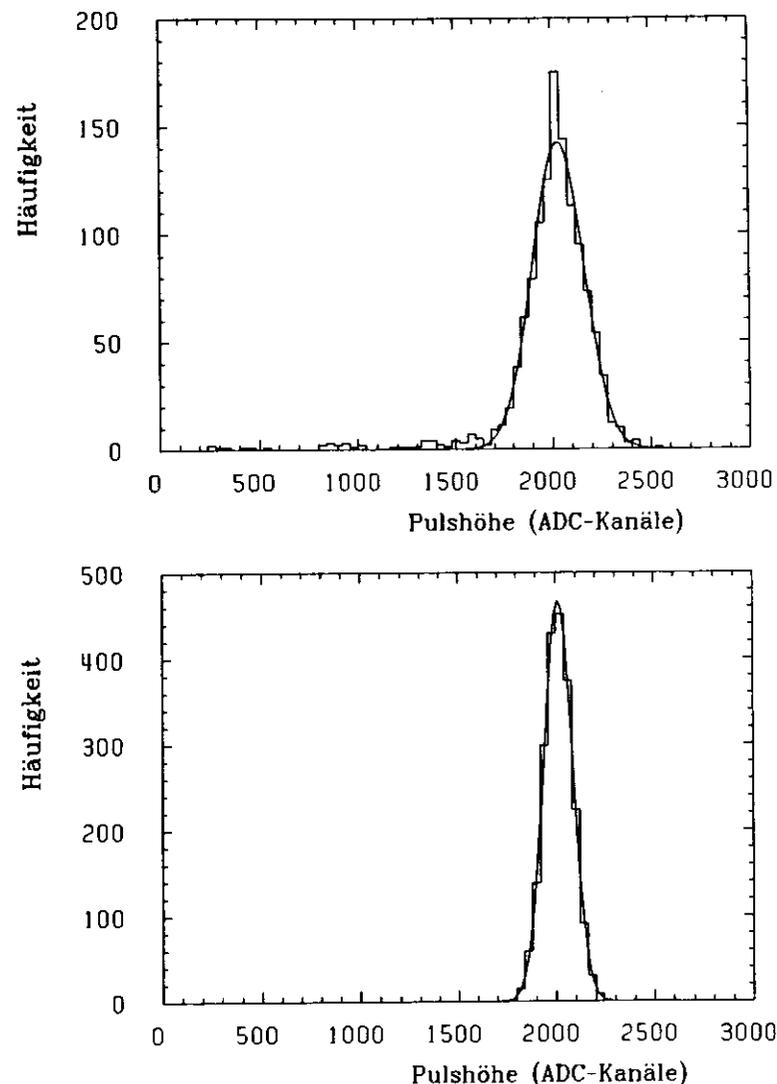


Bild 5.15: Pulshöhenverteilung des Kalorimetersignals sowie daran angepaßte Gaußfunktion für Hadronen (oben) und Elektronen (unten) von 30GeV Energie

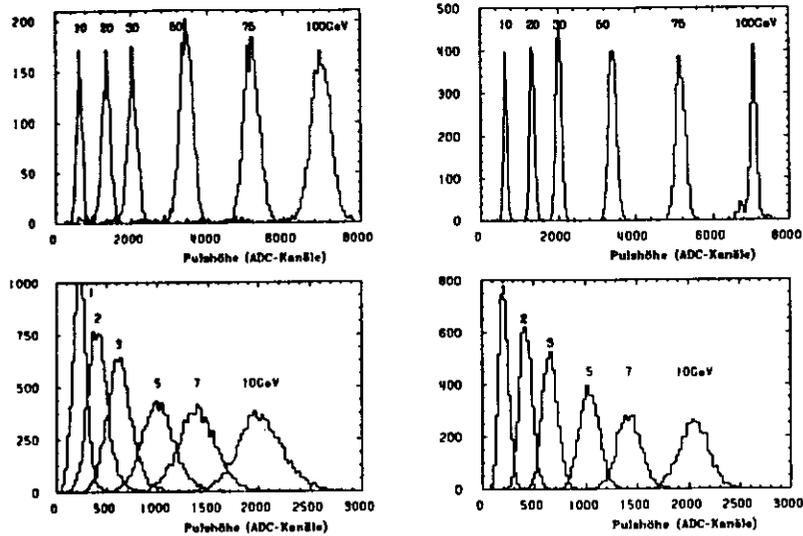


Bild 5.16: Pulshöhenverteilung des Kalorimeters für Hadronen (links) und Elektronen (rechts) in einem Energiebereich von 1 bis 100 GeV

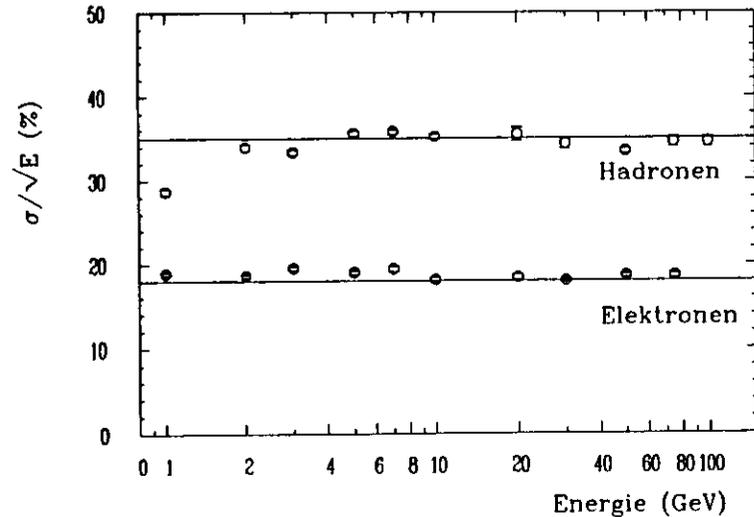


Bild 5.17: Energieauflösung des ZEUS-Kalorimeterprototyps als Funktion der Strahlenergie

	EMC-Röhren		HAC-Röhren	
	Mittel	Standardabw.	Mittel	Standardabw.
Modul 1	39.5	33%	91.2	15%
Modul 2	33.0	43%	92.2	30%
Modul 3	43.0	46%	109.5	39%
Modul 4	49.8	21%	110.9	27%
Mittelwert	41.3		101.0	

Tabelle 5.3: Photoelektronenzahl pro Photomultierröhre, bezogen auf ein Elektron mit 1 GeV [18]

effektive Schichtdicke des Absorbermaterials größer wird und so die Sampling-Fluktuationen zunehmen. Der größte Winkel, unter dem die Teilchen in das Vorwärtskalorimeter von ZEUS einlaufen können, beträgt 39.9° . Das Verhalten des Kalorimeterprototyps konnte jedoch nur bis zu einem Winkel von 27° gemessen werden, da bei größeren Winkeln die seitlichen Leckverluste zu stark ansteigen. Bei einem Winkel von 10° verschlechtert sich die Energieauflösung um weniger als 1...2% sowohl für Elektronen als auch für Hadronen [5].

5.5 e/h -Verhältnis

Eine wesentliche Forderung an das ZEUS-Kalorimeter ist die des gleichen Ansprechverhaltens für Elektronen und Hadronen von gleicher Energie. Ein Maß dafür ist das e/h -Verhältnis, das definiert ist als das Verhältnis der Kalorimetersignale von Elektronen und Hadronen gleicher Energie. Ob dieses Ziel erreicht wurde, ist in einem Energiebereich von 1...100 GeV gemessen worden. Die erreichten Werte sind der Abb. 5.18 zu entnehmen. Man sieht, daß das weiter oben definierte e/h -Verhältnis nahezu unabhängig von der Energie ist. Ein Problem ergibt sich allerdings aus der Abhängigkeit von dem schon im Abschnitt über die Eichung eingeführten Interkalibrationsfaktor α . Da die Energieauflösung optimal sein soll, wenn das e/h -Verhältnis gerade eins ist, wurde die Abhängigkeit dieser beiden Zahlen von α berechnet (Abb. 5.19). Der Punkt der kleinstmöglichen Energieauflösung fällt nicht mit dem Punkt, an dem $e/h = 1$ ist, zusammen. Dies kann durch den systematischen Fehler bei der Bestimmung dieses Verhältnisses erklärt werden. Beispielsweise ist in der Mitte eines EMC-Szintillators das Elektronensignal um etwa 7% höher als am Rand. Diese Zahl kann jedoch von Turm zu Turm variieren. Ist also diese Zahl oder die Position, an der man das Kalorimeter trifft, nicht genau bekannt, so wird das gemessene e/h -Verhältnis entsprechend beeinflusst. Auch die Wahl der Integrationszeit bei der Digitalisierung der Photomultiplier-Signale hat eine Auswirkung auf das e/h -Verhältnis.

Schließlich wurde noch die Linearität des Kalorimeters bestimmt (siehe Abb. 5.20). Die Abweichungen von der Linearität betragen im untersuchten Energiebereich 1...2%.

5.6 Bestimmung der Ortsauflösung

Die Ortsauflösung ist für die Rekonstruktion der Ereignisse im ZEUS-Detektor wichtig. Gefordert war eine Winkelmeßgenauigkeit von 10 mrad . Da das Kalorimeter etwa 2.5 m vom Wech-

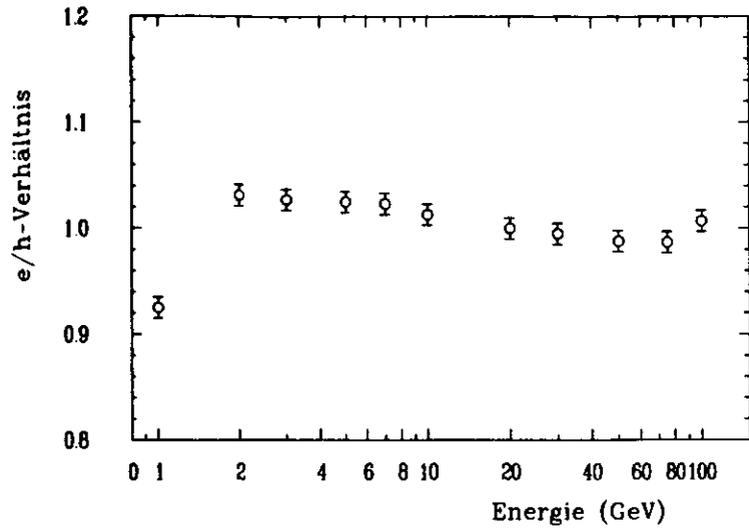


Bild 5.18: e/h -Verhältnis als Funktion der Energie

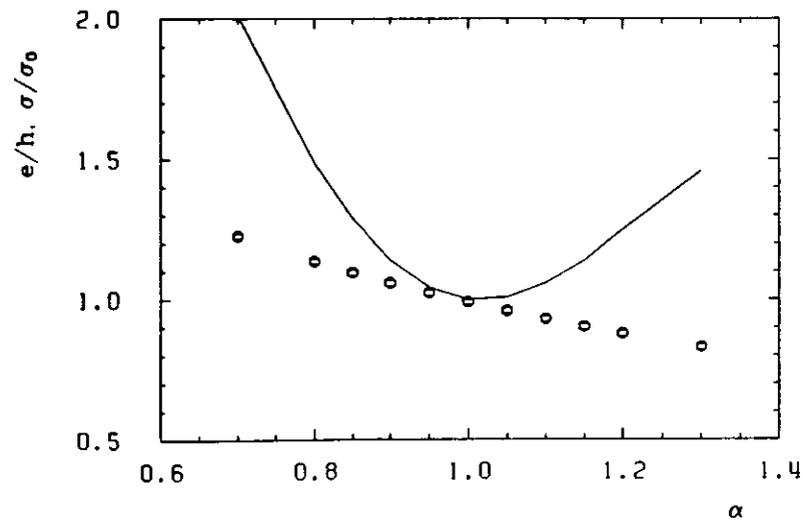


Bild 5.19: Energieauflösung (Linie) sowie e/h -Verhältnis (Punkte) bei 30GeV als Funktion des Interkalibrationsfaktors α . Die Energieauflösung ist auf den Wert bei $\alpha = 1$ normiert

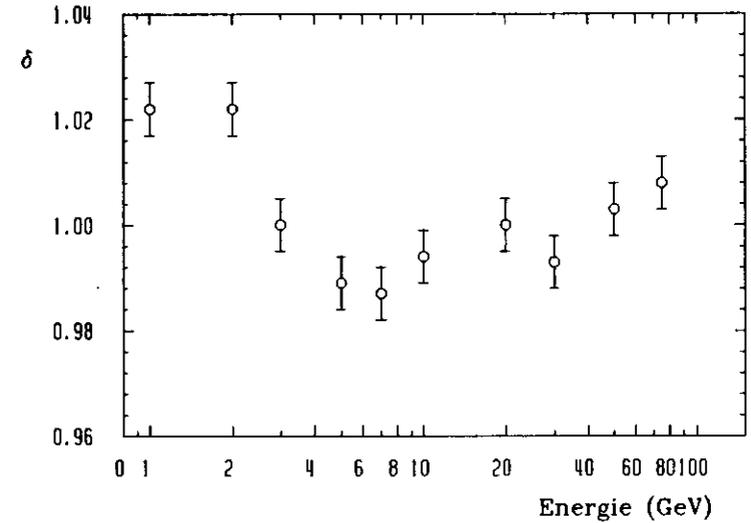


Bild 5.20: Linearität des ZEUS-Kalorimeterprototyps, gemessen mit Elektronen. Die Größe δ ist das Verhältnis der gemessenen Signalhöhe zur nominalen Signalhöhe, wobei der Nominalwert so bestimmt wurde, daß $\langle \delta \rangle = 1$ ist. Die Normierungen für SPS und PS sind wegen unterschiedlicher Röhrenverstärkungen unabhängig voneinander

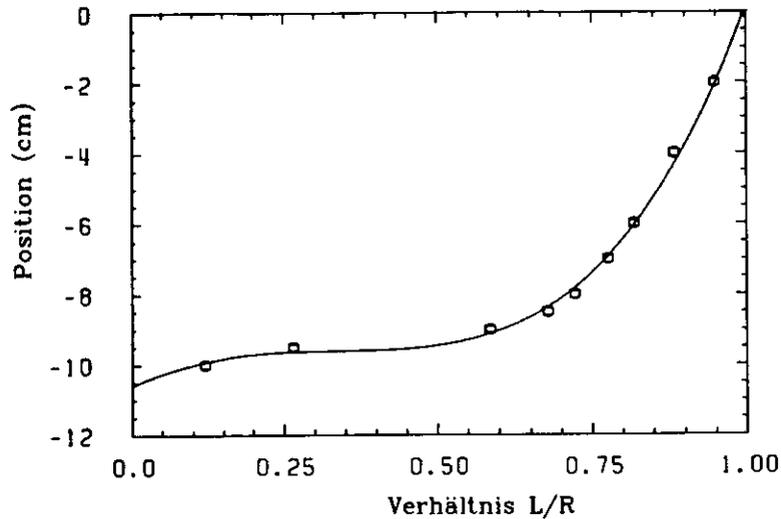


Bild 5.21: Zusammenhang von Strahlposition und Pulshöhenverhältnis L/R . Die durchgezogene Linie ist ein an die Meßwerte angepaßtes Polynom. Aus Symmetriegründen ist nur eine Hälfte des Szintillators gezeigt, wobei $x = 0$ die Mitte ist

selwirkungspunkt entfernt ist, entspricht das einer Ortsauflösung von 2.5cm.

Bei der Ortsbestimmung in waagerechter Richtung kann man zwei Fälle unterscheiden:

- Das Teilchen trifft das Kalorimeter ungefähr in der Mitte eines Turmes. Man wertet dann die Signale der linken und rechten Seite des jeweiligen Turmes aus
- Das Teilchen trifft in der Nähe der Lücke zwischen zwei Türmen. Man zieht dann die Signale dieser beiden Türme zur Berechnung heran

Im ersten Fall ist der Ort des Schauers eine Funktion des Pulshöhenverhältnisses:

$$x = f\left(\frac{L}{R}\right).$$

Die Größen L und R sind hierbei die Pulshöhen der linken bzw rechten Seite eines Kalorimeterturmes. Diese Funktion wird von der Abschwächlänge des Lichtes im Szintillator und von den zur Uniformisierung der Lichtausbeute vorgenommenen Maßnahmen bestimmt. Deshalb muß sie experimentell ermittelt werden, indem man an mehreren bekannten Positionen das Pulshöhenverhältnis bestimmt. Hiermit bestimmt man allerdings die Umkehrfunktion, da der Ort bekannt ist. Damit diese Funktion symmetrisch bezüglich der Szintillatormitte wird, nimmt man wenn $L/R > 1$ ist, das Verhältnis R/L als Argument. Bei den durchgeführten Messungen stellte sich heraus, daß diese Funktion in der Mitte des Szintillators durch eine Gerade angenähert werden kann, am Rand sind die Abweichungen hiervon jedoch beträchtlich (Abb. 5.21). Wenn man diese Funktion ermittelt hat, kann man nun für

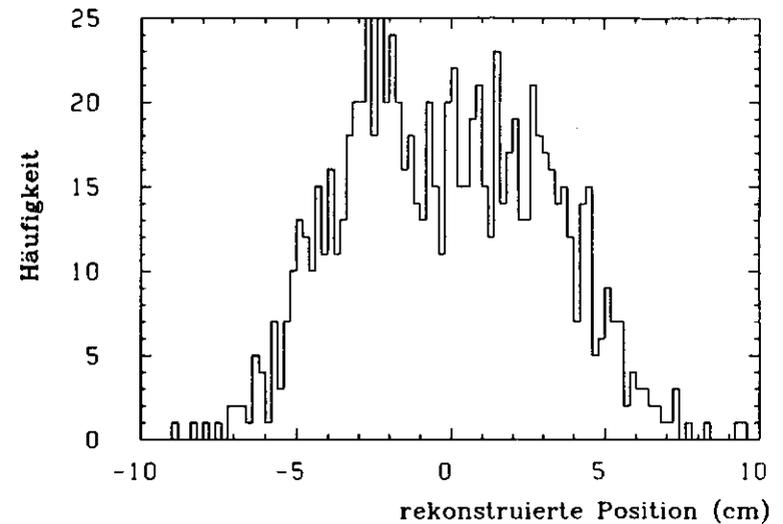


Bild 5.22: Verteilung der rekonstruierten Schauerpositionen, wenn der Strahl die Mitte eines Szintillators trifft (5GeV-Elektronen) Der Skalennullpunkt ist die Mitte eines EMC-Szintillators

eine große Zahl von Ereignissen die Breite der Verteilung der so errechneten Positionen bestimmen und erhält dann die Ortsauflösung. Wegen der Nichtlinearität der oben erwähnten Funktion ist die Ortsauflösung nicht unabhängig vom Ort (siehe Abb. 5.23). Außerdem sind die Verteilungen, wenn man zum Rand kommt, nicht mehr gaußförmig.

Am Rand eines Szintillators ist die aus dem Verhältnis L/R abgeleitete Position nicht mehr brauchbar, da ein beträchtlicher Teil des Schauers bereits im Nachbarturm ist. Deshalb kann man dort die Position aus einem Vergleich der Signale dieser beiden Türme gewinnen. Ansonsten geht man hier entsprechend der oben beschriebenen Methode vor.

Da die Verteilungsbreite des Signalverhältnisses L/R nahezu ausschließlich von der Photostatistik bestimmt wird, kann man erwarten, daß das Ortsauflösungsvermögen mit $1/\sqrt{E}$ skaliert.

Die Ortsbestimmung in vertikaler Richtung liefert schon ohne weitere Rechnungen eine genauere Position, da die Breite der Szintillatorstreifen nur 5cm beträgt. Daraus ergibt sich, bei Annahme einer Gleichverteilung, eine Ortsauflösung von $5\text{cm}/\sqrt{12} = 1.5\text{cm}$. Auch hier kann man jedoch durch Vergleich der Signale benachbarter Szintillatorstreifen den Ort genauer bestimmen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

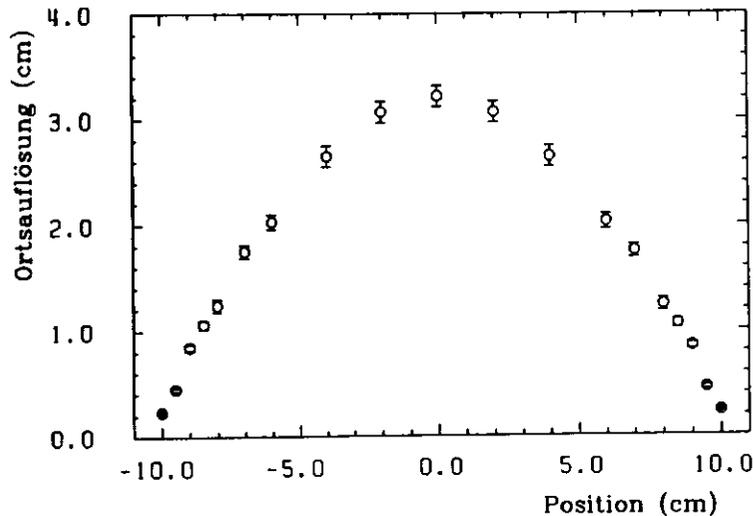


Bild 5.23: Ortsauflösung in horizontaler Richtung als Funktion der Strahlposition, gemessen mit Elektronen von 5GeV Energie. Der Skalennullpunkt ist die Mitte eines EMC-Szintillators

Für den im Bau befindlichen ZEUS-Detektor wurde ein Prototyp des Vorwärtskalorimeters gebaut und dessen Eigenschaften untersucht. Alle Messungen wurden mit den Teststrahlen der Beschleuniger PS und SPS am CERN in Genf durchgeführt. Es standen Hadronen, Elektronen und Myonen in einem Energiebereich von 0.5 bis 100GeV zur Verfügung.

Das Prototypkalorimeter besteht aus 16 Türmen mit jeweils $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ Querschnitt und 2m Länge. Jeder dieser Türme ist in Längsrichtung segmentiert in eine 25cm lange elektromagnetische Sektion und zwei hadronische Sektion mit jeweils 63cm Länge. Jeder Turm ist aus Platten aus abgereichertem Uran von 3.3mm Dicke und Szintillatorplatten von 2.6mm Dicke aufgebaut. Durch vorausgegangene Untersuchungen wurden diese Werte als die bestmöglichen zur Erzielung einer guten Energieauflösung bestimmt. Die Lichtauslese erfolgt mit Wellenlängenschiebern aus PMMA dotiert mit Y-7, und Photomultipliern.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Messungen sind:

- Die angestrebte relative Energieauflösung von $35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für Hadronen und $18\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für Elektronen ist erreicht worden. Insbesondere konnte gezeigt werden, daß der konstante Anteil hinreichend klein ist, um die Auflösung bei hohen Energien nicht zu gefährden
- Das e/h -Verhältnis ist zu 1.00 ± 0.01 bestimmt worden
- Die Linearität des Kalorimeters war im ganzen untersuchten Energiebereich besser als 2%
- Durch Reflektoren, die mit einem absorbierenden Muster bedruckt wurden, konnte die Nichtuniformität der Wellenlängenschieber auf 2% reduziert werden
- Die an den Grenzen zwischen den Kalorimetermodulen erwarteten Abweichungen von der Uniformität konnten durch Einsatz von Bleiplatten in den Lücken auf 7% reduziert werden.

Von besonderem Vorteil war die Möglichkeit, die natürliche Radioaktivität des Urans zur Eichung auszunutzen.

Literaturverzeichnis

- [1] G. d'Agostini et al., Experimental Study of Uranium Plastic Scintillator Calorimeters, NIKHEF-H/88-4.
- [2] E. Bernardi, On the Optimization of the Energy Resolution of Hadron Calorimeters, Dissertation, Universität Hamburg 1987.
- [3] J. E. Brau et al., Prospects for and Test of Hadron Calorimetry with Silicon, OREXP-88-1101.
- [4] H. Brückmann et al., On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters, DESY 87-64.
- [5] J. A. Crittenden, O. Köll, FCAL Prototype Test Results in the Energy Range 10-100 GeV, ZEUS-Note 89-62.
- [6] K. Dierks et al., First Results from a Lead-Scintillator Test Calorimeter, ZEUS-Note 89-32.
- [7] G. Drews et al., Experimental Determination of Sampling Fluctuations in Uranium and Lead Hadronic Calorimeters. DESY 89-000.
- [8] C. W. Fabjan et al., Phys. Lett. 60B (1975) 105.
- [9] C. W. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP 85-54
- [10] A. Fürtjes, persönliche Mitteilung.
- [11] T. A. Gabriel et al., The Physics of Compensating Calorimetry and the New CALOR89 Code System, ORNL-/TM-11060.
- [12] U. Holm, persönliche Mitteilung.
- [13] DuPont, Düsseldorf.
- [14] R. Klanner, Thickness Tolerances of Fe-Cladding, ZEUS-Note 87-11.
- [15] Kyowa Gas, Japan.
- [16] E. Lohrmann, The HERA Machine - Status and Opportunities, DESY F35D-87-01.
- [17] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 170B, 1986.
- [18] U. Behrens et al., Test of the ZEUS Forward Calorimeter Prototype, DESY 89-128.

- [19] T. Tsurugai, persönliche Mitteilung.
- [20] ZEUS-Kalorimetergruppe, H. Tiecke, Contribution of Intrinsic and Sampling Fluctuations to the Total Hadronic Energy Resolution, Beitrag zur San Miniato-Konferenz 1988.
- [21] R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and other Hadron Calorimeters, CERN-EF 86-18.
- [22] G. Wolf, HERA, Physics, Machine and Experiments, DESY 86-089.
- [23] C. Youngman, persönliche Mitteilung.
- [24] ZEUS-Kollaboration, The ZEUS Detector, Status Report 1989.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann danke ich für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Herrn Dr. R. Klanner danke ich für zahlreiche Diskussionen und die Durchsicht des Manuskripts.

Besonderen Dank verdienen außerdem die Mitglieder der ZEUS-Kollaboration, die an der Fertigstellung des Kalorimeters gearbeitet haben und diejenigen, die an den Messungen beteiligt waren.

