

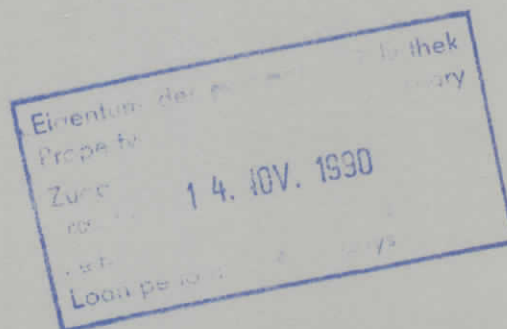
Interner Bericht
DESY F35-90-03
Oktober 1990

Einfluß von Magnetfeldern auf das Ansprechverhalten eines Uran-Szintillator-Kalorimeters

Scher.

von

J. Mainusch



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"**

Einfluß von Magnetfeldern auf das
Ansprechverhalten eines
Uran-Szintillator-Kalorimeters

Johannes Mainusch
Diplomarbeit
am FB Physik
Universität Hamburg

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Oktober 1990



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Stichprobenkalorimeter	6
2.1	Kalorimetrie als Energiemeßmethode	6
2.2	Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter	6
2.3	Energieauflösung eines Samplingkalorimeters für elektromagnetische Schauer	11
2.4	Hadronische Schauer im Kalorimeter	13
2.5	Uran-Szintillator Kalorimeter	15
3	Kalorimetrie im ZEUS-Experiment	17
3.1	Das ZEUS-Kalorimeter	17
3.2	Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter	18
3.3	Das Zentrale Kalorimeter	22
3.4	Kalibrierung des ZEUS-Kalorimeters	23
3.5	Mögliche Magnetfeldeinflüsse auf das Kalorimeter	24
4	Versuchsaufbau und Messungen	28
4.1	Kalorimeteraufbau	28
4.2	Experimenteller Aufbau im DESY-Teststrahl 21	29
4.3	Signalarten und Datenerfassungssystem	30
4.4	Vorbereitende Messungen	33
4.5	Durchführung der Messungen	41
5	Auswertung der Daten und Ergebnisse	44
5.1	Die Verarbeitung der Rohdaten	44
5.2	Pedestals und Verstärkungsfaktoren	44
5.3	Fehlerbetrachtung	47
5.4	Ergebnisse und Vergleich mit dem Szintillatoreffekt	50
6	Zusammenfassung	54

Abbildungsverzeichnis

1.1	Streuprozesse bei HERA	4
1.2	Der ZEUS-Detektor [ZEU89]	5
2.1	Energieverlust von Photonen in Blei [PDG80]	8
2.2	Transversales Schauerprofil eines elektromagnetischen Schauers nach [WIG87].	10
2.3	Signal des Uranrauschens im Kalorimeter	16
3.1	Das ZEUS-Kalorimeter im Längsschnitt parallel zum Strahlrohr [ZEU89]. . .	18
3.2	Ansicht des FCAL vom Wechselwirkungspunkt [ZEU89].	19
3.3	Der längste FCAL-Modul und seine Substruktur [ZEU89].	21
3.4	Blick auf einen BCAL-Modul [ZEU89].	22
3.5	Magnetfeldstärken im ZEUS-Experiment	25
3.6	Die Abschirmung der PMT im ZEUS-Experiment [ZEU89].	26

3.7	Magnetfeldeinfluß auf die Lichtausbeute im SCSN38	27
4.1	Das Testkalorimeter	28
4.2	Schaltplan einer Cockcroft-Walton-Base	29
4.3	Erzeugung des Elektronenstrahls	30
4.4	Aufbau des Experimentes am DESY-Teststrahl 21.	30
4.5	Ein BEAM-Impuls und das zugehörige Gatesignal am Eingang des ADC. . .	32
4.6	Verstärkerschaltbild für UNO-Messungen	33
4.7	DAQ und Trigger am Teststrahl 21	34
4.8	LED-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld	36
4.9	UNO-Dauertest	37
4.10	Aufwärmverhalten der Photoröhren	38
4.11	UPED-Signal gegen die Zeit aufgetragen	39
4.12	Ortsauflösung des Kalorimeters	40
4.13	Verhalten des UNO-Signals nach Abschalten des Magnetfeldes	41
5.1	Gaußfit auf ein BEAM-Histogramm	45
5.2	UNO-Korrekturen	46
5.3	UNO-Korrekturen	46
5.4	UNO-Korrekturen	46
5.5	UNO-Korrekturen	46
5.6	BEAM-Korrekturen	47
5.7	BEAM-Korrekturen	47
5.8	UPED-Messungen	48
5.9	Signal des Elektronenschauers in Abhängigkeit vom Magnetfeld	51
5.10	BEAM-Messung 1 - 6GeV in Abhängigkeit vom Magnetfeld	52
5.11	UNO-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld	52
5.12	BEAM/UNO-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld.	53

Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlungslänge X_0 für verschiedene Materialien	7
2.2	Einige Werte für die kritische Energie ϵ_0	7
2.3	Nukleare Wechselwirkungslänge für verschiedene Materialien.	14
3.1	Kalorimetermaterial	20
3.2	Tiefe der Baugruppen des ZEUS-Kalorimeters.	23
4.1	Durchgeführte Meßreihen	42
4.2	Die Meßarten und Anzahl der Ereignisse	43
5.1	Die abgeschätzten Fehler der verschiedenen Messungen.	50

1 Einleitung

Zur Zeit wird am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg ein Speicherring (HERA¹) gebaut, in dem Elektronen mit Protonen bei bisher nicht erreichten Impulsüberträgen zur Kollision gebracht werden. In zwei voneinander unabhängigen Ringssystemen mit 6.3 km Umfang werden Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt und dann an vier Wechselwirkungspunkten bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV aneinander gestreut. HERA ist weltweit die erste Anlage, bei der eine Untersuchung der Lepton-Hadron-Wechselwirkung bei so hohen Energien möglich ist, und eröffnet dadurch die Untersuchung der folgenden physikalischen Themen:

- Die genaue Analyse der Protonenstruktur bei bisher unerreichten Energien;
- Struktur von Quarks und Elektronen sowie die Suche nach neuen Feldquanten der elektroschwachen Kraft jenseits der bekannten γ , W^- und Z -Bosonen;
- die Suche nach verschiedenen neuen Teilchen.

Bei HERA kann die Protonenstruktur wie in einem gigantischen Elektronenmikroskop durch die hochenergetischen, nahezu punktförmigen Elektronen aufgelöst werden. Bei hohen Energie- und Impulsüberträgen geschieht die Streuung beider Reaktionspartner unelastisch, d.h. das Elektron trifft die Substruktur des Protons, die Quarks. Schematisch sind die zwei grundsätzlich möglichen Reaktionen auf Abbildung 1.1 gezeichnet. Im ersten Fall erfolgt die Streuung des einlaufenden Elektrons am Proton durch den Austausch eines ungeladenen γ - oder Z^0 Quants. Diesem Streuvorgang liegt die elektromagnetische oder die schwache Wechselwirkung zugrunde. Der zweite dargestellte Streuvorgang erfolgt durch ein geladenes Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung.

Zur Untersuchung der gezeigten Prozesse werden am DESY zwei große Detektoren, H1 und ZEUS, gebaut, die mit einer Vielzahl von Komponenten die Energie und den Impuls der Ausgangsprodukte der Teilchenreaktionen nachweisen werden. Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des ZEUS-Experimentes durchgeführt, so daß im folgenden der ZEUS-Detektor, dessen Komponenten auf der Abbildung 1.2 zu sehen sind, kurz und stark vereinfacht vorgestellt wird.

Der gesamte Detektor ist so angelegt, daß möglichst alle bei der Proton-Elektron-Streuung entstehenden sekundären Teilchen vermessen werden. Der Detektor besteht aus dem Vertexdetektor (VXD), verschiedenen Spurdetektoren (CTD², FTD und RTD³) und dem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD⁴) im Feld eines Solenoidmagneten (SOLENOID). Der Magnet wird von einem elektromagnetischen (EMC) und hadronischen Kalorimeter (HAC) umgeben. Die äußerste Detektorschicht besteht aus dem Backing Kalorimeter (BAC) und den Myonendetektoren (MU, FMU⁵).

Der VXD hat die Aufgabe, sehr kurzlebige Teilchen nachzuweisen. Außerdem wird die Impuls- und Winkelauflösung geladener Teilchen durch den VXD verbessert. In der zentralen

¹Hadron Elektron Ring Anlage

²Central Tracking Detector

³Forward- bzw. Rear Tracking Detectors

⁴Transition Radiation Detector

⁵Muon Detector bzw. Forward ~

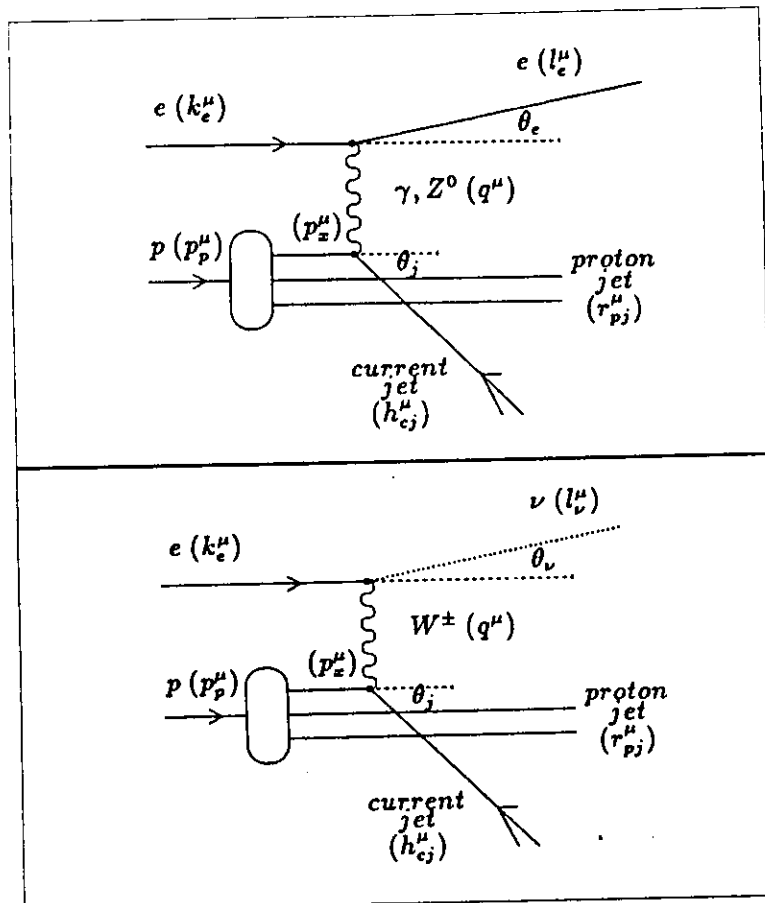


Abbildung 1.1: Zwei bei HERA mögliche Reaktionen zwischen Elektron und Proton: Erstens durch Austausch eines neutralen Wechselwirkungsteilchens (γ, Z^0), zweitens durch Austausch eines geladenen Teilchens (W^\pm).

Spurkammer wird der Impuls der geladenen Teilchen anhand der Ablenkung im Magnetfeld bestimmt. Im Kalorimeter werden die hochenergetischen Teilchen fast vollständig gestoppt, und die dabei freiwerdende Energie wird gemessen. Da diese Diplomarbeit Eigenschaften des ZEUS-Kalorimeters im Magnetfeld der Spule untersucht, ist dem ZEUS-Kalorimeter ein gesondertes Kapitel gewidmet. Die Myonendetektoren und das BAC, welches aus Schichten von Eisen und Spurkammern besteht, dienen als äußerste Kalorimeterschichten dem Nachweis von Leckverlusten durch Teilchen, die das Kalorimeter durchdringen, sowie der Erkennung kosmischer Myonen, die den gesamten Detektor durchqueren und unerwünschte Signale in den Komponenten erzeugen können. Das von der supraleitenden Spule erzeugte Magnetfeld von 1.8 Tesla wird von der eisernen Trägerkonstruktion des Kalorimeters sowie dem Eisenjoch des BAC zurückgeführt, so daß im Kalorimeterbereich Felder bis zu maximal 0.9 Tesla vorhanden sind.

Die Aufgabe dieser Diplomarbeit ist es, Magnetfeldeinflüsse auf das Ansprechverhalten des Kalorimeters zu untersuchen. Messungen der Magnetfeldabhängigkeit des im Kalorimeter

2 Stichprobenkalorimeter

2.1 Kalorimetrie als Energiemessmethode

Der Bau immer größerer Detektoren zum Nachweis sekundärer Teilchen aus hochenergetischen Elementarteilchenreaktionen und die damit verbundene Suche nach kostengünstigen, kompakten und schnellen Nachweisgeräten führte zur Entwicklung der Elementarteilchenkalorimeter.

Die Funktionsweise eines Kalorimeters läßt sich folgendermaßen kurz beschreiben: Trifft ein Lepton auf das Kalorimeter, so gibt es seine kinetische Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Kalorimetermaterial ab. Dabei entsteht ein *elektromagnetischer* Schauer dessen Teilchen ihre Energie durch Ionisation und unelastische Streuung an den Atomen des Kalorimetermaterials abgeben. Ist das einlaufende Teilchen ein Hadron, so erfolgt die Schauerbildung nicht nur durch elektromagnetische Wechselwirkung, sondern auch über die starke Wechselwirkung des einlaufenden Hadrons mit den Atomkernen des Kalorimetermaterials. Ein so entstehender Schauer wird *hadronisch* genannt.

Grundsätzlich wird zwischen zwei Bauformen von Kalorimetern für Elementarteilchen unterschieden. Das Absorbermedium, in dem das Teilchen abgebremst wird, kann entweder gleichzeitig der Erzeugung eines meßbaren Signals dienen, oder Absorbermaterial und aktives Material zur Signalerzeugung wechseln sich ab. Die erste Bauform beschreibt ein *homogenes Kalorimeter*, die zweite ein Stichproben- oder *Samplingkalorimeter*.

Homogene Kalorimeter lassen sich aus Bleiglas, NaI, CsI, BGO usw. bauen und haben den Vorteil einer sehr guten Energieauflösung für elektromagnetische Schauer. Ein Nachteil der homogenen Kalorimeter ist die geringe Dichte des Materials und die damit verbundene große räumliche Ausdehnung, die notwendig ist, um einen hochenergetischen hadronischen Schauer vollständig zu absorbieren. Ferner ist es bisher nicht gelungen, homogene Kalorimeter mit gleichem Ansprechverhalten für leptonische und hadronische Schauer zu bauen.

Samplingkalorimeter lassen sich mit sehr dichten Absorbermaterialien, wie Eisen, Blei oder Uran bauen. Zur Signalerzeugung werden Gas, flüssiges Argon, Szintillator oder andere Materialien verwendet. Aufgrund der schweren Absorbermaterialien können auch hochenergetische Schauer in relativ kleinen Samplingkalorimetern vollständig absorbiert werden. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß gleiches Ansprechverhalten für elektromagnetische und hadronische Schauer durch geeignete Bauformen erreichbar ist. Ein Nachteil des Samplingkalorimeters ist, daß Fluktuationen um die im Absorbermaterial deponierte Energie zu einem zusätzlichen Beitrag zur Energieauflösung führen.

2.2 Elektromagnetische Schauer im Kalorimeter

Elektronen oder Positronen können nach Eintritt in ein Kalorimeter kinetische Energie durch Ionisation der Atome des Kalorimetermaterials sowie durch das Abstrahlen von Photonen im Feld der Atomkerne verlieren. Bei hohen Energien dominiert der Strahlungsverlust, der für die Durchquerung einer Schichtdicke dx , über das Spektrum der abgestrahlten Photonen integriert,

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -\frac{E}{X_0} \quad (2.1)$$

beträgt. Dabei ist

- X_0 ... die Strahlungslänge des Materials,
- x ... die Materialdicke.
- E ... die Energie des einlaufenden Elektrons.

Der Energieverlust des einlaufenden Teilchens ist bei großen Energien somit der Teilchenenergie proportional. Die Strahlungslänge X_0 ist die Länge, nach der die mittlere Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlungsverluste auf $1/\epsilon$ abgefallen ist. Die Strahlungslänge kann wie folgt bestimmt werden [PER86]:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2 N_0}{137A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (2.2)$$

wobei

- A ... Massenzahl des Materials,
- Z ... Kernladungszahl,
- N_A ... Avogadrokonstante,
- r_e ... klassischer Elektronenradius ($= e^2/mc^2$).

Material	Z	A[g]	ρ $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	X_0 $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$	X_0/ρ [cm]
Polystyrol	<3.4>	-	1.060	43.8	41.3
Al	13	26.98	2.70	24.01	8.89
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76
Pb	82	207.19	11.35	6.37	0.56
U	92	238.03	18.95	6.00	0.32

Tabelle 2.1: Strahlungslänge X_0 für verschiedene Materialien

Einige Werte der Strahlungslänge X_0 für verschiedene Materialien sind in der Tabelle 2.1 angegeben [PDG86, LOH85].

Bei kleineren Energien wird der Energieverlust eines geladenen Teilchens durch Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen des Kalorimetermaterials im Vergleich zum Strahlungsverlust immer bedeutender. Bei der Energie ϵ_0 sind Ionisationsverlust und Strahlungsverlust gleich groß. Werte für ϵ_0 sind für einige Materialien in Tabelle 2.2 angegeben. Der Ionisati-

Material	ϵ_0 [MeV]
Polystyrol	≈ 80
Al	48.8
Fe	24.3
Pb	7.8
U	≈ 6

Tabelle 2.2: Einige Werte für die kritische Energie ϵ_0

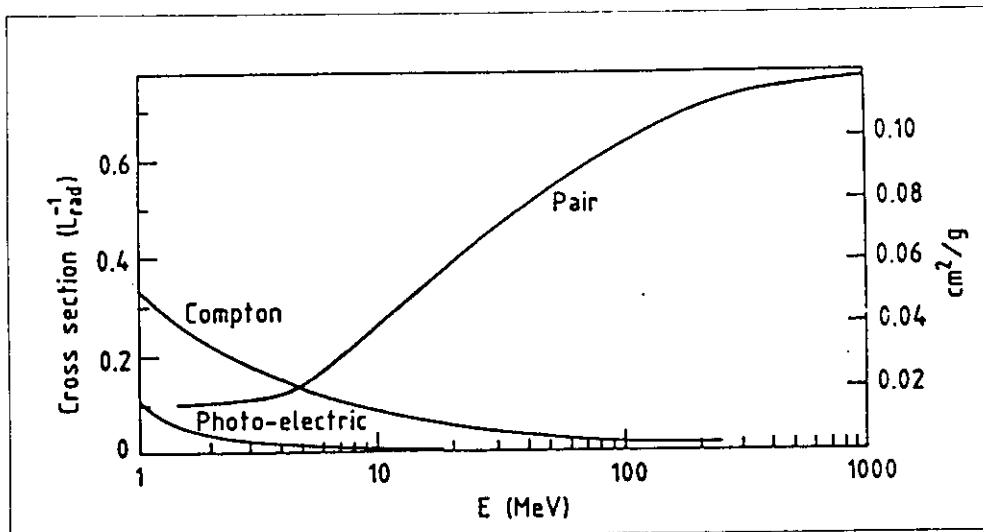


Abbildung 2.1: Energieverlust von Photonen in Blei [PDG80]

onsverlust eines geladenen Teilchens wird durch die Bethe-Bloch Formel wie folgt beschrieben [PER86]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4 Z}{mv^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

m ... Masse des Elektrons

z ... Ladung des einlaufenden Teilchens

β ... $\beta = v/c$

I ... effektives Ionisationspotential mit $I \approx 10Z eV$

Für Photonen, die im elektromagnetischen Schauer in großer Zahl vorhanden sind, gibt es drei mögliche Arten der Wechselwirkung im Kalorimeter: den photoelektrischen Effekt, Compton Streuung und Paarerzeugung. Der Wirkungsquerschnitt wird bei steigender Photonenergie beim photoelektrischen Effekt mit $1/E^3$ kleiner, bei der Comptonstreuung mit $1/E$. Bei einer Photonenergie von 1 MeV setzt die Paarerzeugung von Elektronen und Positronen ein, so daß für $E \geq 10 MeV$ die Paarerzeugung dominiert [PER87]. Auf Abbildung 2.1 wird der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung von Photonen in Blei dargestellt.

Die Entstehung eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter kann nun anhand der Kenntnis der Wechselwirkungen von Elektronen, Positronen und Photonen in Materie qualitativ beschrieben werden. Ein hochenergetisches Elektron erzeugt im Kalorimeter zunächst durch Strahlungsverlust Photonen, die wiederum Elektron-Positron Paare erzeugen können. So entsteht ein Teilchenschauer, wobei die Energie der einzelnen Teilchen mit zunehmender Schauertiefe immer weiter abnimmt.

Zum Verständnis der Schauerentwicklung verhilft das folgende, stark vereinfachte Modell [PER86]: Angenommen, ein hochenergetisches Elektron verliert nach einer Strahlungslänge die Hälfte seiner kinetischen Energie in Form eines Photons, das wiederum nach einer Strahlungslänge ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Dieser schauerbildende Prozeß dauert an, bis bei einer niedrigen Energie ϵ_0 (siehe Tabelle 2.2) der Strahlungsverlust der Schauerteilchen gleich dem Ionisationsverlust ist, und weitere e^-e^+ Produktion nicht mehr stattfindet. So

existieren im Schauer nach t Strahlungslängen $N = 2^t$ Teilchen mit je einer Energie von $E = E_0/2^t$. E_0 ist dabei die Energie des einfallenden Teilchens. Das Schauermaximum, bei dem die meisten Teilchen existieren, liegt bei

$$t = t_{max} = \frac{\ln(E_0/\epsilon_0)}{\ln 2} \quad (2.4)$$

und die Anzahl der Teilchen im Schauer am Maximum ist

$$N_{max} = \exp[t_{max} \ln 2] = \frac{E_0}{\epsilon_0}. \quad (2.5)$$

Die Anzahl der Teilchen mit Energie größer E ist durch

$$N(> E) = \int_0^{t(E)} N dt = \int_0^{t(E)} e^{t \ln 2} dt \simeq \frac{e^{t(E) \ln 2}}{\ln 2} = \frac{E_0/E}{\ln 2} \quad (2.6)$$

gegeben. Aus dieser Gleichung läßt sich sofort die gesamte Wegstrecke berechnen, die geladene Teilchen im Kalorimeter zurücklegen. Dazu wird daran erinnert, daß ein Teilchen nach diesem Modell immer genau den Weg einer Strahlungslänge zurücklegt und nach t_{max} Strahlungslängen keine Teilchen mehr erzeugt werden. Wird zusätzlich berücksichtigt, daß im Schauer nur zwei Drittel aller Schauerteilchen geladen sind, da Elektronen, Positronen und elektrisch neutrale Photonen zu gleichen Teilen im Schauer enthalten sind, so ist der im gesamten Kalorimeter von geladenen Teilchen zurückgelegte Weg gleich

$$\langle T \rangle [X_0] = \frac{2}{3} \int_0^{t_{max}} N dt = \frac{2E_0}{3 \ln 2 \epsilon_0} \simeq \frac{E_0}{\epsilon_0}. \quad (2.7)$$

Obwohl das zugrundegelegte Modell der Schauerentwicklung von grob vereinfachten Annahmen ausgeht, liefert es die folgenden Eigenschaften realer Schauer:

- das Tiefe des Schauermaximums im Kalorimeter wächst mit dem Logarithmus der Einschußenergie E_0 (Gl. 2.4). Für große Energien ermöglicht das den Bau eines kompakten Kalorimeters mit nicht allzu großer longitudinaler Ausdehnung;
- Das detektierbare Signal wird durch die Ionisationsverluste der geladenen Schauerteilchen im aktiven Kalorimetermaterial erzeugt und ist daher dem zurückgelegten Weg der geladenen Schauerteilchen und somit nach Gleichung 2.7 auch der Einschußenergie proportional. Ein Kalorimeter arbeitet nach diesem Modell also linear.

In der Praxis hat ein Schauer im Kalorimeter einen steilen Anstieg der Teilchenzahl am Anfang, ein breites Maximum und dann ein langsames Abnehmen nach dem Schauermaximum. Das transversale Profil eines elektromagnetischen Schauers ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Durch die Coulombstreuung der Schauerteilchen im Feld der Atomkerne des Detektormaterials breitet sich ein Schauer auch senkrecht zur Richtung des einfallenden Teilchens aus. Die Größe der lateralen Schauerausdehnung ist durch den *Molière-Radius* R_m gegeben, der die mittlere Ablenkung der Elektronen mit kritischer Energie ϵ_0 nach einer Strahlungslänge X_0 beschreibt:

$$R_m = (21 M \epsilon V / \epsilon_0) \cdot X_0. \quad (2.8)$$

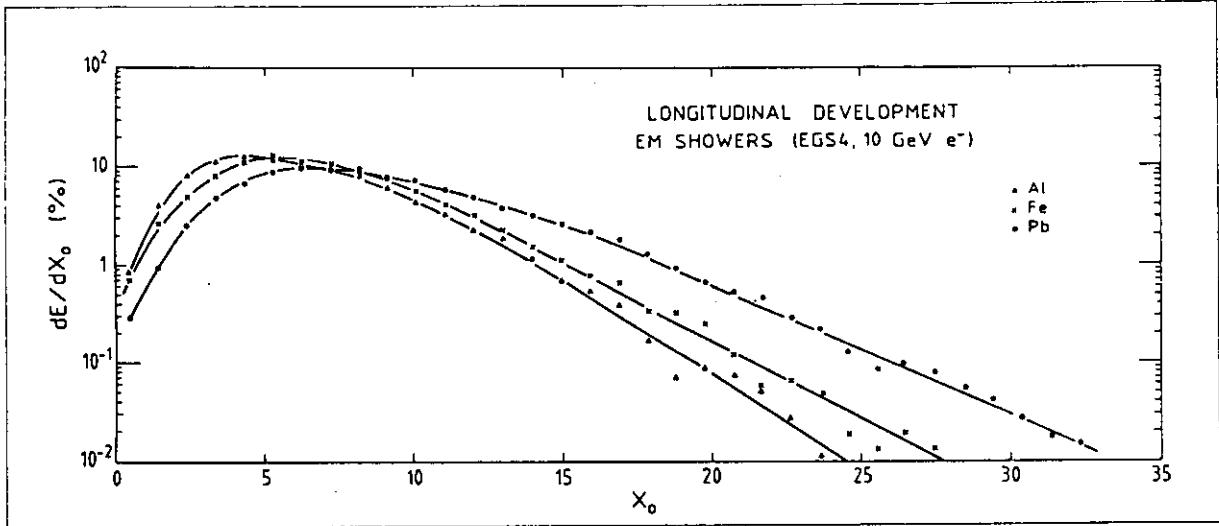


Abbildung 2.2: Transversales Schauerprofil eines elektromagnetischen Schauers nach [WIG87].

In einem realen Kalorimeter ist die mittlere detektierbare Wegstrecke $\langle T_d \rangle$ der Schauerteilchen immer um einen Faktor $F(z)$ geringer als die mittlere zurückgelegte Wegstrecke $\langle T \rangle$, da nie die gesamte Energie der Schauerteilchen im Kalorimeter in ein meßbares Signal gewandelt wird. Formal schreibt sich das als unter Verwendung von Gleichung 2.7

$$\langle T_d \rangle \simeq F(z) \frac{E}{\epsilon_0}, \quad (2.9)$$

wobei $F(z)$ und z nach [AMA81] wie folgt gegeben sind:

$$F(z) \simeq e^{-z} \left[1 + \ln \left(\frac{z}{1.53} \right) \right] \quad (2.10)$$

$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{E_{thr}}{\epsilon_0}. \quad (2.11)$$

E_{thr} stellt hier die minimal detektierbare Energie dar.

Bisher ist das Verhalten des Schauers nur im Mittel betrachtet worden. Aussagen über die Fluktuationen um dieses mittlere Schauerverhalten können innerhalb dieses Modells nicht gemacht werden. Dazu werden Schauersimulationsprogramme, wie z.B. EGS4⁶, verwendet. Die Genauigkeit bei der Energiebestimmung eines elektromagnetischen Schauers wird durch Fluktuationen um die mittlere detektierbare Weglänge $\langle T_d \rangle$ beeinträchtigt.

Eine Simulation eines homogenen Bleiglaskalorimeters mit EGS4 liefert die folgende intrinsische Energieauflösung [LON75]:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{0.7\%}{\sqrt{E}} \quad (2.12)$$

Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Energieauflösung eines realen homogenen Bleiglaskalorimeters durch die Fluktuationen in der Anzahl der produzierten Photoelektronen begrenzt

⁶EGS4 (Electron Gamma Shower) ist ein Programm, das in der Hochenergiephysik zur Simulation elektromagnetischer Schauer in Kalorimetern verwendet wird.

ist (~ 400 pro GeV). Tatsächlich wird mit Bleigaskalorimetern eine relative Energieauflösung von $\sim 5\%/\sqrt{E}$ erreicht. In Samplingkalorimetern tauchen noch weitere Fluktuationen auf, die im folgenden Kapitel beschrieben werden.

2.3 Energieauflösung eines Samplingkalorimeters für elektromagnetische Schauer

Ein Samplingkalorimeter wird aus sich abwechselnden Schichten von aktivem Auslese- und passivem Absorbermaterial gebaut. Diese Bauweise bietet die Möglichkeit, kompakte Kalorimeter zu bauen.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters wird wesentlich durch die *Samplingfluktuationen* bestimmt: Das Zerteilen des Schauers durch abwechselnde Lagen passiven und aktiven Materials führt dazu, daß nur ein Teil des Schauers in ein auswertbares Signal gewandelt wird. Diese Unterteilung resultiert je nach Schauerbildung in statistischen Schwankungen der im Szintillatormaterial abgegebenen Energie. Dabei wird zwischen den folgenden drei Beiträgen unterschieden:

- intrinsische Samplingfluktuationen,
- Landau-Fluktuationen und
- Weglängenfluktuationen.

Intrinsische Samplingfluktuationen:

Intrinsische Samplingfluktuationen sind statistische Schwankungen um die mittlere totale Weglänge geladener Teilchen im Szintillatormaterial. In einem Kalorimeter, dessen Schichtdicke für die Summe einer Szintillator- und eine Absorberschicht d ist, ergibt sich die mittlere Zahl der insgesamt durchquerten Szintillatorschichten aller Schauerteilchen N_s zu [BER87]

$$N_s \simeq \frac{\langle T_d \rangle}{d}. \quad (2.13)$$

Wird $\langle T_d \rangle$ nach Gleichung 2.8 ersetzt, so ergibt sich:

$$N_s \simeq F(Z) \frac{E}{\epsilon_0 d} \quad (2.14)$$

Unter der Annahme, daß die Zahl der durchquerten Szintillatorschichten N_s für verschiedene Schauer voneinander unabhängig und normalverteilt ist, ergibt sich die relative Breite der Verteilung von N_s , wie folgt:

$$\frac{\sigma_{N_s}}{N_s} = \frac{1}{\sqrt{N_s}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 d}{F_z E}} \quad (2.15)$$

Diese Annahme gilt allerdings nur für große Schichtdicken ($\sim 1X_0$), in denen ein Schauerteilchen viele Stöße mit den Hüllenelektronen des Szintillatormaterials durchläuft. Die Energieauflösung durch intrinsische Samplingfluktuationen beträgt nach [BER87] nun:

$$\frac{\sigma_E}{E} \geq 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon_0 d}{F(z)E \cos(\phi)}}. \quad (2.16)$$

Der Faktor $\cos \phi$ trägt der Tatsache Rechnung, daß die Weglänge durch den Szintillator aufgrund der lateralen SchauerAusdehnung um den Faktor $1/\cos \phi$ mit $\phi \sim R_m$ größer wird. Die Gleichung zeigt, daß sich der Beitrag der Samplingfluktuationen zur Energieauflösung durch die Verwendung von kleinen Schichtdicken verringern läßt.

Landau-Fluktuationen:

Bei zunehmend kleineren Schichtdicken und geringerem Ionisationsverlust der Teilchen unterliegt der Energieverlust der Schauerteilchen einer Landau-Verteilung. Nach [BER87] werden bei immer dünneren Schichtdicken des Absorbermaterials die Fluktuationen um den Energieverlust geladener Teilchen größer. Außerdem wird die mittlere pro Schicht deponierte Energie kleiner, so daß Kollisionen mit sehr hohem Energieübertrag auf Hüllenelektronen des Absorbermaterials zur Asymmetrie der Energieverteilung führen, d.h. mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit wird im Vergleich zur mittleren deponierten Energie sehr viel mehr Energie im Szintillator abgegeben. Der Beitrag zur gesamten Energieauflösung ist im allgemeinen klein, jedoch können Landau-Fluktuationen bei Kalorimetern mit geringem Ionisationsverlust im Auslesemmedium (z.B. Gas) eine Rolle spielen.

Weglängenfluktuationen:

Der zurückgelegte Weg eines Schauerteilchens in einer aktiven Kalorimeterschicht hängt vom Winkel ab, unter dem es eintrifft. Fluktuationen um diesen Winkel führen bei geradliniger Durchquerung des Szintillators zu Weglängenfluktuationen und daher zu einer unterschiedlichen Energieabgabe. Durch die Verwendung von Absorbermaterialien mit hohem Z und nicht zu kleinen Schichtdicken wird die geradlinige Durchquerung der Kalorimeterschichten aufgrund der Vielfachstreuung im Feld der Atomkerne unwahrscheinlich, so daß die Weglängenfluktuationen im Vergleich zu den intrinsischen Samplingfluktuationen klein sind [BER87].

In einem Samplingkalorimeter wird ein großer Teil der Energie im passiven Kalorimetermaterial abgegeben und geht daher zur Messung verloren. Der Anteil der im Szintillator deponierten Energie wird *Sampling Fraction* genannt und ist nach [BER87] folgendermaßen definiert:

$$S = \frac{E_{vis}}{E_{vis} + E_{invis}} \quad (2.17)$$

Dabei ist E_{vis} die im aktiven und E_{invis} die im passiven Kalorimetermaterial deponierte Energie. Obwohl in einem Schauer mindestens 10^6 Photonen pro GeV Energie des einfallenden Teilchens entstehen, kommen am Photoelektronenvervielfacher⁷ (PMT) selbst bei einem guten Kalorimeter nur einige hundert Photoelektronen an [WIG87]. Das liegt einerseits daran, daß nur ein kleiner Teil der Energie des Schauers, die Sampling Fraction S , im aktiven Medium deponiert wird, andererseits können auf dem Lichtweg zum PMT, abhängig von der Bauform des Kalorimeters, starke Verluste durch Absorption und mangelhafte Reflektion auftreten.

⁷Photoelektronenvervielfacher oder Photoröhren sind optoelektronische Bauelemente zum Wandeln eines Lichtsignals in ein elektrisches Signal.

Ein weiterer Faktor, der einen starken Einfluß auf die Energieauflösung eines Szintillator Kalorimeters hat, ist daher die Wandlung von Szintillationslicht in ein elektrisches Signal in den PMT. Die Funktionsweise eines PMT läßt sich folgendermaßen kurz beschreiben [KLE87]: Sichtbares Licht löst im PMT durch Photoeffekt Elektronen aus einer Alkali-Metall-Photokathode heraus. Die Elektronen treffen dann auf die erste *Dynode*, eine Elektrode aus Material mit hohem Sekundäremissionskoeffizienten (z.B. BeO, Mg-O-Cs). Die Emission von 3-5 Sekundärelektronen pro einfallendem Elektron mit 100-200 eV kinetischer Energie ist erreichbar. Für eine Anordnung von 14 solcher aufeinanderfolgender Dynoden mit jeweils ca. 150-200 V Potentialdifferenz zwischen den Dynoden kann eine Vervielfachung der Elektronenzahl von 10^8 erreicht werden. Die entstehende Ladung von $\sim 10^{-11}$ Cb kommt innerhalb 5 ns an der Anode an, und an einem Arbeitswiderstand von 50Ω ergibt dies einen Spannungspuls von ca. 200 mV. Die Verstärkung von Photoröhren ist stark abhängig von der angelegten Hochspannung ($\sim V^7$). Ferner ist die Verstärkung sehr empfindlich gegen Temperaturänderungen und Magnetfelder. Die Anzahl der auf den Dynoden der PMT herausgelösten Photoelektronen unterliegt der Poisson-Statistik. Über mehrere Dynoden entsteht eine Kaskade mit einer großen Anzahl ($\sim 10^8$) Elektronen. Diese Zahl unterliegt nunmehr einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite, die proportional zur Wurzel der auf der Kathode auftreffenden Photonen N_γ ist.

$$\sigma_{N_e} \sim \sqrt{N_\gamma} \quad (2.18)$$

Da N_γ zur Energie des im Kalorimeter auftreffenden Teilchens proportional ist, skaliert der Fehler σ_{N_e} mit \sqrt{E} . Dieser instrumentelle Fehler verschlechtert die Energieauflösung eines Kalorimeters zusätzlich. Beim ZEUS-Kalorimeter werden bei einem elektromagnetischen Schauer von 1 GeV Energie etwa 150 Photoelektronen auf der Kathode einer PMT produziert. Das entspricht einem Beitrag von $8\%/\sqrt{E}$ zur Energieauflösung.

Insgesamt liegt der relative Fehler bei der Bestimmung der Energie eines elektromagnetischen Schauers im Samplingkalorimeter typischerweise bei $\sigma/E \simeq 20\%/\sqrt{E}$ [BER87]. Diese Überlegungen gelten natürlich nur, solange alle Schauerteilchen im Kalorimeter deponiert, so verschlechtert das die Energieauflösung erheblich. Ein so entstehender Fehler wächst mit zunehmender Energie, da durch die größere longitudinale Schauerausdehnung immer mehr Teilchen unregistriert das Kalorimeter verlassen und ihre Energie dadurch nicht mehr nachweisbar ist.

2.4 Hadronische Schauer im Kalorimeter

Hadronische Schauer entstehen im Kalorimeter, wenn das einfallende Teilchen ein Hadron ist. Die Ausbreitung hadronischer Schauer entspricht im wesentlichen der Ausbreitung elektronischer Schauer, jedoch erfolgt die Teilchenproduktion nun nicht mehr nur durch die elektromagnetische Wechselwirkung, sondern auch durch starke Wechselwirkung der Hadronen mit den Atomkernen des Kalorimetermaterials. Die Skala für die longitudinale Entwicklung hadronischer Schauer ist durch die nukleare Wechselwirkungslänge λ_0 gegeben [BER87,PER86].

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \sigma_i} \quad (2.19)$$

σ_i, \dots unelastischer Kernwirkungsquerschnitt
 A, N_A, \dots s.o.

Material	λ_0	$\frac{g}{\text{cm}^2}$	λ_0/ρ [cm]
Polystyrol	82.0		77.4
Al	106.4		39.4
Fe	131.9		16.8
Pb	194.0		17.1
U	199.0		10.5

Tabelle 2.3: Nukleare Wechselwirkungslänge für verschiedene Materialien.

Die nukleare Wechselwirkungslänge λ_0 (vgl. Tabelle 2.3) ist im Vergleich zur Strahlungslänge X_0 in schweren Materialien groß. Daher müssen hadronische Kalorimeter größer als elektromagnetische sein, so daß alle Schauerteilchen ihre Energie im Kalorimeter deponieren und es nicht zu "Leckverlusten" kommt. Ein hadronisches Kalorimeter, in dem 95% der Energie eines 350 GeV Pions deponiert wird, muß eine Länge von etwa $8 \lambda_0$ haben.

Jeder hadronische Schauer im Kalorimeter enthält eine elektromagnetische Komponente, die vor allem durch den Zerfall von π_0 - und η_0 -Mesonen entsteht. Während die gesamte Energie der elektromagnetischen Schauerkomponente in Form von Ionisation an die Umgebung abgegeben wird, deponiert der hadronische Teil des Schauers einen Teil seiner Energie durch die Zertrümmerung und Anregung von Atomkernen im Kalorimeter. Die aufgebrachte Bindungsenergie der Nukleonen wird dabei nicht in ein meßbares Signal umgewandelt. Das Kalorimetersignal für einen hadronischen Schauer ist also kleiner als für einen elektromagnetischen Schauer. Die Fluktuationen um die elektromagnetische Komponente eines hadronischen Schauers sind energieunabhängig und führen zu einem relativen Fehler bei der Bestimmung der Schauerenergie, der nicht mit $1/\sqrt{E}$ kleiner wird.

Um diesen Fehler gering zu halten, wird versucht, *kompensierende* Kalorimeter zu bauen, d.h. Kalorimeter mit gleichem Ansprechverhalten für elektromagnetische und hadronische Schauer. Fluktuationen in der Zusammensetzung der Schauer haben so minimalen Einfluß auf die Signalfuktuationen.

Zum Bau von kompensierenden Kalorimetern eignen sich Absorbermaterialien mit hohem Z , so daß durch die Spallation von Atomkernen im Absorbermaterial bei hadronischen Ereignissen eine große Anzahl von Neutronen entsteht. In erster Näherung läßt sich dieser Vorgang folgendermaßen beschreiben: Hochenergetische Hadronen erzeugen in den Atomkernen des Kalorimeters eine sog. *intranukleare* Kaskade hochenergetischer Protonen und Neutronen, die den Kern größtenteils verlassen. Der stark angeregte Restkern kann dann Nukleonen "verdampfen" und dadurch *langsam* (in $\sim 10^{-20} s$) in einen stabilen Zustand kommen. Die verdampften Nukleonen sind bei Kernen mit großem Z aufgrund der Coulombbarriere und des Neutronenüberschusses schwerer Absorbermaterialien hauptsächlich Neutronen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Prozesse gibt [BER87].

Neutronen verlieren in Materialien mit hohem Z bei der Kollision mit einem Kern wegen des großen Massenunterschiedes viel weniger Energie als bei der Kollision mit freien Protonen. Im Samplingkalorimeter sind die Protonen der Wasserstoffatome des organischen Szintillators daher die hauptsächlichsten Reaktionspartner der Neutronen. Das führt dazu, daß der größte Teil der Energie der Neutronen im Szintillator deponiert wird. Die Rückstoß-Protonen erzeugen sodann durch Ionisationsverluste ein sichtbares Signal im Szintillator. Durch die

geeignete Wahl der Dicke des Absorber- und Szintillatormaterials kann Kompensation eingestellt werden [BER87]. $^{238}\text{Uran}$ eignet sich wegen seines hohen Atomgewichts und wegen der Möglichkeit n-induzierter Spaltung, bei der pro Spaltung weitere drei Neutronen freiwerden, besonders gut zum Bau eines kompensierenden Kalorimeters.

Die Energieauflösung beim Nachweis eines hadronischen Ereignisses ist selbst bei einem kompensierenden Kalorimeter schlechter als bei elektromagnetischen Ereignissen, da die kritische Energie zur Erzeugung von Hadronen wesentlich größer als für Leptonen ist (die Ruhemasse des Pi-Mesons ist ca. 280 mal größer als die eines Elektrons). Die Anzahl der Teilchen in einem hadronischen Schauer ist daher kleiner als vergleichsweise in einem elektromagnetischen Schauer, so daß Fluktuationen um die Teilchenzahl eine größere Bedeutung haben. Eines der genauesten bisher gebauten Kalorimeter zur Energiebestimmung hadronischer Schauer ist das ZEUS-Kalorimeter⁸. Es hat eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \simeq 35\%/\sqrt{E}$, E in GeV.

2.5 Uran-Szintillator Kalorimeter

Wie bereits angedeutet wurde, bietet die Verwendung von $^{238}\text{Uran}$ als Absorbermaterial die Möglichkeit, ein kompensierendes Kalorimeter mit guter Energieauflösung für hadronische Schauer zu bauen. Eine der Schwierigkeiten beim Bau eines Kalorimeters ist dessen genaue Kalibrierung. Besonders zeitliche Änderungen des Kalorimetersignals lassen sich schwer nachweisen. Solche Schwankungen können die unterschiedlichsten Ursachen und Entstehungsorte in der Meßapparatur haben. Beispielsweise können Alterungsprozesse oder Temperatureinflüsse auf die optischen Teile des Kalorimeters, die PMT oder die Ausleseelektronik zur Änderung der Signale führen.

Die Verwendung von $^{238}\text{Uran}$ als Absorbermaterial im Kalorimeter hat den Vorteil, daß ein Teil der beim Uranzerfall freiwerdenden Energie im Szintillator deponiert wird. Aufgrund der großen Halbwertszeit von $^{238}\text{Uran}$ ($4.5 \cdot 10^9$ Jahre) ist das so im Szintillator entstehende Signal zeitlich praktisch konstant. Der Nutzen eines solchen Signals zur Überprüfung der Langzeitstabilität eines Experimentes liegt auf der Hand.

In der Praxis wird zum Kalorimeterbau abgereichertes Uran verwendet, dessen $^{235}\text{Uran}$ -anteil bei etwa 0.2 Prozent liegt. $^{238}\text{Uran}$ zerfällt mit einer Halbwertszeit von ca. $4.5 \cdot 10^9$ Jahren unter Emission eines 4.2 MeV α -Teilchens in $^{234}\text{Thorium}$, anschließend mit einer Halbwertszeit von ca. 24 Tagen über β -Zerfall in ^{234}Pa und dann in $^{234}\text{Uran}$. Da der Zerfall des $^{234}\text{Uran}$ mit einer sehr großen Halbwertszeit erfolgt ($\sim 10^5$ Jahre) und der Anteil des $^{234}\text{Uran}$ sich durch die Abreicherung nicht im radioaktiven Gleichgewicht befindet, ist von den folgenden Zerfällen keine meßbare γ - oder β -Aktivität zu erwarten [MKU84].

Die Abbildung 2.3 zeigt eine Messung der vom Uranrauschen im Szintillator (SCSN-38⁹) deponierten Energie des Uran-Szintillator Kalorimeters, das im Rahmen dieser Diplomarbeit gebaut und verwendet wurde (siehe Kapitel 4). Die Auslesezeit beträgt 180ns, in denen etwa 10 Zerfälle stattfinden. Erst bei sehr viel längeren Auslesezeiten ist die deponierte Energie normalverteilt. Das ZEUS-Kalorimeter, das im folgenden Kapitel beschrieben wird, ist ein Uran-Szintillator Samplingkalorimeter.

⁸Das HELIOS Kalorimeter am CERN erreicht die bisher beste hadronische Energieauflösung von 33.7% [AKE87]

⁹SCSN-38 wird in Japan von der Fa. KYOWA hergestellt [ZEU89].

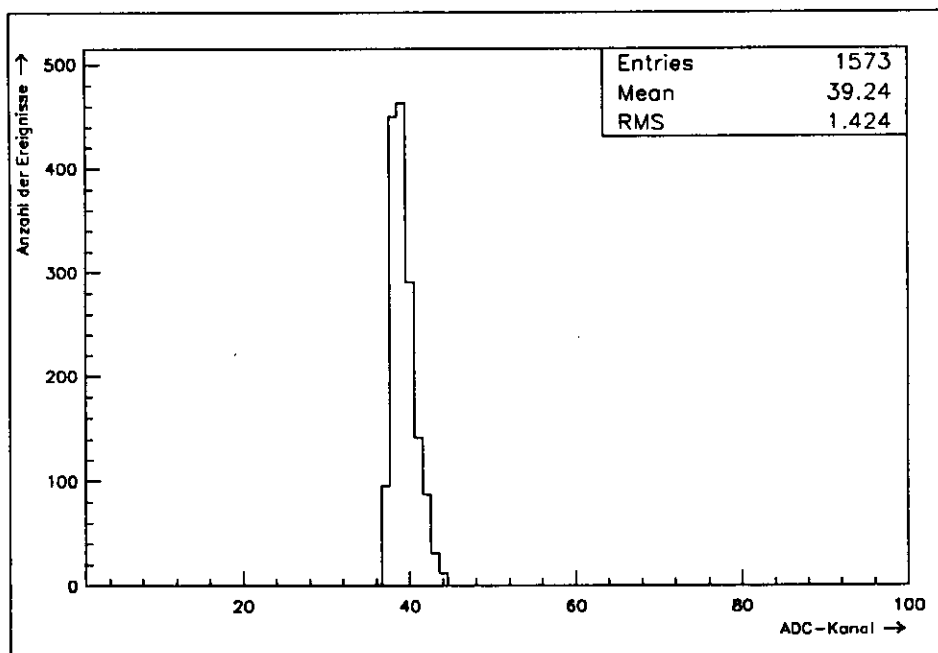


Abbildung 2.3: typisches Signal des Untergrundrauschens in einem Uran-Szintillator-Kalorimeter(ADC-gate ~ 180 ns).

3 Kalorimetrie im ZEUS-Experiment

3.1 Das ZEUS-Kalorimeter

Zur Bestimmung der kinetischen Energie der Sekundärteilchen einer Teilchenreaktion wird der ZEUS-Detektor mit einem hochauflösenden Kalorimeter ausgestattet. So stellt beispielsweise der Nachweis von Neutrinos¹⁰ besonders hohe Anforderungen an das ZEUS-Kalorimeter, da Neutrinos sich einzig über einen Fehlbetrag der Transversalenergie bestimmen lassen. Die Anforderungen an das ZEUS-Kalorimeter sind im folgenden ihrer Priorität nach aufgelistet:

- vollständige Ummantelung des Wechselwirkungspunktes mit Detektormaterial,
- Messung der Energie mit einer Energieauflösung von $\sigma_E/E = 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für hadronische und $\sigma_E/E = 18\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für elektromagnetische Schauer, E in GeV,
- Messung des Winkels, unter dem ein Strahl hochenergetischer Teilchen (Jet) den Wechselwirkungspunkt verläßt, mit einem maximalen Fehler von 10 mrad. Außerdem sollen verschiedene Jets, die nahe beieinander in das Kalorimeter eindringen, gut voneinander zu unterscheiden sein.
- Unterscheidung zwischen Hadronen und Elektronen sowohl für isolierte Elektronen, als auch für Elektronen in Jets.

Um dieser Vorgabe zu entsprechen, ist die für das ZEUS-Kalorimeter gewählte Bauform die eines Samplingkalorimeters mit organischem Szintillator (SCI) als Auslesematerial und abgereichertem ²³⁸Uran (DU¹¹) als Absorbermaterial. Mit einer Dicke der Uranplatten von 3.3mm, was einer Strahlungslänge entspricht, und einem 2.6mm starkem Szintillator ist der Bau eines kompensierenden Kalorimeters möglich, d.h. das Ansprechverhalten für elektronische und hadronische Schauer ist gleich ($e/h = 1$) [ZEU86,ZEU89].

Um eine gute Abdeckung des gesamten Wechselwirkungspunktes zu erreichen, ist das ZEUS-Kalorimeter in drei Baugruppen unterteilt, die den inneren Detektorbereich mit der Spurkammer und der supraleitenden Magnetspule umgeben (siehe Abb. 3.1):

- das Vorwärtskalorimeter (FCAL¹²), das einen Polarwinkel von $\theta = 2.2^\circ$ bis $\theta = 39.9^\circ$ überdeckt,
- das Zentrale Kalorimeter(BCAL¹³), das einen Polarwinkel von $\theta = 36.7^\circ$ bis $\theta = 129.1^\circ$ überdeckt,
- das Rückwärtskalorimeter(RCAL¹⁴), welches einen Polarwinkel von $\theta = 128.1^\circ$ bis $\theta = 176.5^\circ$ überdeckt.

Mit dieser geometrischen Anordnung wird eine Raumwinkelabdeckung von 99.8% in Vorwärtsrichtung und von 99.5% in Rückwärtsrichtung erreicht. Lediglich die Öffnungen für das Strahlrohr sind im Kalorimeter ausgespart.

¹⁰Neutrinos entstehen z.B. durch den in Abbildung 1.1 dargestellten Prozeß

¹¹Depleted Uranium besteht aus 98.4% ²³⁸Uran, etwa 0.2% ²³⁵Uran und 1.4% Nb bei $\rho_{DU} = 18.5g\text{ cm}^{-2}$ [ZEU89].

¹²FCAL: Forward CALorimeter

¹³BCAL: Barrel CALorimeter

¹⁴RCAL: Rear CALorimeter

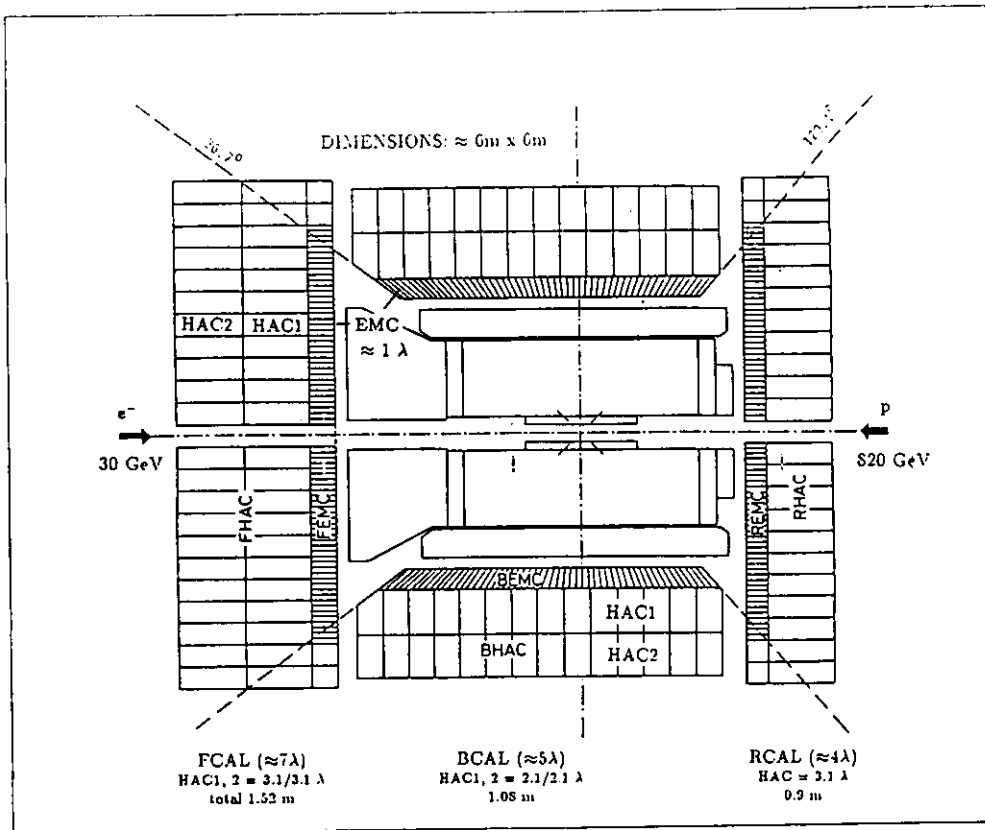


Abbildung 3.1: Das ZEUS-Kalorimeter im Längsschnitt parallel zum Strahlrohr [ZEU89].

Die drei Komponenten FCAL, BCAL und RCAL sind ihrerseits wieder in einander ähnliche, funktionale Untergruppen (Module, Türme, Sektionen und Streifen) gegliedert.

3.2 Das Vorwärts- und Rückwärtskalorimeter

Die beiden Kalorimeterkomponenten FCAL und RCAL sind aus je 24 gleichartigen Modulen von je 20cm Breite zusammengestellt. Die Module unterscheiden sich lediglich in der Bauhöhe, um den Abschluß an den Enden des BCAL zu bilden.

Der Aufbau eines Moduls und seine Unterstruktur wird in Abbildung 3.3 dargestellt. Ein Modul besteht aus bis zu 23 Türmen von je $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Türme sind hinsichtlich ihrer Auslese longitudinal in drei Sektionen gegliedert. Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten ist die elektromagnetische Sektion (EMC), dahinter folgen zwei hadronische Kalorimetersektionen (HAC1 und HAC2). Da elektromagnetische Schauer im Kalorimeter eine wesentlich geringere laterale Ausdehnung als hadronische Schauer haben, ist das EMC in den Bereichen, die nicht vom BCAL verdeckt werden, zwecks besserer Ortsauflösung im FCAL vierfach in Streifen von $5 \times 20 \text{ cm}^2$ und im RCAL zweifach in Streifen von $10 \times 20 \text{ cm}^2$ unterteilt. Nur in den Randbereichen wird das EMC nicht unterteilt. Weiterhin unterscheidet sich das RCAL vom FCAL im Fehlen der HAC2-Sektion, da hochenergetische hadronische Jets nur in Vorwärtsrichtung (Richtung des Schwerpunktes der auslaufenden Sekundärteilchen) zu erwarten sind.

Die Tiefe der Kalorimetermodule beträgt 25 Strahlungslängen in der EMC-Sektion ($\sim 1\lambda_0$,

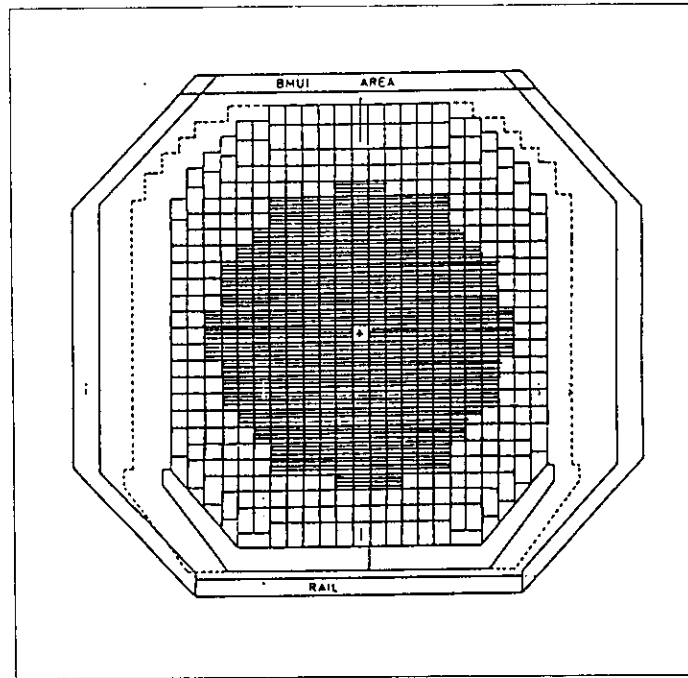


Abbildung 3.2: Ansicht des FCAL vom Wechselwirkungspunkt [ZEU89].

24.1 cm) und etwa 3 nukleare Wechselwirkungslängen λ_0 für jede HAC-Sektion.

Die Uranplatten im Kalorimeter sind innerhalb eines Moduls nicht weiter unterteilt. Alle DU-Platten sind in eine Edelstahlfolie (*Cladding*) eingeschweißt. Mit der Ummantelung läßt sich außerdem die Radioaktivität der DU-Platten abschirmen und so durch die Wahl einer geeigneten Dicke die Stärke des Signals der Uranradioaktivität einstellen. Die Szintillatoren sind in Papier mit einem hohen Reflexionskoeffizienten gekleidet, um die Lichtausbeute im Szintillator optimal zu gestalten. Dabei geschieht folgendes: ein Schauerteilchen regt organische Moleküle im Szintillator¹⁵ an, die daraufhin in einem strahlungslosen Übergang einen ersten Fluor anregen. Dieser emittiert Licht bei einer Wellenlänge im UV-Bereich. Dieses Licht, welches eine relativ kurze Reichweite im Szintillator hat, wird dann von einem zweiten Fluor absorbiert, welcher Licht im sichtbaren Bereich emittiert, das in der Folge zum PMT geleitet wird. Nun können Lichtverluste nach dem ersten Fluor in den Randbereichen des Szintillators auftreten, indem die kurzreichweitigen, hochenergetischen Photonen den Szintillator verlassen. Hier hat das Papier die Funktion, diese hochenergetischen Photonen in den Szintillator zurückzereflektieren. Ferner verbessert ein auf das Papier gedrucktes Muster die Uniformität des Signals im Szintillator. In der Tabelle 3.1 sind alle Materialien einer Kalorimeterschicht mit den zugehörigen Strahlungslängen und Maßen aufgeführt.

Das vom Teilchenschauer im Szintillator erzeugte Licht gelangt über interne Totalreflexion zum Wellenlängenschieber und wird dort von Farbstoffmolekülen absorbiert und bei einer größeren Wellenlänge reemittiert. Da die Reemission isotrop geschieht, gelangt ein Teil des Lichtes durch interne Totalreflexion zu den Kanten des Wellenlängenschiebers. Drei der

¹⁵SCSN38 besteht aus 99% Polystyrol und den beiden Fluoren b-PBD (1%) und BDB (0.02%). Eine genaue Beschreibung des Szintillators und der Szintillationsprozesse findet sich in [BLÖ88].

Material	Dicke in mm	Dicke in X_0	Dicke in λ_0
Stahl	0.2	0.011	0.0012
Uran	3.3	1.000	0.0305
Stahl	0.2	0.011	0.0012
Szintillator	2.6	0.006	0.0033
Papier	0.7		
Zwischenräume	0.6		
Summe	7.6	1.028	0.0362

Tabelle 3.1: Zusammenstellung einer Schicht aktiven und passiven Detektormaterials im EMC [ZEU89].

vier Kanten sind mit reflektierenden Aluminiumfolien belegt. An der vierten Seite ist der Wellenlängenschieber in Streifen geschnitten, die so aufeinandergeklebt sind, daß das Ende näherungsweise ein Quadrat mit 2cm Kantenlänge¹⁶ bildet. Hier sitzt die Kathode der Photoröhre, in der das Licht in einen elektrischen Strompuls gewandelt wird (siehe Abb. 3.3).

Ein elektromagnetischer Schauer mit einer kleineren longitudinalen Ausbreitung als vergleichsweise ein hadronischer Schauer derselben Energie (siehe Kapitel 2) wird vollständig im elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) absorbiert. Hadronische Schauer durchdringen das EMC und deponieren den größten Teil ihrer Energie im HAC1 oder HAC2. So kann durch die longitudinale Segmentierung des Kalorimeters schon eine grobe Unterscheidung von hadronischen und elektronischen Ereignissen stattfinden. Um eine genaue Hadron-Elektron Separation zu erreichen, sind nach jeweils drei und sechs Strahlungslängen im ZEUS-Kalorimeter Siliziumdioden geplant, welche durch die in ihnen deponierte Ladung Auskunft über die Schauerentwicklung am jeweiligen Ort geben.

¹⁶nur bei HAC-Wellenlängenschiebern, die EMC-Wellenlängenschieber sind entsprechend der unterteilten Signalauslese kleiner.

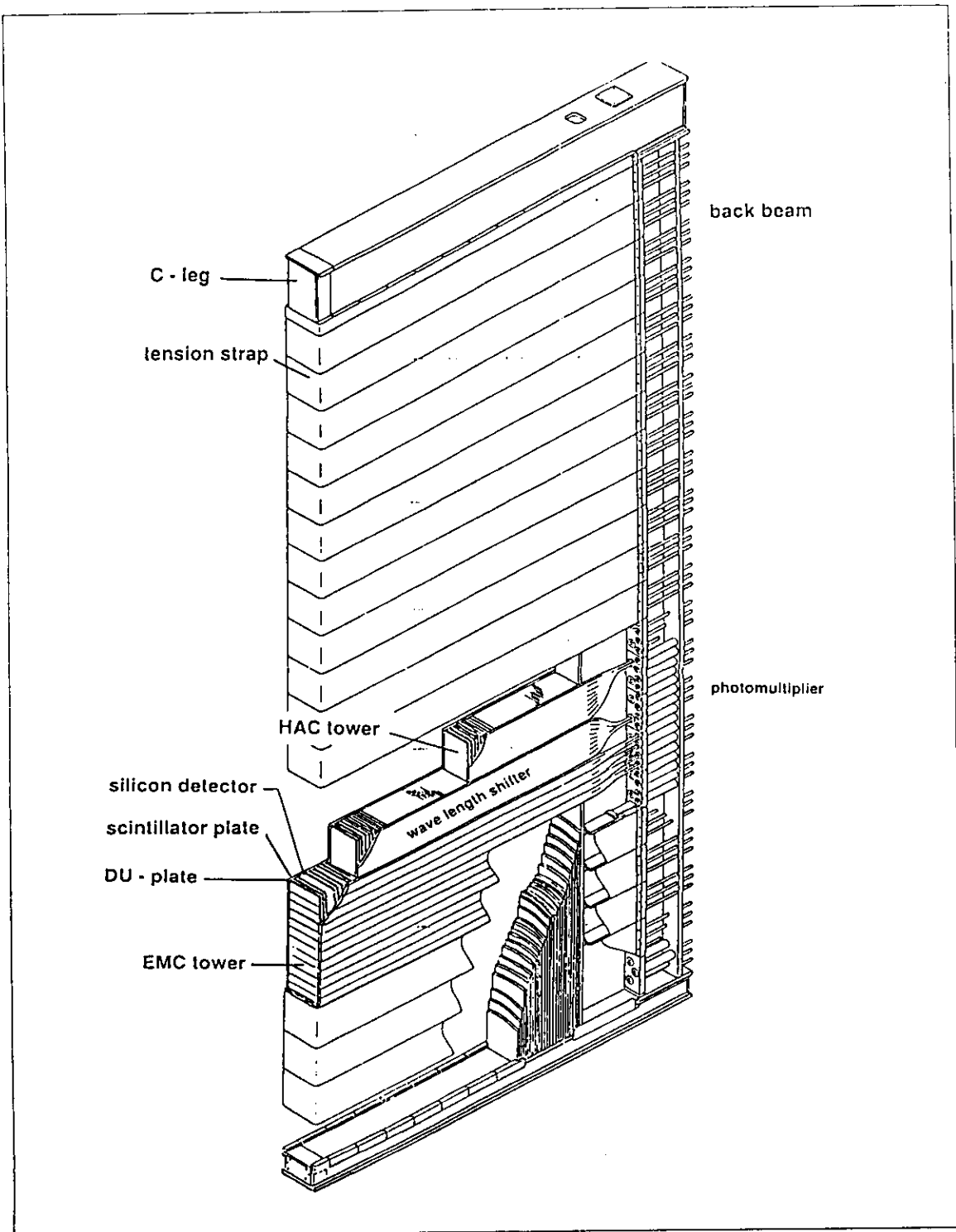


Abbildung 3.3: Der längste FCAL-Modul und seine Substruktur [ZEU89].

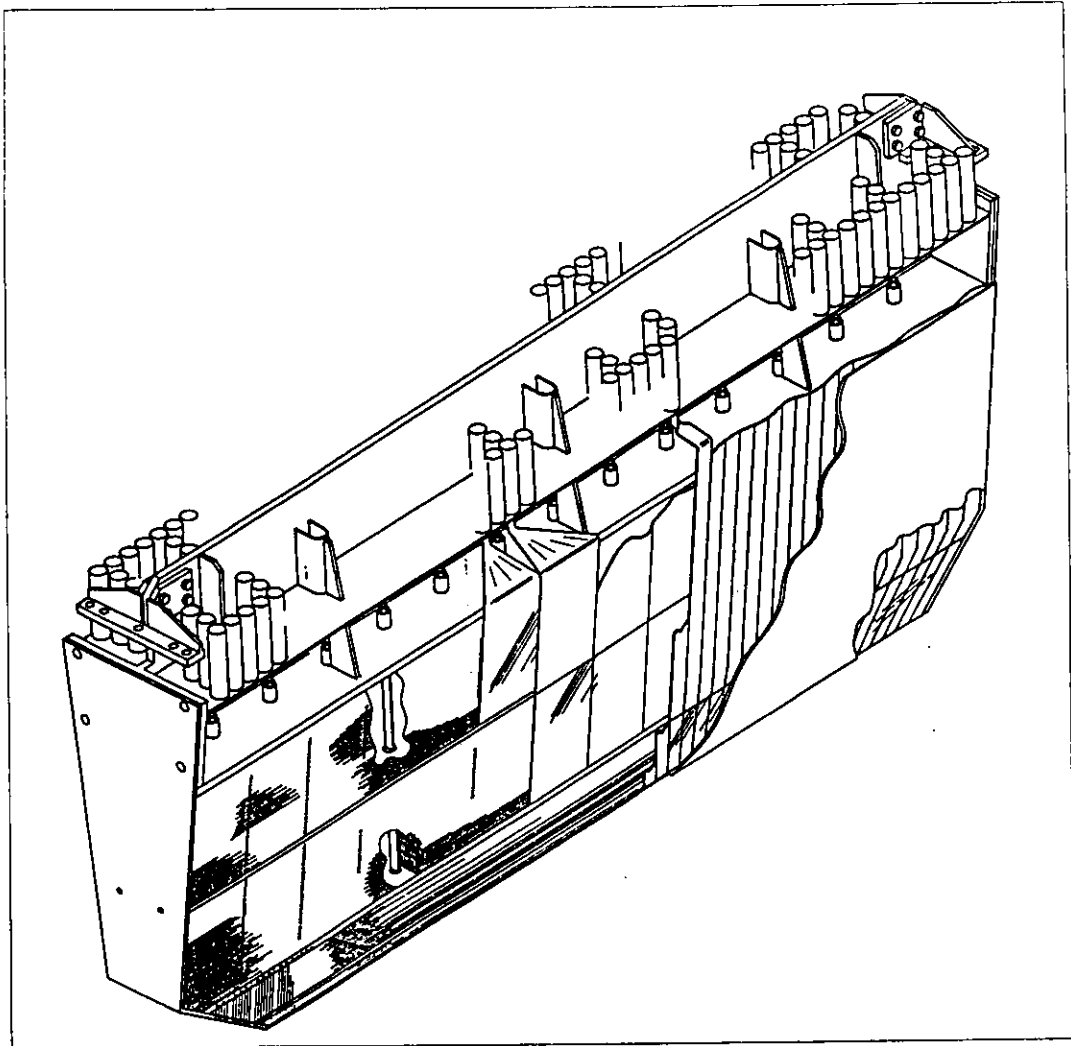


Abbildung 3.4: Blick auf einen BCAL-Modul [ZEU89].

3.3 Das Zentrale Kalorimeter

Das Zentrale Kalorimeter (BCAL, siehe Abb. 3.4) besteht aus 32 baugleichen Modulen, die wie ein Zylindermantel den Magneten im Detektor umgeben. Vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet erstreckt sich das BCAL über einen Winkel von $\theta = 36.7^\circ$ bis $\theta = 129.1^\circ$. Die Module sind — abgesehen vom BCAL-EMC — nicht projektiv in bezug auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet, so daß es zwischen ihnen keine Leckverluste geben kann. Bis auf den mechanischen Aufbau, der zwischen den Komponenten des EMC, HAC1 und HAC2 Stahlplatten zur Stabilisierung der Segmente vorsieht, und der äußeren Form des EMC gibt es weiter keine wesentlichen funktionellen Unterschiede zwischen dem BCAL und den anderen beiden Kalorimeterkomponenten. Die gesamte Tiefe des BCAL beträgt $5.3 \lambda_0$.

Die Tabelle 3.2 zeigt die Tiefe der verschiedenen Kalorimeterbaugruppen des FCAL, RCAL und BCAL.

Elektromagnetisches Kalorimeter		
	Uran-Szintillator Lagen	λ
FCAL	25	$\sim 1\lambda$
BCAL	23	$\sim 1\lambda$
RCAL	25	$\sim 1\lambda$
Hadronisches Kalorimeter 1 (HAC1)		
	Uran-Szintillator Lagen	λ
FCAL	80	~ 3.1
BCAL	48	~ 2.1
RCAL	80	~ 3.1
Hadronisches Kalorimeter 2 (HAC2)		
	Uran-Szintillator Lagen	λ
FCAL	80	~ 3.1
BCAL	48	~ 2.1
RCAL	Hier existiert keine HAC2 Sektion	

Tabelle 3.2: Tiefe der Baugruppen des ZEUS-Kalorimeters.

3.4 Kalibrierung des ZEUS-Kalorimeters

Das Ziel der Kalibrierung ist, das Antwortverhalten des ZEUS-Kalorimeters in Hinblick auf Fertigungstoleranzen und Alterungsprozesse der einzelnen Komponenten zu erkennen und zu speichern, um in der Auswertung der Daten die Kalorimetersignale korrigieren zu können. Dabei gilt es, die Signalbildung, -weiterleitung und -verarbeitung in allen Komponenten des Kalorimeters zu verfolgen und quantitativ festzulegen. Hierzu werden verschiedene Kalibrierungsmethoden eingesetzt, die schließlich eine Energiebestimmung mit der Genauigkeit von 1% ermöglichen sollen. Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der Eichung des ZEUS-Kalorimeters gegeben [ZEU89]:

- Das Uranrauschen zur Messung der Langzeitstabilität:
Die natürliche Radioaktivität der Absorberplatten (UNO) eignet sich wegen der sehr großen Halbwertszeit von Uran hervorragend zur Messung der Langzeitstabilität des Kalorimeters (siehe Kapitel 2). Die vom UNO im Szintillator deponierte Energie hängt nur von der Größe der DU-Platten ab¹⁷ und ist daher für alle Kalorimeterstreifen bestimmbar. Durch den Vergleich des Signals der Uranradioaktivität der verschiedenen Kalorimeterkomponenten läßt sich nun die Hochspannung an den Photoröhren so einstellen, daß die Verstärkung¹⁸ für alle Kalorimeterstreifen gleich ist. In der gleichen Weise lassen sich durch das Signal der Uranradioaktivität Verstärkungsänderungen einzelner Kalorimeterstreifen im Betrieb feststellen.
- Eichung mittels γ -Quellen:
Das ZEUS-Kalorimeter wird ferner mittels ^{60}Co -Quellen kalibriert, die durch Röhren

¹⁷einzige Ausnahme bildet die HAC1-Sektion des FCAL, in der es ein zusätzliches magnetisches Cladding gibt, sowie die HAC2-Sektion, in der ein zusätzliches nichtmagnetisches Cladding angebracht ist.

¹⁸Die Verstärkung von Photoröhren ist stark von der Hochspannung abhängig ($\sim V^7$)

in den Kassetten der Wellenlängenschieber bewegt werden und zusätzlich zum Uranrauschen ein Signal in den einzelnen Szintillatorplatten erzeugen. So lassen sich Fertigungstoleranzen der Szintillatorplatten relativ zueinander bestimmen. Außerdem kann mit dieser Methode die Abschwächung des Szintillatorsignals im Wellenlängenschieber bestimmt werden.

- **Lichteinspeisung auf die Photoröhren:**

Die Einspeisung von Licht durch dünne, lichtleitende Fasern auf die Kathoden der PMT bietet die Möglichkeit, deren Verstärkung und Linearität zu messen. Dabei werden als Lichtquelle ein N_2 -Laser (blaues und grünes Licht) und Leuchtdioden (AC sowie DC Betrieb) verwendet.

- **Eichung mit verschiedenen Teilchenarten:**

Die absolute Energieeichung der Kalorimetermodule wird mit Teilchen vorgenommen, deren Energiedeposition im Kalorimeter bekannt ist. Dazu gibt es am CERN in Genf einen Teststand, an dem ein Teil der Kalorimetermodule mit Elektronen, Myonen und Pionen aus dem Teilchenstrahl kalibriert werden. In einem zweiten Teststand am DESY in Hamburg werden kosmische Myonen zur Kalibration verwendet. Myonen durchdringen das gesamte Kalorimeter und deponieren nur einen kleinen, errechenbaren Teil ihrer Energie.

In dieser knappen Darstellung wurde auf die Kalibrierung der Ausleseelektronik nicht weiter eingegangen, da sie nicht das Kalorimeter, sondern lediglich die Verarbeitung seiner Signale betreffen.

3.5 Mögliche Magnetfeldeinflüsse auf das Kalorimeter

Im ZEUS-Experiment wird in der Mitte der supraleitenden Spule ein Magnetfeld von maximal 1.8 Tesla aufgebaut, das nach außen hin erst vom Eisenjoch vollständig abgeschirmt wird. Im Bereich des Kalorimeters existieren Felder bis zu ~ 0.9 Tesla, wie auf der Magnetfeldkarte auf Abbildung 3.5 deutlich wird. Das Kalorimetersignal von Teilchenschauern kann durch die folgenden Magnetfeldeffekte beeinträchtigt werden:

- Die Änderung der Verstärkung der Photoröhren durch residuale Felder innerhalb der Abschirmung der Photoröhren,
- mechanische Kräfte auf magnetisches Material im Kalorimeter,
- Änderung der Kalorimeterantwort durch Weglängen- und Festkörpereffekte.

Die Verstärkung von Photoröhren wird schon von kleinen Magnetfeldern ($\sim 10^{-4}$ Tesla) stark beeinflusst, da die Elektronenkaskade zwischen Anode und Kathode sich unter Magnetfeldeinfluß anders als im feldfreien Betrieb ausbreitet. Im ZEUS-Kalorimeter treten im Bereich der Photoröhren Felder bis zu 0.03 Tesla auf [ZEU89], die entsprechend abzuschirmen sind. Dazu werden 1.5 mm starke μ -Metallzylinder verwendet, die in 4mm starken Eisenzylindern stecken. In dieser Struktur befindet sich die Photoröhre dann in einem ausreichend kleinen Magnetfeld (siehe Abb. 3.6)

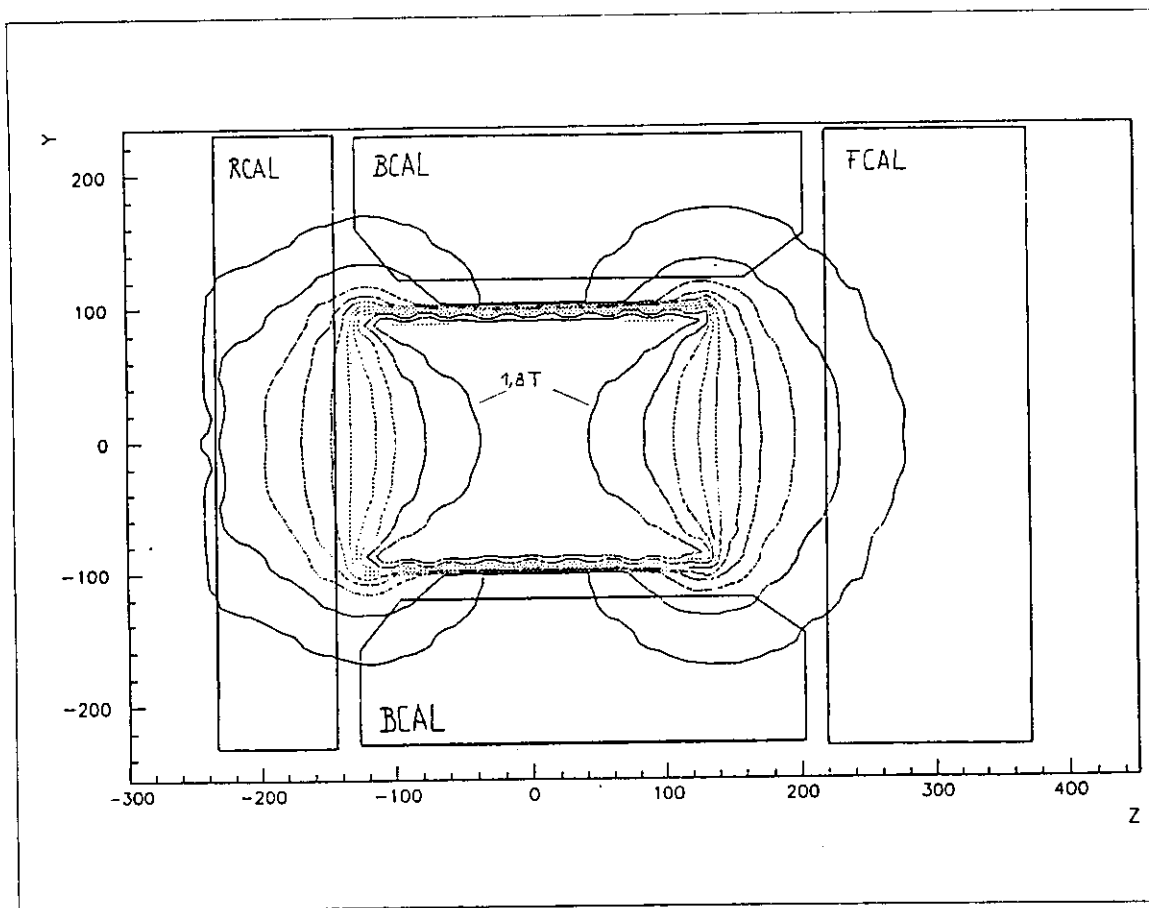


Abbildung 3.5:

Dargestellt sind die Höhenlinien der Magnetfeldstärke in Schritten von 0.2 Tesla im Inneren des Eisenjochs. Im linken Bereich neben der supraleitenden Spule beträgt das Magnetfeld in der EMC-Sektion des RCAL maximal 0.91 Tesla und im Mittel über das Volumen der am stärksten betroffenen EMC-Sektion 0.796 Tesla (Zahlenwerte aus Simulationsrechnungen von F.Corriveau, die gute Übereinstimmung mit durchgeführten Messungen zeigt [priv. Mitteilung]).

Da sowohl der Rahmen, der das Kalorimeter hält, als auch die Abschirmung der Photoröhren aus Eisen bzw. magnetischem Material sind, werden Kräfte auf das Kalorimeter und die Magnetspule ausgeübt. Besonders die Spule erfährt aufgrund ihrer asymmetrischen Lage im Detektor eine Kraft, die in Richtung RCAL wirkt. Zur Kompensation dieser magnetischen Kräfte ist in der HAC1-Sektion der FCAL-Module eine zusätzliche magnetische Folie um die Uranplatten gelegt. Das UNO-Signal wird in diesem Bereich abgeschwächt, da die Radioaktivität des Urans durch die zusätzliche Folie abgeschirmt wird. Im Inneren dieser Folie ist das Magnetfeld gesättigt, so daß hier zu untersuchen ist, ob die signalbildende β -Komponente der Uranradioaktivität im Magnetfeld besonderen Einflüssen unterliegt.

Ein direkter Magnetfeldeinfluß auf das Kalorimeter besteht in der Ablenkung geladener Teilchen in Schauern, dem sog. Weglängeneffekt. Abhängig von der Magnetfeldstärke verändert sich die effektive Weglänge und damit die Energie, die in den verschiedenen Ka-

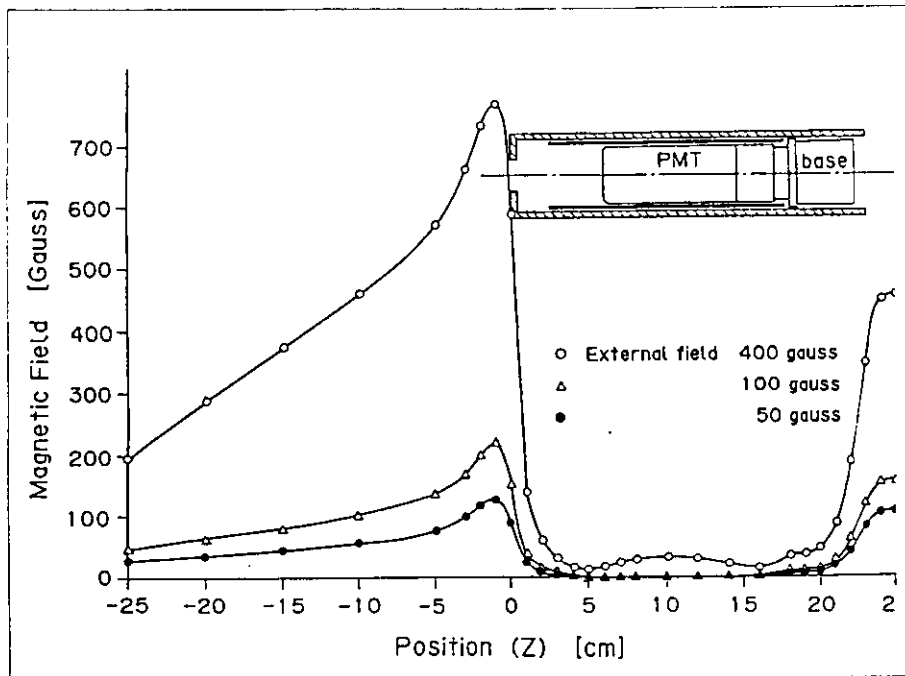


Abbildung 3.6: Die Abschirmung der PMT im ZEUS-Experiment [ZEU89].

lorimeterschichten deponiert wird. Bisher ist dieser Effekt nicht weiter untersucht worden, jedoch ist ein Einfluß besonders auf niederenergetische Elektronen, bei denen die magnetische Ablenkung der Ablenkung durch Coulombstreuung im Feld der Atomkerne gleicht, nicht auszuschließen.

Ein weiterer Effekt ist der Anstieg der Szintillatorlichtausbeute im Magnetfeld. Dazu sind von D. Blömker und B. Krebs Messungen durchgeführt worden, die schon bei kleinen Feldern einen Anstieg der Lichtausbeute um 1% [BLO88, KRE89] zeigen (Abbildung 3.7). Durch die sorgfältige Konfiguration der Experimente konnten dabei die oben beschriebenen Weglängeneffekte ausgeschlossen werden. Der zugrundeliegende Effekt ist als Festkörpereffekt verstanden [SWE73].

Unter Berücksichtigung der möglichen und schon gemessenen Magnetfeldeinflüsse läßt sich eine Änderung der ZEUS-Kalorimetersignale erwarten. Das Ziel dieser Diplomarbeit ist es, Aufschluß über die Reaktion des Kalorimeters auf Magnetfelder als Ganzes zu erhalten. Um eine auf 1% genaue Kalibrierung des ZEUS-Kalorimeters zu erreichen, wird die Vermessung der Kalorimetersignale im Magnetfeld mit 0.25% Genauigkeit angestrebt.

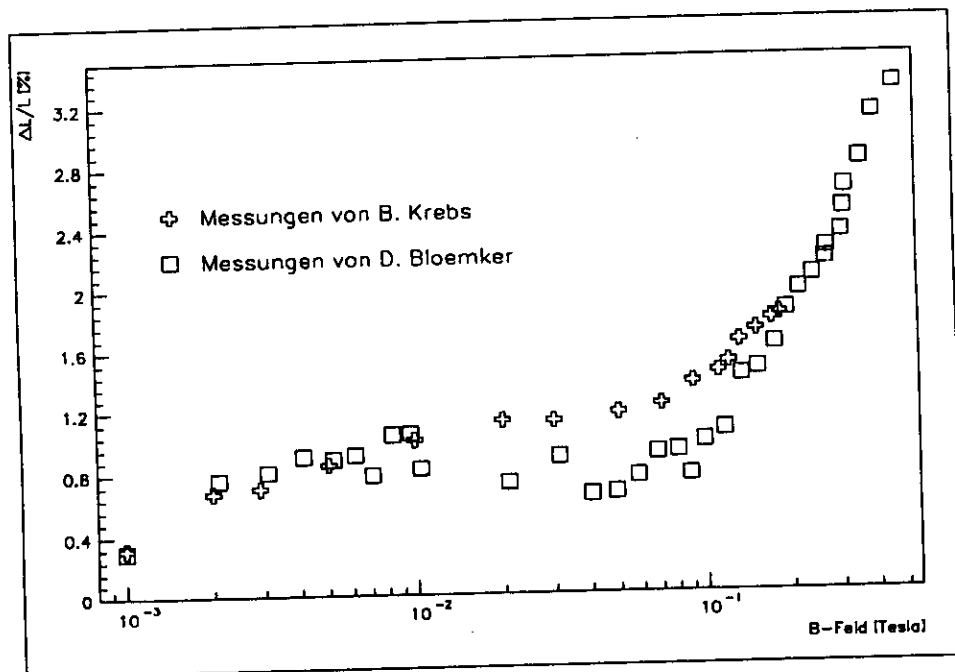


Abbildung 3.7: Einfluß von Magnetfeldern auf die Lichtausbeute im Plastikszintillator SCSN38 [BLÖ88,KRE89].

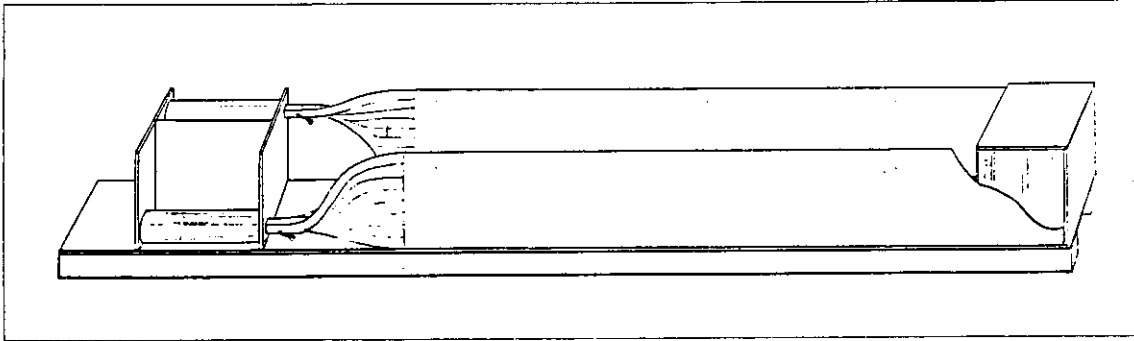


Abbildung 4.1: Das Uran-Szintillator Testkalorimeter, mit dem im Rahmen dieser Diplomarbeit gemessen wurde.

4 Versuchsaufbau und Messungen

4.1 Kalorimeteraufbau

Im Dezember 1989 wurde in Zusammenarbeit mit der Universität Toronto in Kanada ein kleines Uran-Szintillator Kalorimeter gebaut, um damit Magnetfeldabhängigkeiten des Signals eines Teilchenschauers und des Uranrauschens zu untersuchen. Die Frontfläche des Kalorimeters beträgt $22 \times 22 \text{ cm}^2$, die Tiefe 23 Strahlungslängen.

Der mechanische Rahmen des Kalorimeters besteht aus einem Untergestell mit einer Aluminiumplatte auf zwei Aluminium-Vierkantrohren. Auf der Platte sind die aktiven Kalorimeterteile sowie die Halterungen der Photoröhren montiert. Vorn und hinten bilden zwei $22 \times 22 \text{ cm}^2$ Aluminiumplatten den Abschluß des Kalorimeters. Nach oben und zur Seite hin wird das Kalorimeter durch zwei Aluminiumdeckel geschlossen. Der gesamte innere Teil des Kalorimeters ist auf der Abbildung 4.1 dargestellt. Die 25 Uranplatten im Kalorimeter sind 3.1mm dick und mit derselben Edelstahlummantelung wie die Absorberplatten im ZEUS-Kalorimeter versehen. Ebenso haben die Szintillatorplatten (SCSN-38) mit 2.6mm die gleiche Dicke wie im ZEUS-Kalorimeter und sind gleichfalls in weißem Papier verpackt. Damit Uranplatten und Szintillatorplatten nicht direkt aufeinanderliegen, haben die Szintillatorplatten an den Ecken Aussparungen von $13.8 \times 2.5 \text{ mm}^2$. Sogenannte *Spacer*, d.h. kleine Metallquader von $3 \times 3 \times 4 \text{ mm}^3$, die hier eingeschoben werden, halten einen definierten Abstand und tragen gegebenenfalls die Uranplatten, wenn das Kalorimeter geneigt wird. Diese Technik findet auch im ZEUS-Experiment Verwendung.

Die Auslese der Szintillatoren erfolgt an gegenüberliegenden Seiten durch zwei HAC1-Wellenlängenschieber aus PMMA (Polymethacrylsäuremethylester), die das Szintillatorlicht auf Photoröhren¹⁹ leiten. In der Nähe der Photoröhren ist auf jeden der Wellenlängenschieber eine optische Einspeisevorrichtung für Lichtleiter geklebt. Hier wird das Lichtsignal einer Leuchtdiode auf beide Photokathoden geleitet. Im folgenden wird das so entstehende Signal *LED-Signal* genannt werden. Die Spannungsversorgung der einzelnen Dynoden der Photoröhren geschieht durch aktive Spannungsteiler, deren Funktionsweise aus dem folgenden Schaltplan auf Abbildung 4.2 ersichtlich wird. Die Versorgungsspannung von etwa 18V-20V wird am Oszillator in eine hochfrequente Wechselspannung transformiert. Über eine Dioden-

¹⁹Hamamatsu R580

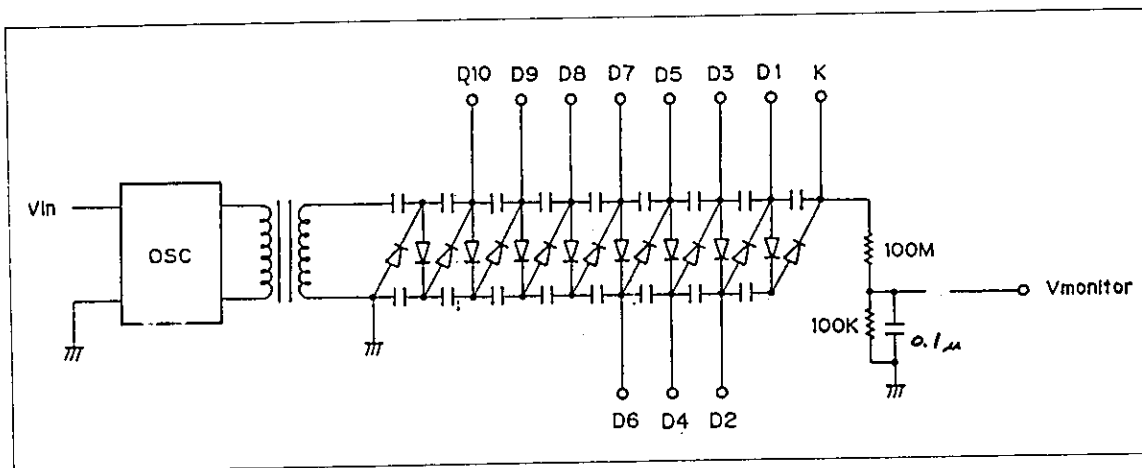


Abbildung 4.2: Prinzipieller Schaltplan der im ZEUS-Kalorimeter benutzten Spannungsversorgung für die Photoröhren (Cockcroft-Walton Base).

kaskade werden die verschiedenen Hochspannungen für die Dynoden erzeugt. Der Vorteil dieser aktiven Schaltung gegenüber einem passiven Spannungsteiler, der eine Hochspannung von mehreren tausend Volt zu unterteilen hätte, ist die geringere Stromaufnahme. Damit ist eine geringere Erwärmung des Spannungsteilers und dadurch ein stabilerer Betrieb möglich.

Das Uran-Szintillator Testkalorimeter entspricht mit diesem Aufbau weitgehend einer EMC-Sektion eines FCAL-Moduls. Der einzige wesentliche Unterschied besteht in der einheitlichen Auslese der Szintillatoren durch einen HAC1-Wellenlängenschieber. Der Vorteil dieses vereinfachten Ausleseverfahrens ist eine höhere Lichtausbeute bei einer geringeren Anzahl von auszulesenden Photoröhren.

4.2 Experimenteller Aufbau im DESY-Teststrahl 21

Der Aufbau des Experiments erfolgte am DESY-Teststrahl 21, in dem Elektronen mit einer Energie von 2 GeV bis 6 GeV zur Verfügung stehen. Zur Erzeugung dieser Elektronen (Abbildung 4.3) befindet sich im Strahlrohr des Synchrotrons ein Kohlefadentarget. Die Strahlelektronen werden unelastisch im Feld der Atomkerne des Targets gestreut, wobei Bremsstrahlung entsteht. Die Bremsstrahlungsphotonen erzeugen in einem Konverterblech Elektron-Positron Paare, die über Kollimatoren und Ablenkmagneten eine Impulsselektion erfahren. So werden wahlweise Elektronen oder Positronen eines bestimmten Impulses zum Kollimator am Teststrahl 21 geleitet.

Weiterhin steht am Teststrahl 21 ein Dipolmagnet mit einer Jochhöhe von 36cm zur Verfügung, mit dem Felder bis 1.4 Tesla zu erzeugen sind. Über eine Länge von 40cm ist das Magnetfeld nahezu konstant. Das Kalorimeter wurde mit dem aktiven Teil in diesen Magneten gestellt.

Für die Erkennung von Strahlelektronen gibt es im Teststrahl 21 vier Szintillationszähler, in denen das von durchfliegenden Elektronen (oder Positronen) erzeugte Szintillationslicht durch geeignete Lichtleiter auf eine Photoröhre geleitet wird. Der erste Zähler, mit einer großen aktiven Fläche und einer Dicke von 1 cm, befindet sich direkt hinter dem Kollimator. Die restlichen drei Triggerzähler unterscheiden sich vom ersten in der äußeren Form des

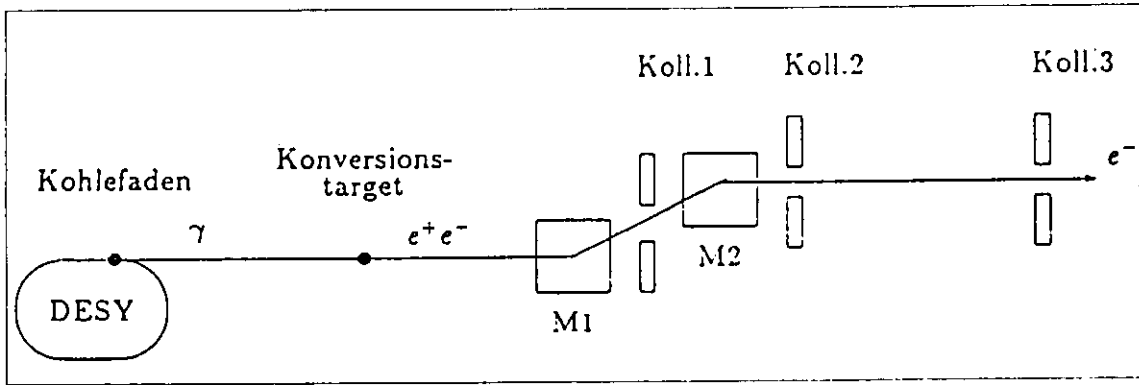


Abbildung 4.3: Erzeugung des Elektronenstrahls

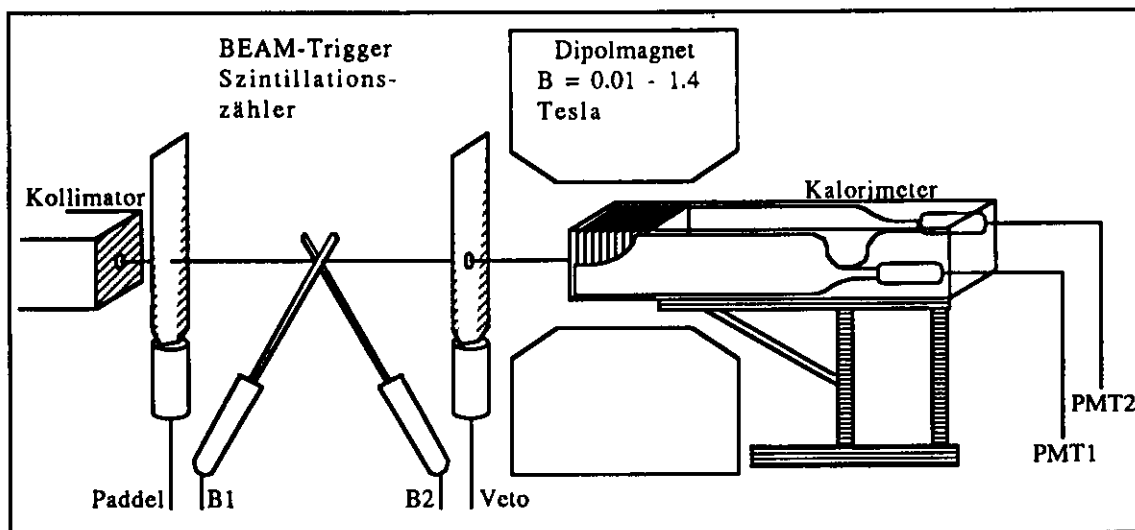


Abbildung 4.4: Aufbau des Experimentes am DESY-Teststrahl 21.

Szintillators. So sind der zweite und dritte Triggerzähler aus je einem 1cm breiten, 0.2 cm dicken und etwa 2cm langem Szintillatorstreifen gebaut. Beide Zähler sind um 90 Grad zueinander gedreht. Als letztes folgt ein Vetozähler mit einem Loch von 2cm Durchmesser in der Mitte. Die Zähler sind so aufgestellt, daß ein Strahlteilchen in den ersten dreien ein Signal erzeugt und durch das Loch im Vierten genau hindurchfliegt. Ein Strahlelektron ist also durch ein gleichzeitiges Signal der PMT der ersten drei Szintillationszähler und keinem Signal des PMT vom vierten Zähler zu identifizieren. Der Aufbau des Experimentes ist in Abbildung 4.4 skizziert.

4.3 Signalarten und Datenerfassungssystem

Die Aufgabe eines Datenerfassungssystems (DAQ) besteht in der Wandlung der analogen Signale der PMT in eine maschinenlesbare Form. Die wesentlichen Komponenten des DAQ sind ein Analog-Digital-Wandler (ADC), in dem analoge Signale zur Weiterverarbeitung in

digitale Signale gewandelt werden und ein Rechner, der die digitalisierten Signale speichert.

Bevor im Detail auf die unterschiedliche elektronische Verarbeitung der Signale der Photoröhren eingegangen wird, seien die verschiedenen im Experiment gemessenen Signalarten erläutert:

- BEAM-Signal:
Signal eines Elektronenschauers im Kalorimeter.
- PED-Signal:
Das PEDESTAL-Signal wird durch Auslesen der Photoröhren ohne Elektronenstrahl gemessen. So wird der Nullpunkt der Ausleseelektronik und des PMT-Signals festgelegt. In das PMT-Signal geht das Rauschen der Photoröhren und die Energiedeposition des Uranrauschens im Szintillator ein.
- LED-Signal:
Wie schon in Kapitel 4.1 erwähnt, wird der Lichtblitz einer Leuchtdiode über Lichtleiter auf die Kathode der Photoröhre eingespeist. Der besondere Wert liegt für dieses Experiment in der Magnetfeldunabhängigkeit des LED-Signals, wodurch magnetfeldbedingte Verstärkungsänderungen der PMT nachweisbar sind.
- UNO-Signal:
Das Signal des Uranrauschens ist im ZEUS-Experiment eine wichtige Größe zur Kalibrierung und somit auch auf Magnetfeldabhängigkeiten zu untersuchen.
- UPED-Signal:
Da das UNO-Signal über eine andere Elektronik ausgelesen wird als das BEAM- und LED-Signal, wird eine getrennte Pedestal-Messung für diese Elektronik notwendig.

Die eigentlichen Messgrößen sind also das BEAM- und das UNO-Signal, wohingegen das LED-Signal zur Prüfung der Abschirmung der Photoröhren gegen das Magnetfeld benutzt wird. Für alle Messungen wird das Untergrundrauschen (PED, UPED) gemessen, um den Nullpunkt festzulegen.

Die Dauer eines PMT-Pulses beträgt etwa 50 Nanosekunden für BEAM-Signale und 150 Nanosekunden für LED-Signale. Das UNO-Signal besteht, ähnlich den Pedestal-Signalen, aus einer Vielzahl niederenergetischer Pulse und kann daher näherungsweise als konstanter Strom an der Anode des PMT beschrieben werden. Die Wandlung der analogen Signale zur digitalen Weiterverarbeitung geschieht durch Analog-Digitalwandler²⁰. Dabei wird während einer vorgegebenen Zeit, der *Gatezeit*, die Ladung des Stromimpulses der Photoröhren auf einem Kondensator im ADC gesammelt und anschließend in ein digitales Signal gewandelt.

Durch ein Signal am *Gate*-Eingang wird der ADC etwa 10ns vor Eintreffen des Signals der Photoröhren eingeschaltet. Die Dauer des Gatesignals ist so groß gewählt, daß der gesamte Strompuls der Photoröhre vom ADC gewandelt wird. Die Signalaufnahme wird durch Abbildung 4.5 verdeutlicht.

Im ADC wird Ladung nur in einem begrenzten Bereich in ein digitales Signal gewandelt. Oberhalb einer bestimmten gesammelten Ladungsmenge liefert die Wandlung immer den größtmöglichen digitalen Ausgabewert (Overflow). Bei zu kleinen Signalen an der Eingangsseite geht der gewandelte digitale Wert gegen den Nullwert, das Pedestal, welches den

²⁰LeCroy ADC 2249a

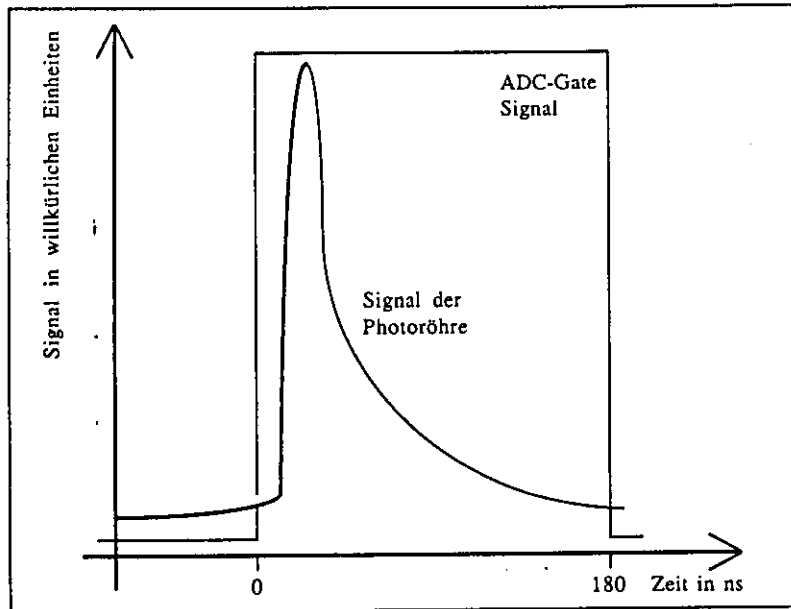


Abbildung 4.5: Ein BEAM-Impuls und das zugehörige Gatesignal am Eingang des ADC.

digitalen Ausgabewert bei Eingangsstrom Null angibt. Der lineare Betrieb des ADC ist also nur zwischen diesen Grenzen gewährleistet.

Die Signalhöhe des BEAM-Signals läßt sich durch die geeignete Wahl der Hochspannung der PMT entsprechend einstellen. Der Lichtblitz der LED-Messung wird mit einem LED-Pulsgenerator erzeugt, an dem die Stärke des Pulses einstellbar ist, wodurch die Signalstärke des LED-Signal dem BEAM-Signal angeglichen werden kann. Das UNO-Signal kann nicht ohne weiteres auf einen bestimmten Wert eingestellt werden, wenn die Hochspannung einmal feststeht. In der eingestellten Gatezeit für BEAM- und LED-Signale (180ns) erfolgt durch die Uranradioaktivität eine Energiedeposition von etwa $541 \text{ MeV}/(\text{sec} \cdot \text{cm}^2)$, was bei 25 Uranplatten, mit je $20 \times 20 \text{ cm}^2$ Oberfläche, 1 MeV im Szintillator deponierter Energie pro Sekunde bedeutet[PEG85]. Dem stehen etwa 100 MeV entgegen, die ein 1 GeV Elektron im Szintillator deponiert. Da die Gatezeit des zur Verfügung stehenden ADC auf 200ns beschränkt ist, wird die Verstärkung des UNO-Signals notwendig, damit das Signal am Eingang des ADC bei UNO-Messungen die gleiche Größenordnung wie die anderen Signale hat. Dazu wurde in diesem Experiment die in Abbildung 4.6 Schaltung für die UNO-Messungen zwischen die Anode der Photoröhre und den ADC geschaltet.

Die Bezeichnung Integrator ist für diese Schaltung nur im Rahmen der Zeitkonstante des RC-Gliedes am ersten Operationsverstärker gültig. Der Anodenstrom der Photoröhre lädt den Kondensator auf, welcher über einen hochohmigen Widerstand langsam entladen wird. Diese gegenläufigen Prozesse führen nach einer Zeit von $\tau = RC \simeq 1 \text{ sec}$ zur Sättigung der am Kondensator abfallenden Spannung. Der zweite Operationsverstärker dient als Stromtreiber für den ADC. Der Verstärkungsfaktor dieser Schaltung liegt bei etwa 500. Lediglich das Temperaturverhalten dieser zusätzlichen Elektronik ist in den Messungen störend.

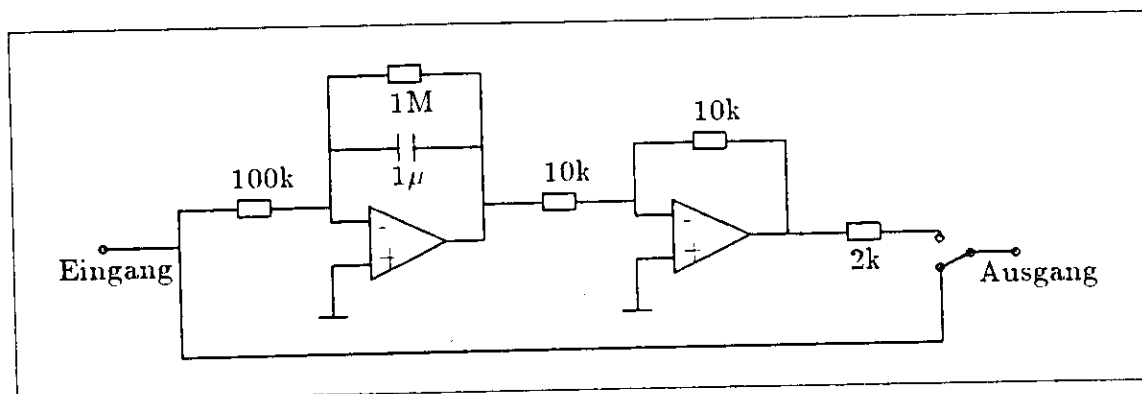


Abbildung 4.6: Der Integrator zur Verstärkung des UNO-Signals. Am ersten Operationsverstärker werden die einlaufenden Signale durch eine hochohmig überbrückte Integrationsstufe zeitlich gemittelt und invertiert. Die zweite Stufe stellt einen Stromtreiber dar, in dem die Signale abermals invertiert werden.

Die gemessenen und vom ADC gewandelten Daten werden von einem Rechner²¹ aufgenommen, auf dem ein Programm die jeweils als nächstes durchzuführende Messung mit den entsprechenden Parametern, wie der Anzahl der geforderten Ereignisse, der Art der Messung (BEAM, PED,...) usw. abfragt. Zur Synchronisation des DAQ mit dem Experiment wird ein Triggersignal benötigt, auf das hin der Rechner den ADC ausliest. Nur bei BEAM-Messungen wird das Triggersignal extern über das Signal der vier Triggerzähler hinter dem Kollimator im Strahlengang erzeugt (Abb 4.4, sowie Abb. 4.7 links). Für die übrigen Messungen generiert der Rechner einen Triggerimpuls. Der Rechner schaltet ferner den Integrator im Falle einer UNO/UPED-Messung und der LED-Pulsgenerator bei LED-Messungen ein. Außerdem wird durch ein Signal (Busy-Signal) angezeigt, ob der Rechner für die Aufnahme eines neuen PMT-Signals bereit ist, oder ob die Verarbeitung des letzten PMT-Signals noch nicht abgeschlossen ist.

Die Verwaltung des Triggersignals, die Erzeugung des Gatesignals für den ADC und das Einschalten des Integrators und LED-Pulsgenerators erfolgt anhand der Ausgangssignale des Rechners in einer Triggerelektronik. Das DAQ mit PMT, Integrator, ADC, Rechner und Triggerelektronik ist schematisch auf der Abbildung 4.7 dargestellt.

Die Schaltung der Triggerelektronik wäre sicher eleganter und einfacher, wenn die Ausgänge des datenaufnehmenden Computersystems den Anforderungen des Experimentes entsprechen würden. Da jedoch schon viele Experimente mit diesem System arbeiteten, die alle unterschiedliche Anforderungen an die Belegung der Ausgänge hatten, ist die in diesem Experiment verwendete Triggerelektronik sozusagen das Ergebnis einer historischen Entwicklung, während welcher große Änderungen vermieden wurden.

4.4 Vorbereitende Messungen

Die vorbereitenden Messungen haben die Aufgabe, die korrekte Funktion der Meßapparatur sicherzustellen und darüberhinaus das zeitliche Verhalten der gemessenen Signale festzustellen, um Instabilitäten gegenüber äußeren Einflüssen zu erfassen. Erst die detaillierte Kenntnis

²¹ Auslese über VME135, Motorola 68000 Prozessor, Betriebssystem "Versados", 1 Mb Hauptspeicherplatz

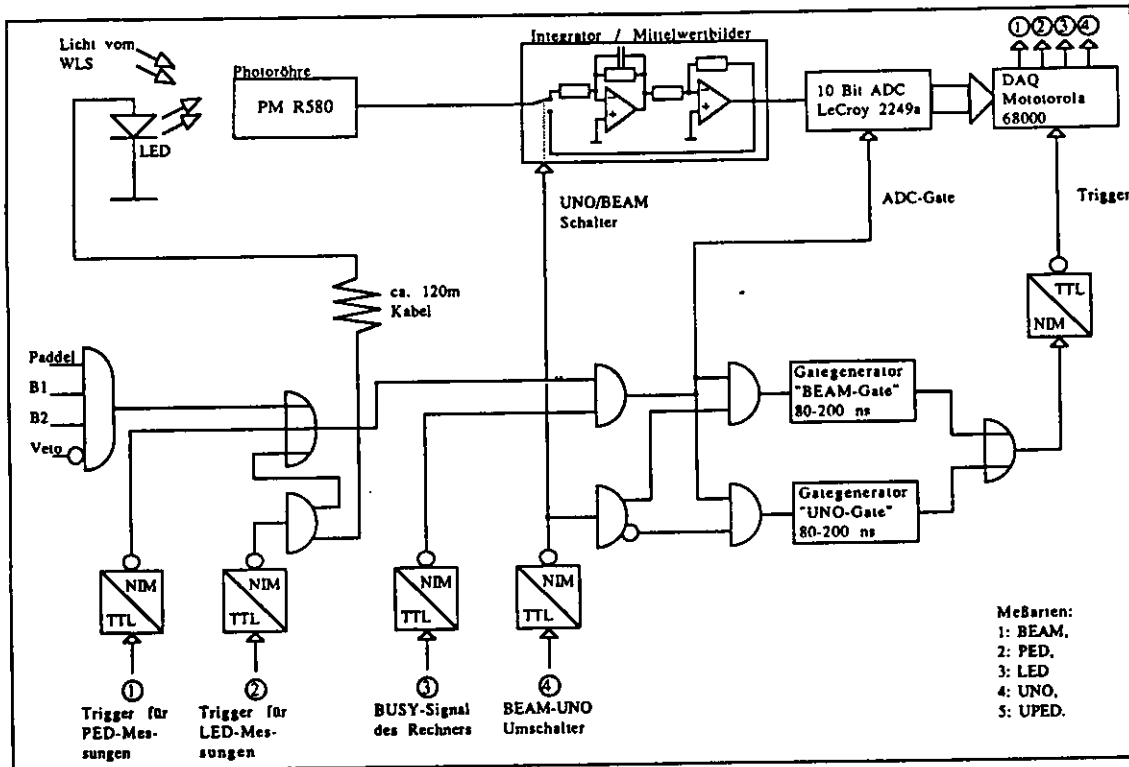


Abbildung 4.7: Das Datenaufnahmesystem und Triggerelektronik in einer schematischen Darstellung: Von links nach rechts ist ein PMT und nachfolgend der Integrator mit dem Rechner gezeigt. Unten ist die Triggerschaltung, welche die Ausgangssignale des Rechners weiterleitet, dargestellt. Der Trigger für die Strahlerelektronik besteht aus dem vierfachen UND-Gatter links im Bild.

der Apparatur ermöglicht eventuell nötige Korrekturen und eine richtige Interpretation der genommenen Daten.

Im Dezember 1989 wurde die Magnetfeldabhängigkeit der Kalorimetersignale erstmals mit dem Testkalorimeter gemessen. Da zwischen Meßaufgang und dem Abschalten des Elektronenstrahls nur eine Woche lag, konnten die vorbereitenden Stabilitätsmessungen nicht ausreichend genau durchgeführt werden. Zudem wurden für die PMT passive Spannungsteiler mit einer großen Temperaturdrift verwendet. Die anschließende Auswertung zeigte große Fehler und eine mangelnde Abschirmung einer der beiden Photoröhren. Die Ergebnisse vom Dezember sind somit nur in einem sehr begrenzten Rahmen tauglich. Eine weitere Messung mit den beschriebenen aktiven Spannungsteilern für die Photoröhren, die im Mai 1990 stattfand, wurde entsprechend sorgfältiger vorbereitet, wobei besonders auf die folgenden Parameter geachtet wurde:

- Die Abschirmung des Kalorimeters gegen Licht,
- mögliche, unerwünschte Magnetfeldeinflüsse auf die Verstärkung der Photoröhren, die LED oder den Integrator,
- Temperatureinflüsse auf die verschiedenen Komponenten,

- Stabilität der Pedestal-Signale.
- Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld und Abschwächungslänge des Szintillators.
- Größe und Stabilität des Magnetfeldes.
- Energieauflösung des Testkalorimeters.

Abschirmung des Kalorimeters gegen Licht:

Schon beim Zusammenbau wurde das Kalorimeter mit schwarzem Klebeband sorgfältig abgeklebt, um das Eindringen von Licht zu vermeiden. Anschließend ist das Aluminiumgehäuse geschlossen und von außen ebenfalls abgeklebt worden. Eine Überprüfung der Lichtabschirmung durch starke Beleuchtung ergab kein Ansteigen des Rauschsignals der Photoröhren.

Magnetfeldeinflüsse:

Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Lichtausbeute im Kalorimeter kann nur bestimmt werden, wenn alle Bauteile, welche der Auslese und Kalibrierung dienen, also die Photoröhren, die LED und die Elektronik, keine Magnetfeldabhängigkeit zeigen. Da der im Experiment verwendete Dipolmagnet ein starkes Streufeld hat, wurde das Anbringen von Abschirmungen notwendig. Bei einer Magnetfeldeinstellung von ~ 1.4 Tesla in der Mitte des Dipolmagneten hat das Feld im Bereich der Photoröhren einen Wert von ~ 0.012 Tesla. Um eine magnetfeldabhängige Verstärkungsänderung zu vermeiden, wurden die Abschirmungen der Photoröhren sehr sorgfältig angebracht und anschließend auf ihre Effektivität geprüft.

Zunächst wurde um den Ausleseteil des Kalorimeters ein Kasten aus doppelschichtigem, magnetischem Metall montiert. Das Magnetfeld konnte so auf einen Wert von weniger als $5 \cdot 10^{-3}$ Tesla außerhalb der Photoröhren gesenkt werden. In der doppelschichtigen Eisen- und μ -Metallabschirmung (siehe Kapitel 3) wurde nur noch ein kaum meßbares Magnetfeld von $\sim 10^{-5}$ Tesla am Auftreffpunkt des Wellenlängenschiebers auf die Photokathode gemessen, das etwas tiefer in der Abschirmung nachläßt. Um den aktiven Bereich der Photoröhre hierhin zu verlegen, ist der Wellenlängenschieber mit einer Plexiglasscheibe von 1.5cm Dicke verlängert worden.

Ebenso wurde die Leuchtdiode gegen Magnetfelder abgeschirmt, da Messungen mit der LED im Feld eines kleinen Taschenmagneten (~ 0.015 Tesla) eine Änderung des LED-Signals von etwa 1% zeigten. Ferner wurden der LED-Pulser und der Integrator, die beide im Strahlgebiet des Teststrahls 21 standen, mit einer Kiste aus doppelwandigem, magnetischem Metall abgeschirmt.

Bei perfekter Abschirmung hat das eingeschaltete Magnetfeld keinen Einfluß auf die Photoröhren. Bei den ersten Messungen mit dem Testkalorimeter²² konnte dies nicht verwirklicht werden und so wurde versucht, die Daten um die Verstärkungsänderung der PMT zu korrigieren, indem auf das LED-Signal normiert wurde. Daß dieser Versuch fehlschlug, konnte am unterschiedlichen Signalverlauf der UNO-Messungen für die beiden Photoröhren erkannt werden.

Die Korrektur funktioniert vermutlich deshalb nicht, weil das Licht der Leuchtdiode über die Lichtleiter nur eine kleine Region der aktiven Fläche der Photokathode bestrahlt. Das

²²Messungen im Dezember 1889

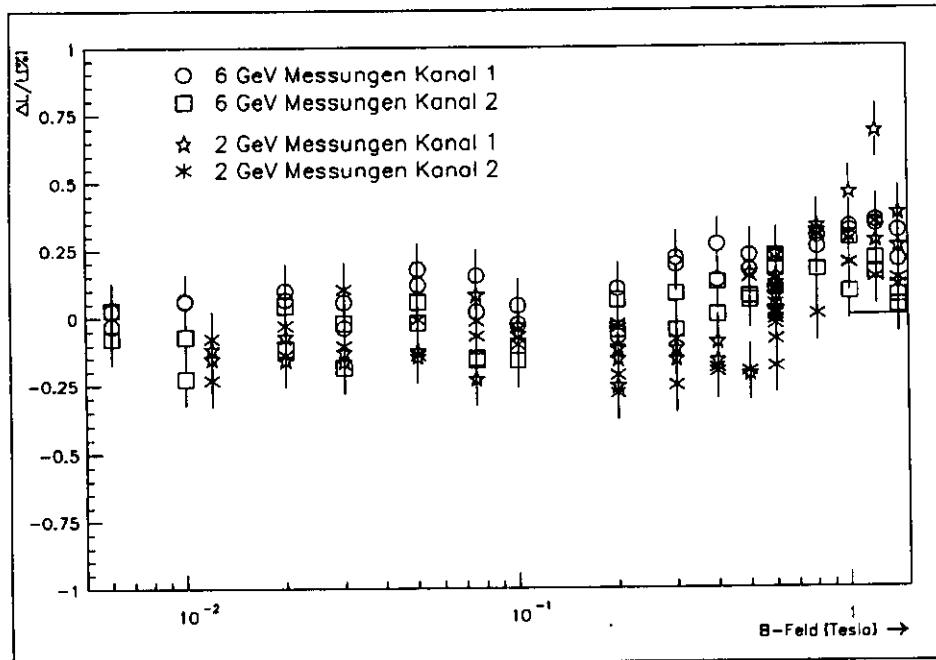


Abbildung 4.8: LED-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld (um Pedestals und temperaturbedingte Verstärkungsänderungen bereinigt).

UNO-Signal leuchtet die Photokathode hingegen fast gleichmäßig aus. Die Sammlung der von der Kathode emittierten Photoelektronen auf der ersten Dynode hängt sowohl vom Entstehungsort auf der Kathode als auch vom Magnetfeld ab, so daß die Elektronenschauer in der Photoröhre sich wegen der unterschiedlichen Anfangsbedingungen nicht gleich entwickeln. Das UNO-Signal kann also nicht mit dem LED-Signal korrigiert werden.

Diese Vermutung ist nicht bestätigt, jedoch führt die Tatsache, daß eine solche LED-Korrektur der Verstärkung nicht funktioniert, dazu, daß das LED-Signal nur als Maß für den Fehler genommen wird. In Abbildung 4.8 ist die prozentuale Änderung des LED-Signals in Abhängigkeit vom Magnetfeld dargestellt. Eine Änderung der Verstärkung der Photoröhren ist bei kleinen Feldern nicht nachweisbar. Erst bei großen Magnetfeldern wird ein schwacher Effekt sichtbar.

Temperatureinflüsse:

Alle analog arbeitenden Teile der Ausleselektronik sowie das Lichtblitzsystem unterliegen Temperatureinflüssen. Besonders deutlich wird das in der Abbildung 4.9, die das UNO-Signal über die Ostertage 1990 darstellt. Deutlich erkennbar ist ein 24 Stunden Rhythmus der mit den Tag-Nacht Schwankungen der Außentemperatur einhergeht. Diese Schwankungen mit langer Periode können im Experiment berücksichtigt werden, indem etwa alle drei Stunden Messungen ohne Magnetfeld durchgeführt werden. In der Auswertung werden diese Messpunkte zur Normierung des Signals verwendet.

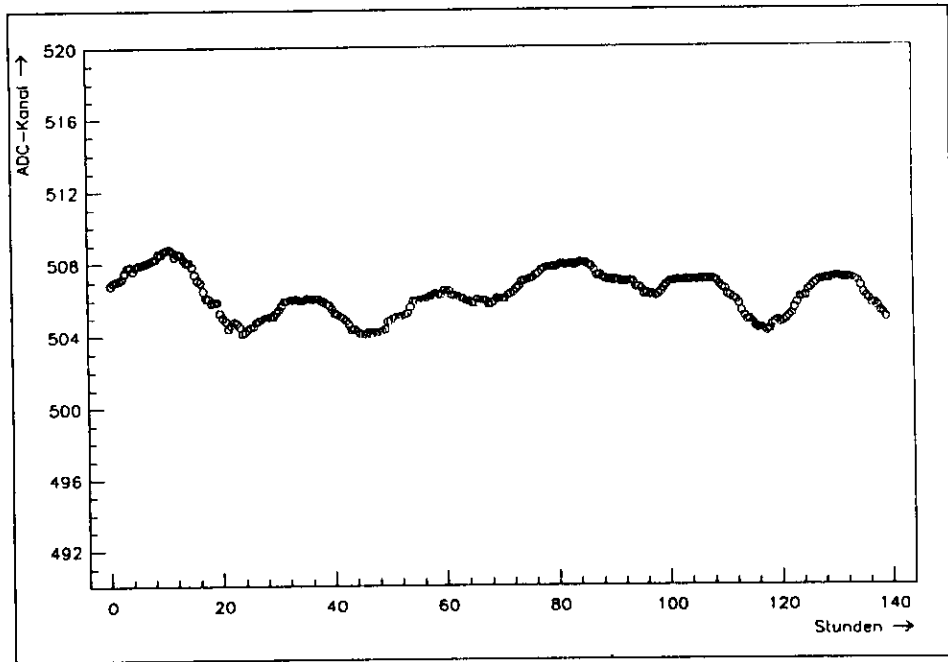


Abbildung 4.9: Das UNO-Signal über einen Zeitraum von etwa fünf Tagen, wobei der Mittelwert von UNO-Messungen über jeweils 30 Minuten aufgetragen ist. Zu erkennen ist ein 24h-Rhythmus, der mit den Tag-Nacht Schwankungen der Außentemperatur einhergeht.

Stabilität der Pedestal-Signale:

In den vorbereitenden Messungen wurde weiterhin die Stabilität der Pedestal-Signale untersucht. In einem ersten Schritt wurden Magnetfeldeinflüsse auf die Pedestal-Signale untersucht. Dabei konnte sowohl beim UPED- als auch beim PED-Signal keine Magnetfeldabhängigkeit festgestellt werden.

Die Pedestal-Signale werden mit zunehmender Gatezeit größer, da der Dunkelstrom und das Uranrauschen den Eingangskondensator des ADC mit $q \sim I_{PM} \cdot t_{gate}$ aufladen. Beide Ströme lassen sich mit einer UPED-Messung abschätzen. Dabei wird der Integrator eingeschaltet und der Signalanstieg zwischen ausgeschalteter und eingeschalteter Hochspannung gemessen. Für die Dunkelstrommessung werden die Photoröhren optisch von den Wellenlängenschiebern getrennt, damit das Szintillationslicht des Uranrauschens kein Signal erzeugt. Durch den Integrator liegt die Gatezeit effektiv bei etwa $60 \mu s$. Der Strom der Photoröhre berechnet sich nun aus

$$I_{PMT} = \frac{ADC_{1400V} - ADC_{1000V}}{t_{gate}} \cdot Q_{ADC}, \quad (4.1)$$

mit

$I_{PMT} \dots$	Anodenstrom der Photoröhre,
$ADC_{Spannung} \dots$	Signal (in ADC-Kanälen) bei der angegebenen Hochspannung,
$t_{gate} \dots$	Gatezeit des ADC,
$Q_{ADC} \dots$	die einem ADC-Kanal entsprechende Ladung (Le-Croy 2248a ADC: $Q = 0.25 \text{ pC}$).

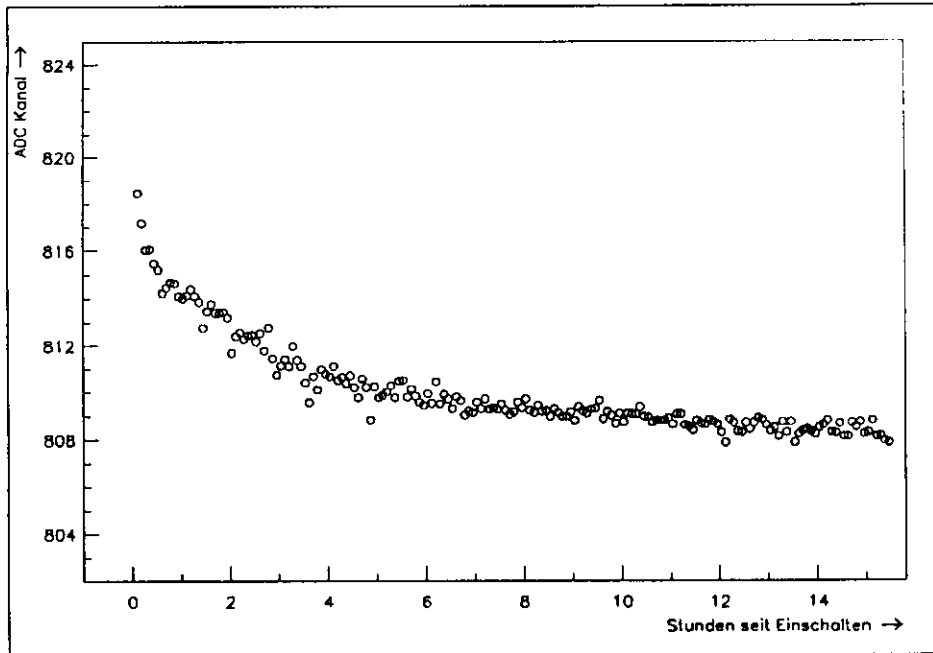


Abbildung 4.10: Das Aufwärmverhalten der im Experiment benutzten R580 Photoröhren. Jeder Punkt beinhaltet die über fünf Minuten gemittelten Meßwerte. Nach etwa acht Stunden arbeiten die PMT im Vergleich zu temperaturbedingten Verstärkungsänderungen stabil.

Insgesamt ergaben die Messungen einen Dunkelstrom von weniger als 400pA für beide Photoröhren und einen Uranstrom von etwa $1.3\mu\text{A}$ bei einer Spannung von 1400V an den Photoröhren.

Da für das Uranrauschen eine Magnetfeldabhängigkeit erwartet wird, ist für jede Magnetfeldeinstellung eine Pedestalmessung durchzuführen. Das UNO-Pedestal kann nur gemessen werden, wenn die Photoröhren kein Signal liefern, d.h. die Spannungsversorgung abgeschaltet ist. Da die Photoröhren jedoch etwa acht Stunden nach Einschalten der Hochspannung benötigen (siehe Abbildung 4.10), bis sie stabil arbeiten, ergibt sich hier das folgende Problem. UPED-Messungen können während des normalen Meßzyklus nicht genommen werden, sondern nur nach, oder aber mindestens acht Stunden vor der eigentlichen Messung.

Zwischen den UPED-Messungen muß das Signal approximiert werden. Auf Abbildung 4.11 sind die Werte von UPED-Messungen über den Zeitraum von sieben Stunden aufgetragen. Die erkennbaren Signalschwankungen von etwa 0.5 ADC-Kanälen werden im systematischen Fehler der Messungen berücksichtigt (siehe Kapitel 5).

Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld:

Ein weiterer Effekt ist die Ablenkung der Strahlelektronen im Magnetfeld und die damit verbundene Abhängigkeit des Einschußortes vom Magnetfeld. Der Schauer eines abgelenkten Elektrons breitet sich nicht mehr in der Kalorimetermitte aus, und da bei der Lichtweiterleitung im Szintillator Verluste auftreten, wird auf den näherliegenden der beiden Wel-

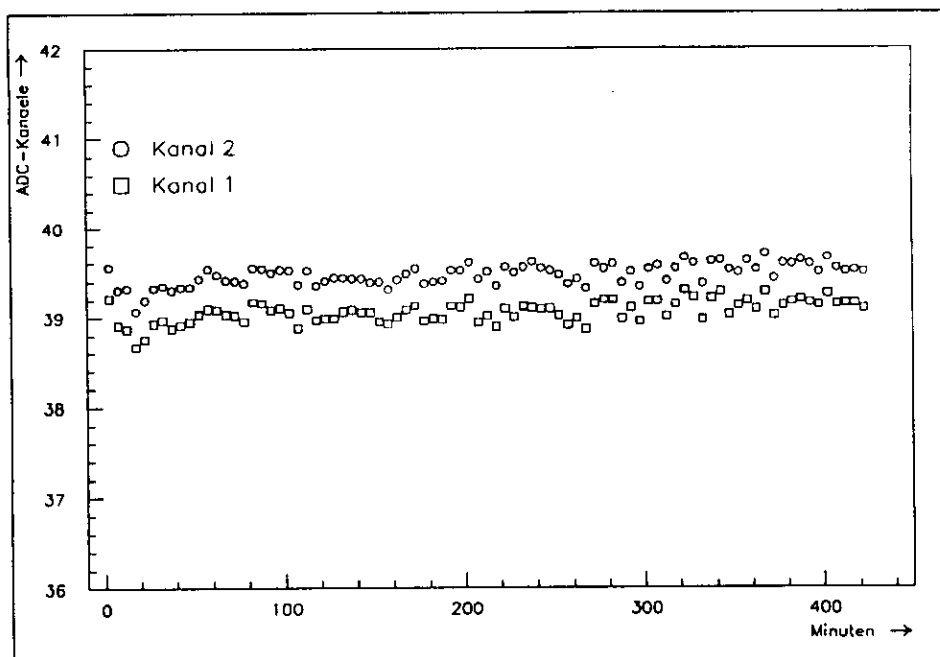


Abbildung 4.11: UPED-Signal beider ADC-Kanäle gegen die Zeit aufgetragen. Jeder Punkt beinhaltet die über fünf Minuten gemittelten Meßwerte.

lenlängenschieber mehr Licht geleitet. So ist das Signal der beiden Photoröhren vom Eintreffort des abgelenkten Elektrons abhängig. Die Lichtverluste im Szintillator werden durch die Abschwächlänge λ parametrisiert, die angibt, nach welcher Länge die Lichtausbeute auf $1/e$ gefallen ist. Dabei wird die Annahme zugrundegelegt, daß die Lichtausbeute mit $\exp(-x/\lambda)$ abnimmt.

Die Ergebnisse für die Messung der Ortsauflösung des Testkalorimeters sowie die der Verteilung angepaßte Exponentialfunktion sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Die relative Signaländerung eines ADC-Kanals beträgt bei einer Verschiebung des Eintreffortes von 5cm je nach der Richtung der Ablenkung etwa 5%-8%. Die Abschwächlänge der Szintillatoren hat nach den Resultaten der angepaßten Exponentialfunktion den Wert von $\lambda \simeq 80\text{cm}$.

Eine Korrektur der Messungen im Magnetfeld kann nun vorgenommen werden, wenn die Ablenkung der Elektronen bekannt ist. Für ein konstantes Magnetfeld gilt für relativistische Teilchen

$$p = -qBr, \quad (4.2)$$

mit

- p ... Teilchenimpuls,
- q ... Ladung des Teilchens,
- B ... Magnetfeld,
- r ... Krümmungsradius der Teilchen im Magnetfeld.

Bei bekanntem Magnetfeld kann die Ablenkung der Teilchen iterativ ausgerechnet werden. Bei den Messungen betrug die Ablenkung eines 6 GeV Elektrons bei einem Magnetfeld von 1 Tesla 5.7 mm. Am stärksten wurden die 1 GeV Elektronen mit 49 mm bei 1 Tesla abgelenkt.

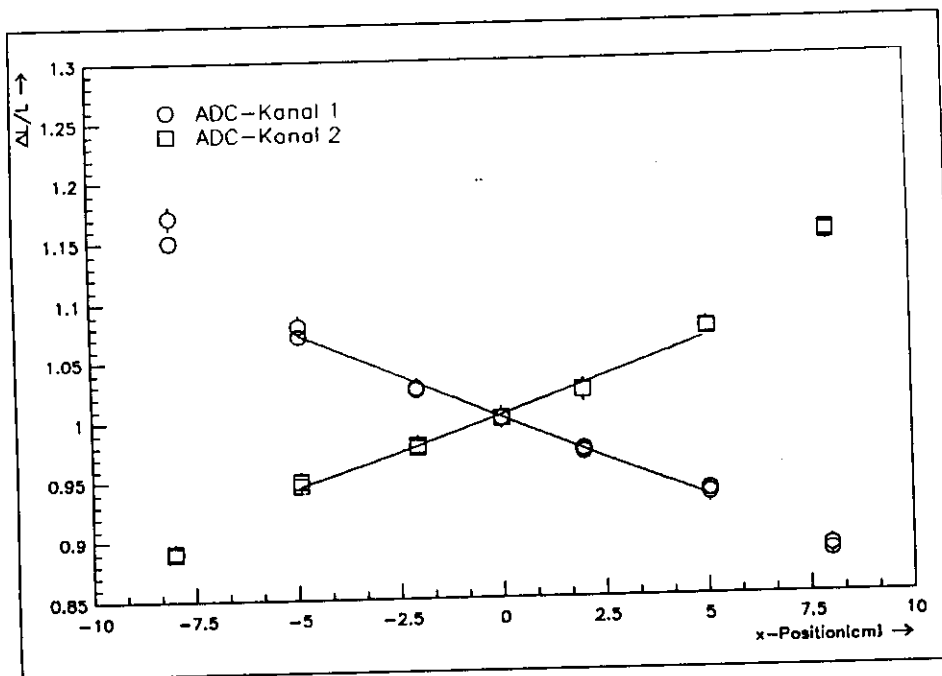


Abbildung 4.12: Das relative Kalorimetersignal in Abhängigkeit vom Eintreffort der Elektronen auf dem Kalorimeter. Messungen wurden mit 2 GeV und 6 GeV Elektronen durchgeführt. Die Position $x = 0$ bezeichnet die Kalorimetermitte.

Mit den Informationen über die Teilchenbahn der Elektronen und die Abschwächlänge der Szintillatoren kann die Änderung des Signalverhältnisses von linker zu rechter Photoröhre korrigiert werden.

Die Magnetfeldstärke:

Das Magnetfeld wird in der Meßhütte des Teststrahls 21 an einer Steuerkonsole eingestellt. An dieser Steuerkonsole kann eine dem Magnetstrom proportionale Spannung abgegriffen werden, die während der Messung als Referenz gilt. Das durch den Magneten erzeugte Feld ist gemäß dem Datenblatt des Magneten dem Magnetstrom proportional. Die Proportionalität von Referenzspannung und Magnetfeld ist zusätzlich mit einem empfindlichen Magnetfeldmeßgerät überprüft worden. Die Ungenauigkeit der Bestimmung des Magnetfeldes ist durch das Meßgerät vorgegeben und liegt bei maximal 2,5%.

Nach einer Veränderung des Magnetfeldes dauert es einige Zeit, bis das Magnetfeld sich auf den Sollwert einstellt und die Signale stabil sind. Besonders nach dem Abschalten des Magnetstromes dauert es etwa fünf Minuten, bis das UNO-Signal auf den Nullwert zurückgegangen ist (Abbildung 4.13). Messungen zum Abklingverhalten des Magnetfeldes im Dipolmagneten zeigen, daß das Feld etwa fünf Minuten nach Abschalten des Magnetstromes von 1,4 Tesla auf weniger als 10^{-3} Tesla gefallen ist. Erst in diesem Bereich ist die Änderung der Lichtausbeute im Szintillator kleiner 0,1 %, wie schon die Meßergebnisse von Blömker und Krebs zeigen ([BLÖ88, KRE89], siehe auch Abbildung 3.7). Die Kalorimeterantwort ist also schon gegen sehr kleine Magnetfelder empfindlich. Bei den Messungen ist daher nach jeder Änderung des

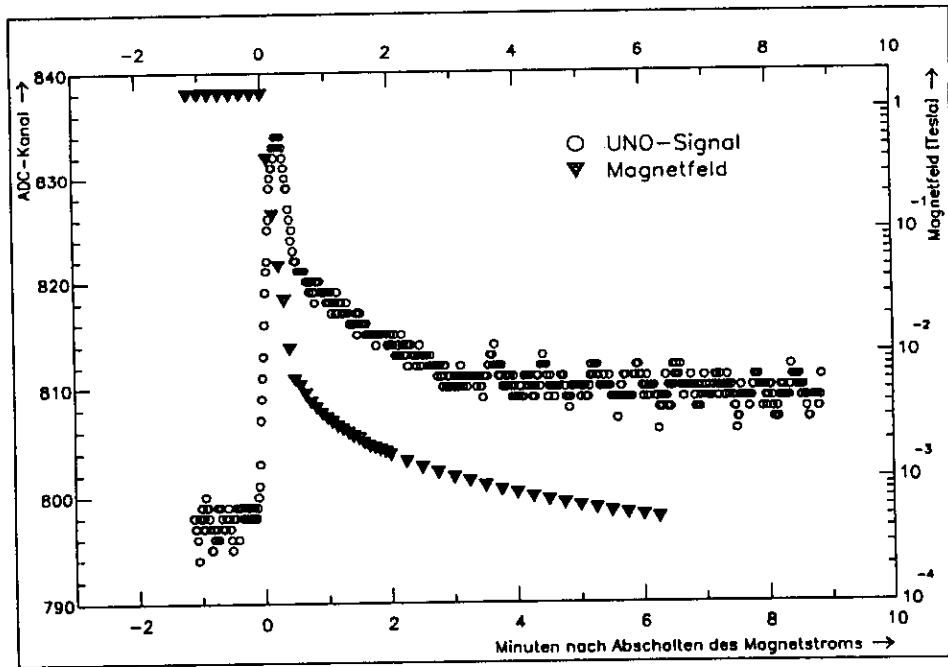


Abbildung 4.13: Das Abklingverhalten des UNO-Signals und der Feldstärke nach Ausschalten des Magnetstroms von 1400 A. Der Zeitpunkt des Ausschaltens entspricht 0min auf der Abszisse. Auf der Ordinate ist die Signallöhe in ADC-Kanälen angegeben, die Feldstärke kann an der Skala rechts des Bildes abgelesen werden.

Feldes, besonders aber nach Abschalten des Magneten, einige Zeit zu warten.

Energieauflösung des Testkalorimeters:

Die Energieauflösung des Testkalorimeters betrug vor der Verlängerung der Wellenlängenschieber (siehe Abschnitt Magnetfeldeinflüsse) $\sigma_E/E = 18\%/\sqrt{E}$ bei Messungen mit Elektronen. Durch die eingefügten Plexiglasscheiben zwischen PMT und Wellenlängenschieber verringert sich die Lichtausbeute, so daß die Energieauflösung nunmehr $\sigma_E/E = 20.5\%/\sqrt{E}$ beträgt. Zur Einschränkung des statistischen Fehlers bei der Signalmessung sind daher entsprechend mehr Ereignisse notwendig. Die Parameter der verschiedenen Messungen werden im nächsten Abschnitt dargestellt.

4.5 Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden im Mai 1990 am DESY Teststrahl-21 bei Magnetfeldern von 0.01 Tesla bis 1.4 Tesla durchgeführt. Die kleinste am Magneten einstellbare Feldstärke ist mit 0.01 Tesla so groß, daß der Szintillatoreffekt [BLÖ88,KRE89] hier einen Anstieg der Lichtausbeute um 1% bewirkt. Mit 1.4 Tesla als größter Magnetfeldeinstellung ist der gesamte Bereich der im ZEUS-Kalorimeter auftretenden Magnetfelder abgedeckt.

Die Messungen wurden mit Elektronen von 2 GeV und 6 GeV Energie durchgeführt. Ferner wurde mit Elektronen von 1-6 GeV das Kalorimetersignal bei Magnetfeldern von 0 T,

0.2 T, 0.4 T, 0.6 T und 1.0 T untersucht, um eine eventuelle Energieabhängigkeit des Effektes festzustellen. Bei einigen Magnetfeldeinstellungen sind exemplarisch Messungen mit Positronen sowie Messungen mit umgepoltem Magnetfeld durchgeführt worden. Die Tabelle 4.1 gibt einen Überblick der durchgeführten Messungen. Vor und nach der eigentlichen Da-

Messungen im Mai 1990	
Teilchenart	B-Feld [Tesla]
6 GeV e ⁻	0, 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5
2 GeV e ⁻	0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4
6 GEV e ⁺	±0.5
2 GEV e ⁺	±0.6
sowie umge- poltes Feld	
1-6 GeV e ⁻	0, 0.2, 0.4, 0.6 0.8, 1.0

Tabelle 4.1: Durchgeführte Meßreihen

tennahme wurde das UNO-Pedestal UPED gemessen. Während der Datennahme wurden für jede Magnetfeldeinstellung die folgenden Messungen in der genannten Abfolge durchgeführt: UNO, PED, LED, BEAM, BEAM, LED, PED und UNO. Das UNO-Signal wurde bei den jeweils neuen Magnetfeldeinstellungen manchmal mehrfach gemessen, um die Stabilität des Meßwertes sicherzustellen. Die zweite BEAM-Messung ist nicht immer durchgeführt worden.

Die Anzahl der pro Messung aufgezeichneten Signale ist derart gewählt, daß der statistische Fehler des Mittelwertes der Signale kleiner 0.1% ist. Die nötige Anzahl gemessener Signale läßt sich mit der Halbwertbreite der Verteilung σ_{Signal} aus der folgenden Gleichung bestimmen:

$$\delta_x = \sigma_{Signal} / \sqrt{N}. \quad (4.3)$$

- $\delta_x \dots$ statistischer Fehler der Messung
- $\sigma_{Signal} \dots$ Halbwertbreite der gemessenen Verteilung,
- $N \dots$ Anzahl der Ereignisse.

Tabelle 4.2 gibt Aufschluß über die verschiedenen Messungen und die zugehörigen Parameter. Die Auswertung der Daten und die Korrekturen werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Art der Messung	Anzahl der Ereignisse	Integrator	ADC-Integrationszeit
UPED	100	Ein	ca. 1 s
UNO	400	Ein	ca. 1 s
LED	2500	Aus	180 ns
PED	1600	Aus	180 ns
BEAM	10000	Aus	180 ns

Tabelle 4.2: Die Meßarten und Anzahl der Ereignisse

5 Auswertung der Daten und Ergebnisse

Die Datenauswertung umfaßt alle Verarbeitungsschritte von den Rohdaten aus dem Experiment bis hin zur Darstellung der enthaltenen Informationen in einer für den Betrachter einfachen und übersichtlichen Form. Unter Umständen sind auf dem Wege der Datenauswertung Korrekturen der Daten nötig, um charakteristische Verhaltensweisen der Meßapparatur und des Meßaufbaus zu berücksichtigen. Diese charakteristischen Verhaltensweisen müssen dazu aus den vorbereitenden Messungen bekannt sein.

5.1 Die Verarbeitung der Rohdaten

Die Meßdaten wurden zuerst vom Datenaufnahmesystem im DESY-Teststrahl 21 auf einen Rechner zur Datenanalyse übertragen. Sodann wurden die Messungen nach den Kanälen des ADC, also nach den Photoröhren getrennt, histogrammiert.

Die BEAM-Messungen enthalten außer dem erwarteten Signal der Photoröhren für Elektronen einer bestimmten Energie Ereignisse, bei denen zwei Elektronen gleichzeitig durch den Triggerzähler in das Kalorimeter fliegen. So entstehen Meßpunkte, die im Histogramm bei etwa dem Doppelten des Mittelwertes liegen. Ferner ist bei den Messungen im Mai 1990 eine starke Untergrundstrahlung bei den BEAM-Messungen aufgetreten, die im Histogramm eine Verbreiterung des Kalorimetersignals links des Mittelwertes zur Folge hat. Um den Einfluß dieser Einträge im Histogramm zu unterdrücken, wird an die BEAM-Messungen eine Gaußverteilung angepaßt²³ (Abb. 5.1). Der Mittelwert der Fitfunktion entspricht dem Mittelwert des um Störbeiträge korrigierten Signals, da die Störbeiträge nur geringen Einfluß auf die Parameter der Gaußverteilung haben. In der Folge wird bei BEAM-Messungen mit dem Mittelwert und der Standardabweichung der Gaußverteilung gearbeitet. Außer den BEAM-Messungen wurden auch die LED-Messungen mit einer Fitfunktion versehen.

5.2 Pedestals und Verstärkungsfaktoren

Die gemessenen Signale enthalten eine Reihe von Abhängigkeiten, von denen nur der Magnetfeldeffekt betrachtet werden soll. Dazu müssen die Rohdaten um die Pedestal-Signale und um Verstärkungsänderungen bereinigt werden. Für diese Korrekturen sind Pedestal-Messungen und Messungen für die Normierung der Signale aufgenommen worden (siehe Kapitel 4).

Die Korrekturen wurden auf der ZEUS-Vax, einem Rechner, der der ZEUS-Kollaboration zur Datenanalyse zur Verfügung steht, durchgeführt. Die nötigen Programme sind im Laufe dieser Diplomarbeit in den Programmiersprachen Fortran und C erstellt worden und umfassen einige tausend Programmzeilen. Die Korrektur wurde nach dem folgenden Algorithmus durchgeführt:

$$x = (\bar{x} - \overline{PED}) \cdot K_{Ver(T)} \cdot K_{Abk}, \quad (5.1)$$

dabei bedeuten

²³Das Anpassen der Fitfunktion erfolgt nach der χ^2 Methode [HBK87] unter Benutzung des *Minuit* Programmpaketes

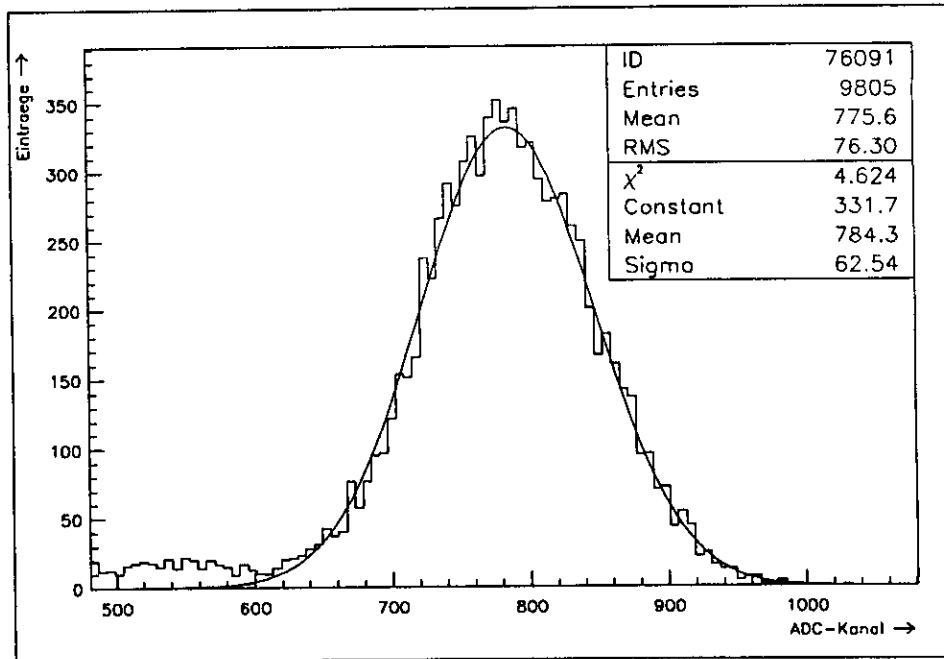


Abbildung 5.1: Histogramm einer BEAM-Messung und angepasste Gaußfunktion (Fit).

- $x...$ korrigierter Wert einer Messung,
 - $\bar{x}...$ Mittelwert einer Messung,
 - $\overline{PED}...$ Mittelwert des zugehörigen Pedestals,
 - $K_{Ver(T)}...$ Korrektur um die Verstärkung der Photoröhren,
 - $K_{Ablk}...$ Korrektur um die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld.
- Diese Korrektur erfolgt nur für BEAM-Messungen.

Von einem Meßwert wird das Pedestal-Signal subtrahiert, und anschließend wird der neue Wert korrigiert, indem er mit einem oder mehreren Verstärkungsfaktoren multipliziert wird. Der erste der beiden Faktoren $K_{Ver(T)}$ beinhaltet temperaturbedingte Verstärkungsänderung der Photoröhren (vgl. Abb. 4.9), welche durch die Messungen ohne angelegtes Magnetfeld etwa alle drei Stunden bestimmt werden können. Der zweite Faktor K_{Ablk} wird nur bei BEAM-Messungen angewendet und korrigiert die Signaländerung durch die Ablenkung der Strahlelektronen im Magnetfeld.

Die durchgeführten Korrekturen der Photoröhrenverstärkung sind klein und liegen für $K_{Ver(T)}$ bei maximal 1% des zu korrigierenden Signals (bei K_{Ablk} etwa bei 5%-8%). Die Fehler, die nach den Korrekturen bleiben, werden im nächsten Abschnitt abgeschätzt. Im folgenden werden die Korrekturen des UNO-, des LED- und des BEAM-Signals dargestellt und erläutert.

UNO-Korrekturen:

Die Bilder 5.2 bis 5.5 zeigen die Ergebnisse der UNO-Messungen nach den verschiedenen Korrekturen. Dabei ist jeweils die prozentuale Signaländerung in bezug auf das Signal ohne Magnetfeld dargestellt. Auf Bild 5.2 sind die unkorrigierten Mittelwerte der UNO-Messungen

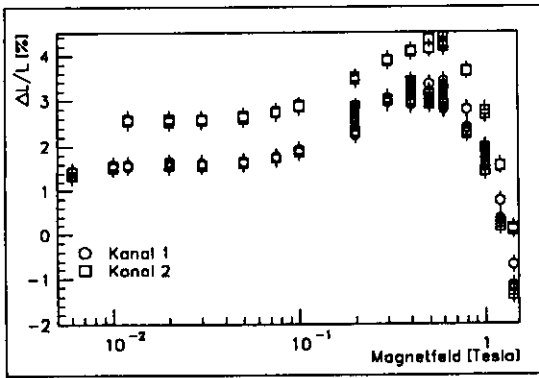


Abbildung 5.2: UNO-Signal unkorrigiert. Hier sind alle genommenen Meßpunkte beider Kanäle dargestellt.

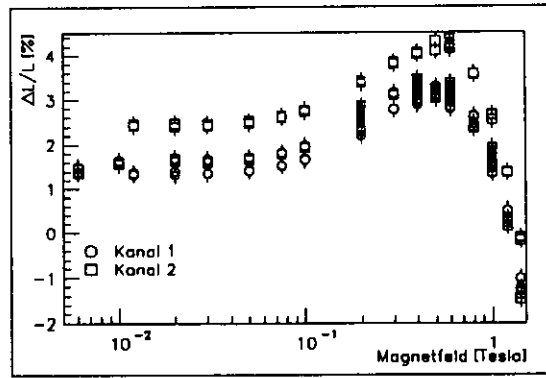


Abbildung 5.3: Die erste Korrektur besteht in der Subtraktion der Pedestals.

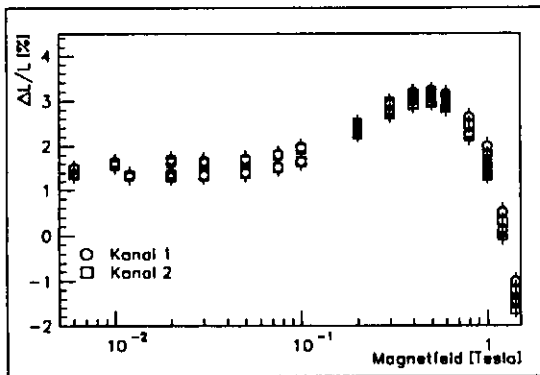


Abbildung 5.4: Bei der zweiten Korrektur wurde das Signal auf die jeweils letzte Messung ohne Magnetfeld normiert.

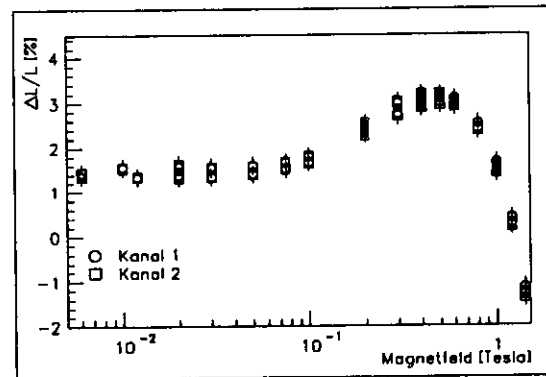


Abbildung 5.5: Normierung auf linear interpolierte Funktion.

in Abhängigkeit vom Magnetfeld aufgetragen. Im ersten Schritt der Auswertung wurde das UPED-Signal vom UNO-Signal subtrahiert (Bild 5.3). Die jetzt noch vorhandenen Abweichungen sind auf temperaturbedingte Schwankungen der Photoröhrenverstärkung und der Pedestals zurückzuführen. Da etwa alle drei Stunden Messungen ohne Magnetfeld durchgeführt wurden, kann um diese Schwankungen korrigiert werden, indem die jeweils zuletzt genommenen UNO-Messungen ohne angelegtes Magnetfeld zur Normierung verwendet werden (Bild 5.4). Für die letzte Korrektur werden die zur Normierung durchgeführten Messungen (Nullmessungen²⁴) in Signalhöhe und Zeit linear approximiert. Die entstehende Funktion wird dann zur Normierung benutzt. Dadurch wird um temperaturbedingte Verstärkungsänderungen der PMT korrigiert. Das Ergebnis dieser letzten Korrektur wird in Bild 5.5 gezeigt.

²⁴Mit Nullmessungen werden die Messungen ohne angelegtes Magnetfeld bezeichnet.

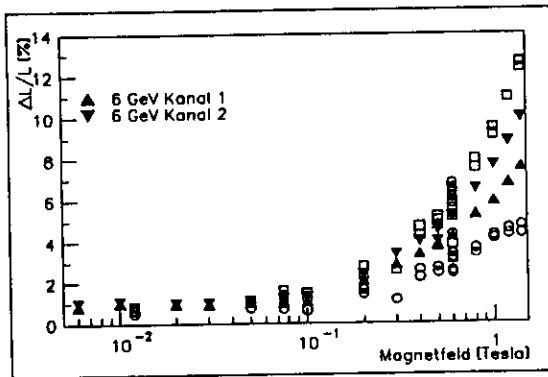


Abbildung 5.6: 2 und 6 GeV Elektronensignal vor der Korrektur um die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld.

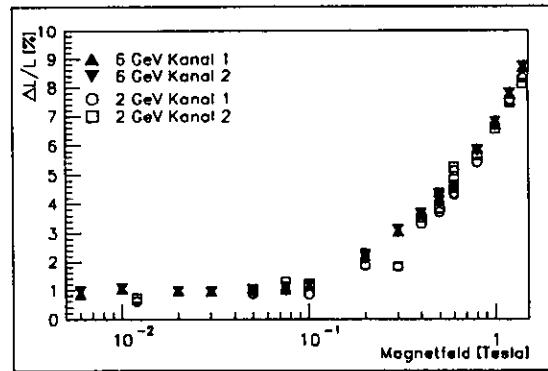


Abbildung 5.7: 2 und 6 GeV Elektronensignal um die Ablenkung im Magnetfeld korrigiert.

LED-Korrekturen:

Das LED-Signal wurde ebenfalls um das Pedestal korrigiert und auf die zuletzt durchgeführte Nullmessung normiert. Wenn sich die Verstärkung der Photoröhren im Magnetfeld ändert, so wird das in einer Änderung des LED-Signals sichtbar. Besonders wichtig ist das LED-Signal daher für die Fehleranalyse.

BEAM-Korrekturen:

Die Korrekturen für das BEAM-Signal erfolgten für die Messungen mit Elektronen verschiedener Energien und für die beiden ADC-Kanäle getrennt. Zuerst wurden die Messungen um die Pedestal-Signale korrigiert und anschließend auf die zugehörigen Nullmessungen normiert. Die letzte Korrektur bestand in der Berechnung der Abschwächung der Signale durch die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld (siehe Kapitel 4). Im Falle der 6 GeV Elektronen ist diese Korrektur hervorragend gelungen. Beide Photoröhren liefern hier getrennt voneinander die gleiche Signaländerung. Die Bilder 5.6 und 5.7 zeigen die BEAM-Signale für 2 GeV und 6 GeV Elektronen vor und nach der letzten Korrektur. Die Qualität der Korrektur ist bei den 2 GeV Messungen schlechter als bei den 6 GeV Messungen. Das liegt an der stärkeren Ablenkung der 2 GeV Elektronen im Magnetfeld und daran, daß die Korrektur nur bei kleinen Ablenkungen gut funktioniert. Auch ist der statistische Fehler des Mittelwertes der 2 GeV Elektronen größer als bei 6 GeV Elektronen. Eine genaue Fehleranalyse wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

5.3 Fehlerbetrachtung

Die Messergebnisse sind mit statistischen und systematischen Fehlern behaftet. Der statistische Fehler wird durch eine ausreichend große Zahl von Messungen nach Gleichung 4.3 beliebig klein. Die Anzahl der Messungen wurde so gewählt, daß der statistische Fehler bei $\delta_{stat} \simeq 0.1\%$ liegt (siehe Tabelle 5.1).

Die systematischen Fehler der Messungen sind auf Unzulänglichkeiten der Meßapparatur zurückzuführen, deren charakteristisches Verhalten in den vorbereitenden Messungen unter-

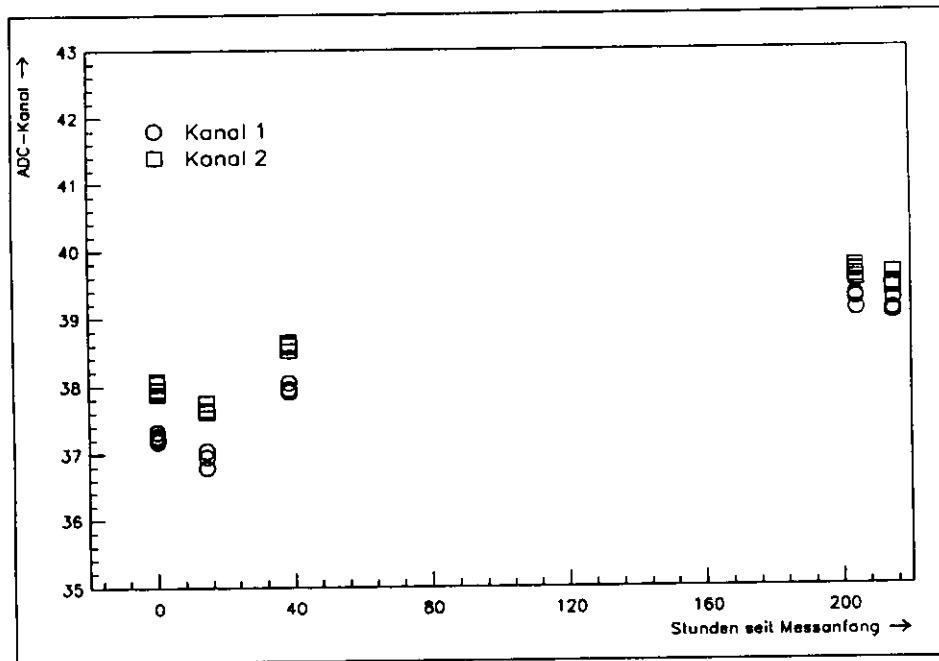


Abbildung 5.8: UPED-Messungen

sucht wurde. Für den systematischen Fehler werden die nachstehenden Beiträge unterschieden:

- Die Fehler der Pedestal-Messungen,
- die Fehler der Verstärkungsfaktoren,
- Fehler durch Magnetfeldeinflüsse,
- Fehler bei der Magnetfeldbestimmung.

Die Fehler der Pedestal-Signale:

Die Photoröhren brauchen nach dem Einschalten etwa acht Stunden, um stabil zu arbeiten, wodurch eine UPED-Messung während der anderen Messungen nicht möglich ist (siehe Kapitel 4). Das zeitliche Verhalten des UPED-Signals innerhalb von etwa sieben Stunden kann aus der Abbildung 4.11 abgelesen werden. Bei den Messungen im Mai 1990 sind nach jeder Meßreihe UPED-Messungen vorgenommen worden, bei der ersten Meßreihe auch etwa acht Stunden vor Meßbeginn. Im Laufe der Meßzeit von 10 Tagen hat sich das UPED-Signal um fast zwei ADC-Kanäle bewegt, wie auf der Abbildung 5.8 deutlich wird. Der statistische Fehler ist bei 100 Meßpunkten pro Messung und einer Signalbreite von $\sigma_{Signal} = 1.5$ ADC-Kanälen klein gegen den systematischen Fehler, der auf Abbildung 5.8 zu sehen ist. Der Gesamtfehler der UPED-Messungen wird, nachdem alle Meßwerte linear interpoliert wurden, mit einem Fehler von $\delta_{UPED} = 1$ ADC-Kanal abgeschätzt, da das Durchführen einer Meßreihe nie länger als 14 Stunden dauerte. Bei einem UNO-Signal von 800 ADC-Kanälen ergibt das einen relativen Fehler von $100\% \cdot 1/800 \approx 0.125\%$.

Das Pedestal-Signal der BEAM- und LED-Messung ist für jede Magnetfeldeinstellung zweimal durchgeführt worden. Dabei wurden je 400 Meßpunkte aufgenommen. Die Mittelwerte der Messungen liegen bei typischerweise 39 ADC-Kanälen mit einem Fehler δ_{PED} von 0.04 ADC-Kanälen. Der daraus resultierende relative Fehler wird durch $100\% \cdot \delta_{PED} / (Signal - PED)$ errechnet (siehe Tabelle 5.1).

Der Fehler der Verstärkungsfaktoren:

Die Verstärkungskorrektur $K_{Ver(T)}$ behebt im wesentlichen die temperaturbedingte Änderung der Verstärkung der Photoröhren. Ein Vergleich mit der Messung des UNO-Signals aus Abbildung 4.9 zeigt eine Signaländerung von maximal 5 ADC-Kanälen in einem Zeitraum von 12 Stunden. Bei den Messungen im Mai sind Nullmessungen zur Normierung der Signale mit etwa drei Stunden Abstand durchgeführt worden, welches laut Abb. 4.9 einer Signaländerung von nunmehr 2 ADC-Kanälen entspricht. Schließlich interpolieren die Korrekturen die gemessenen Werte linear für die Zeit zwischen den Messungen so, daß der verbleibende Fehler etwa $\delta_{Ver(T)} \simeq 0.5$ ADC-Kanäle sein sollte. Das ergibt bei einer absoluten Signalthöhe von 500 ADC-Kanälen einen relativen Fehler von 0.1 %.

Der Fehler der Korrektur um die Ablenkung der Elektronen im Magnetfeld kann dadurch abgeschätzt werden, daß das Signal von linker und rechter Photoröhre nach der Korrektur verglichen wird (siehe Abbildung 5.7). Für die Messungen mit 6 GeV Elektronen liefern beide Photoröhren in guter Übereinstimmung das gleiche Signal. Bei den Messungen mit 2 GeV Elektronen weichen die Signale nach der Korrektur stärker voneinander ab. Die Korrektur ist hier größer als bei 6 GeV Elektronen, da die Ablenkung im Magnetfeld stärker ist. Für die Messungen mit 6 GeV wird der Fehler der Ablenkungskorrektur mit $\delta_{Ablk} = 0.05\%$ und für 2 GeV mit $\delta_{Ablk} = 0.1\%$ angesetzt.

Fehler durch Magnetfeldeinflüsse:

Fehler durch Magnetfeldeinflüsse sind hauptsächlich auf die Unmöglichkeit zurückzuführen, eine perfekte Abschirmung der Photoröhren zu bauen. Abbildung 4.8 zeigt, daß Magnetfeldeinflüsse auf die Verstärkung der PMT bis auf einen Fehler von $\delta_{Ver(B)} \simeq 0.1\%$ ausgeschlossen werden können.

Bei Messungen mit umgekehrter Polarität des impulsselektierenden Magneten, d.h. mit Positronen, tritt ein zusätzlicher Fehler in der Reproduktion des Magnetfeldwertes auf. Ebenso führt das Ändern der Feldrichtung des Dipolmagneten, in dem das Kalorimeter steht, zu Fehlern durch mechanische Einwirkungen auf das Experiment. So wurde bei nachfolgenden Messungen beim Einschalten des Magnetfeldes ein leichtes Bewegen des Vetozahlers, der in der Nähe des Dipolmagneten steht, beobachtet. Das kann zu einer Veränderung der Einschußposition der Elektronen in das Kalorimeter führen, die nicht korrigiert werden kann. Daher wird für diese Messungen der Fehler mit $\delta_{Ver(B)} \simeq 0.2\%$ angesetzt

Übersicht aller Fehler und Gesamtfehler:

Nachdem die einzelnen Fehler, die zum gesamten Fehler einer Messung beitragen, bestimmt sind, läßt sich der gesamte systematische Fehler durch Summation aller Beiträge zu δ_{syst}^{total} abschätzen. Die statistischen Fehler sind vergleichsweise gering. Die Tabelle 5.1 enthält die relativen Fehler der verschiedenen Messungen in Promille. In der letzten Zeile ist die Summe

	UNO [%]	6 GeV e ⁻ [%]	6 GeV e ⁺ sowie umge- poltes Feld [%]	2 GeV e ⁻ [%]	2 GeV e ⁺ sowie umge- poltes Feld [%]
δ_{stat}	0.13	0.85	0.85	1.5	1.5
δ_{PED}	1.2	0.05	0.05	0.2	0.2
$\delta_{Ver(T)}$	1	1	1	1	1
$\delta_{Ver(B)}$	1	1	2	1	2
δ_{Ablk}	—	0.5	0.5	1	1
δ_{syst}^{total}	3.2	2.5	3.5	3.2	4.2

Tabelle 5.1: Die abgeschätzten Fehler der verschiedenen Messungen.

der systematischen Fehler eingetragen, welche in den folgenden Abbildungen der Endergebnisse die Größe der Fehlerbalken bestimmt.

Fehler bei der Magnetfeldbestimmung:

Das Magnetfeld wurde, wie in Kapitel 4 beschrieben wurde, mit einem Fehler von 2.5% bestimmt. Da die Änderung aller gemessenen Signale schwach von der Magnetfeldstärke abhängt, werden die Ergebnisse der Messungen von diesem Fehler kaum beeinflusst.

5.4 Ergebnisse und Vergleich mit dem Szintillatoreffekt

Der Anstieg der Lichtausbeute beim BEAM-Signal ist im Bild 5.9 für Elektronen von 2 und 6 GeV Energie dargestellt. Der Vergleich der Messungen mit dem von Blömker und Krebs vermessenen Anstieg der Szintillatorlichtausbeute in Magnetfeld [BLÖ88, KRE89] zeigt gute Übereinstimmung. Der reine Szintillatoreffekt wurde nur bei Feldern kleiner 0.5 Tesla vermessen, so daß oberhalb dieser Grenze keine Vergleichsmöglichkeiten vorhanden sind. Zusammenfassend läßt sich der magnetfeldabhängige Anstieg des Kalorimetersignals elektromagnetischer Schauer mit dem bekannten Szintillatoreffekt erklären.

Zur Untersuchung einer möglichen Energieabhängigkeit wurden Messungen mit Elektronen von 1 bis 6 GeV Energie durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Eine Energieabhängigkeit konnte innerhalb der Fehler im Bereich von 1 GeV bis 6 GeV nicht festgestellt werden. Die diesen Messungen anhaftenden Fehler wurden in der im vorigen Abschnitt beschriebenen Art abgeschätzt.

Das UNO-Signal zeigt im Vergleich zum BEAM-Signal eine abweichende Änderung der Lichtausbeute im Magnetfeld. Zuerst steigt die Lichtausbeute ebenfalls an, jedoch ist dieser Anstieg von 1.5% größer als beim BEAM-Signal. Bis zu Feldern von 0.1 Tesla verläuft das Signal konstant, steigt dann auf 3% bei 0.4 Tesla an und fällt in der Folge immer steiler ab, bis bei einer Feldstärke von 1.4 Tesla das Signal etwa um 1.2% kleiner als das Anfangssignal ohne Magnetfeld ist. Das UNO-Signal wird in Bild 5.11 gezeigt. Eine detaillierte quantitative Erklärung für den vom BEAM-Signal abweichenden Verlauf des UNO-Signals gibt es nicht, jedoch besteht die Vermutung, daß es sich hierbei um eine Überlagerung des

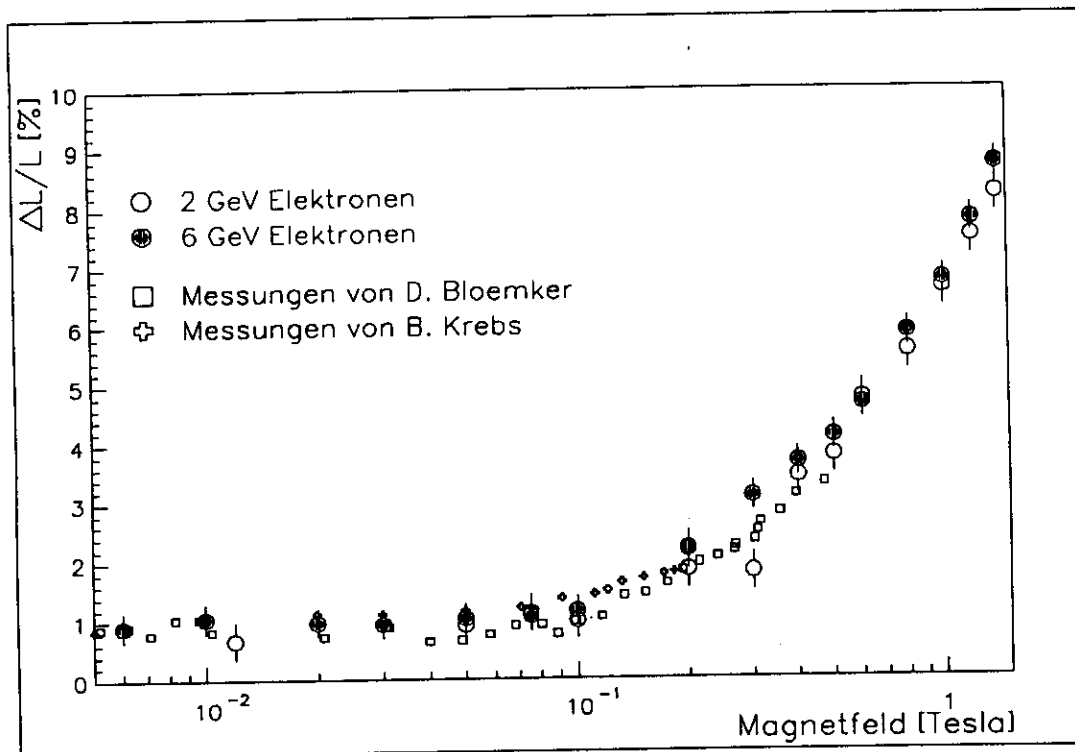


Abbildung 5.9: Änderung der Lichtausbeute von 2 GeV und 6 GeV Elektronen im Kalorimeter in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Zum Vergleich sind die Messungen von D. Blömker und B. Krebs [BLÖ88, KRE89] eingezeichnet (vgl. Abb. 3.7).

Szintillatoreffektes mit Weglängeneffekten handelt.

Die von der Uranradioaktivität emittierten β -Teilchen haben eine mittlere Energie von 0.92 MeV [PEG85] und eine mittlere Reichweite von etwa 0.4mm in Uran und etwa 4.5mm in Szintillator [PDG88]. Das bedeutet, daß die tatsächlich emittierten Elektronen aus der Randschicht der DU-Platten aus einer Tiefe von maximal 0.6mm stammen [PEG85]. Die Richtung der von den DU-Platten emittierten Elektronen wird als näherungsweise normal angenommen, so daß das magnetische Feld im Experiment senkrecht zur Emissionsrichtung steht und die Elektronen abgelenkt werden. Der Krümmungsradius eines 0.92 MeV Elektrons in einem Magnetfeld von 1 Tesla beträgt nach Gleichung 4.2 $r = 3mm$. Der Erklärungsversuch für den UNO-Effekt in Magnetfeld setzt nun bei der im Uran bzw. Szintillator zurückgelegten Weglänge der Elektronen an:

Bei kleinen Magnetfeldern (≤ 0.1 Tesla) ist der Krümmungsradius der Elektronen groß im Vergleich zur mittleren Weglänge im Uran, so daß nur der im Szintillator zurückgelegte Weg der Elektronen größer wird, die hochenergetisch genug sind um den Szintillator zu durchqueren (die Szintillatordicke beträgt im Kalorimeter 2.6mm). Erst bei größeren Magnetfeldern und kleineren Krümmungsradien wird auch der im Uran zurückgelegte Weg größer, so daß ein nennenswerter Teil der β -Teilchen noch im Uran absorbiert wird und die gesamte Emission der DU-Platten zurückgeht.

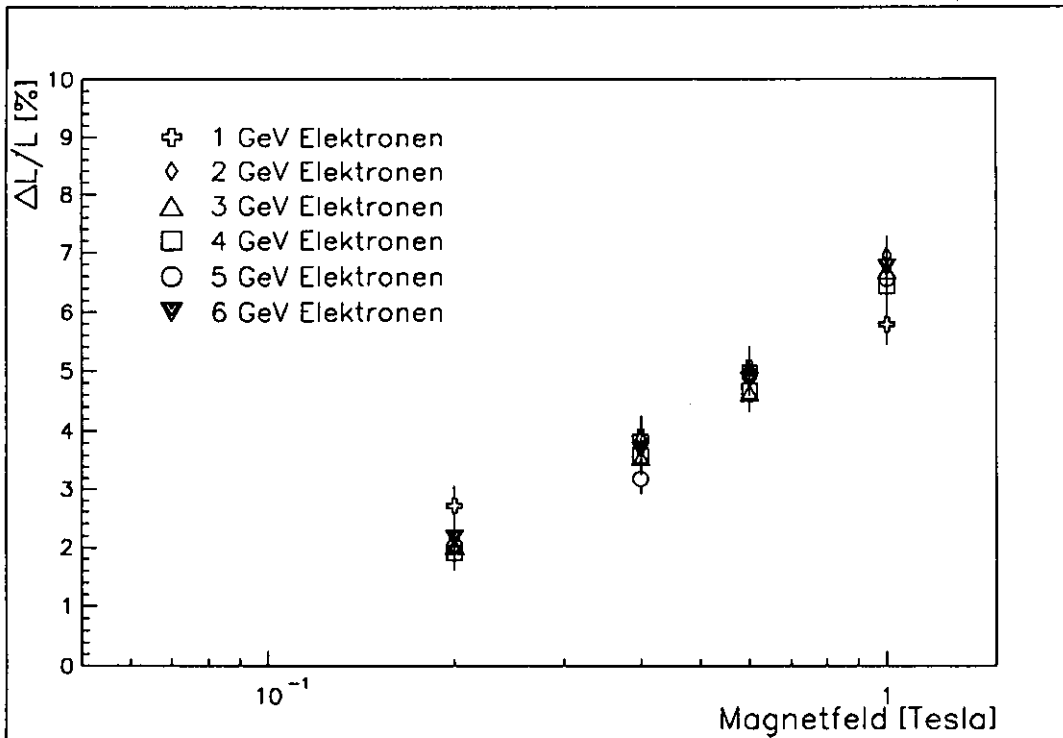


Abbildung 5.10: 1 bis 6 GeV BEAM-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

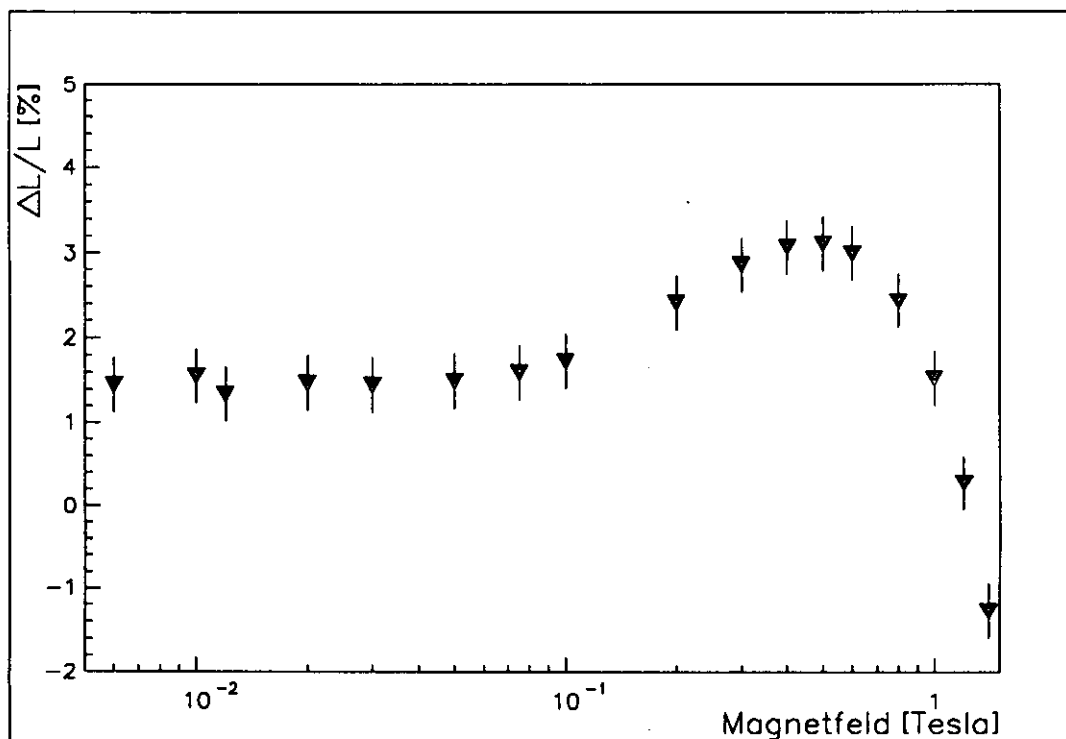


Abbildung 5.11: UNO-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld

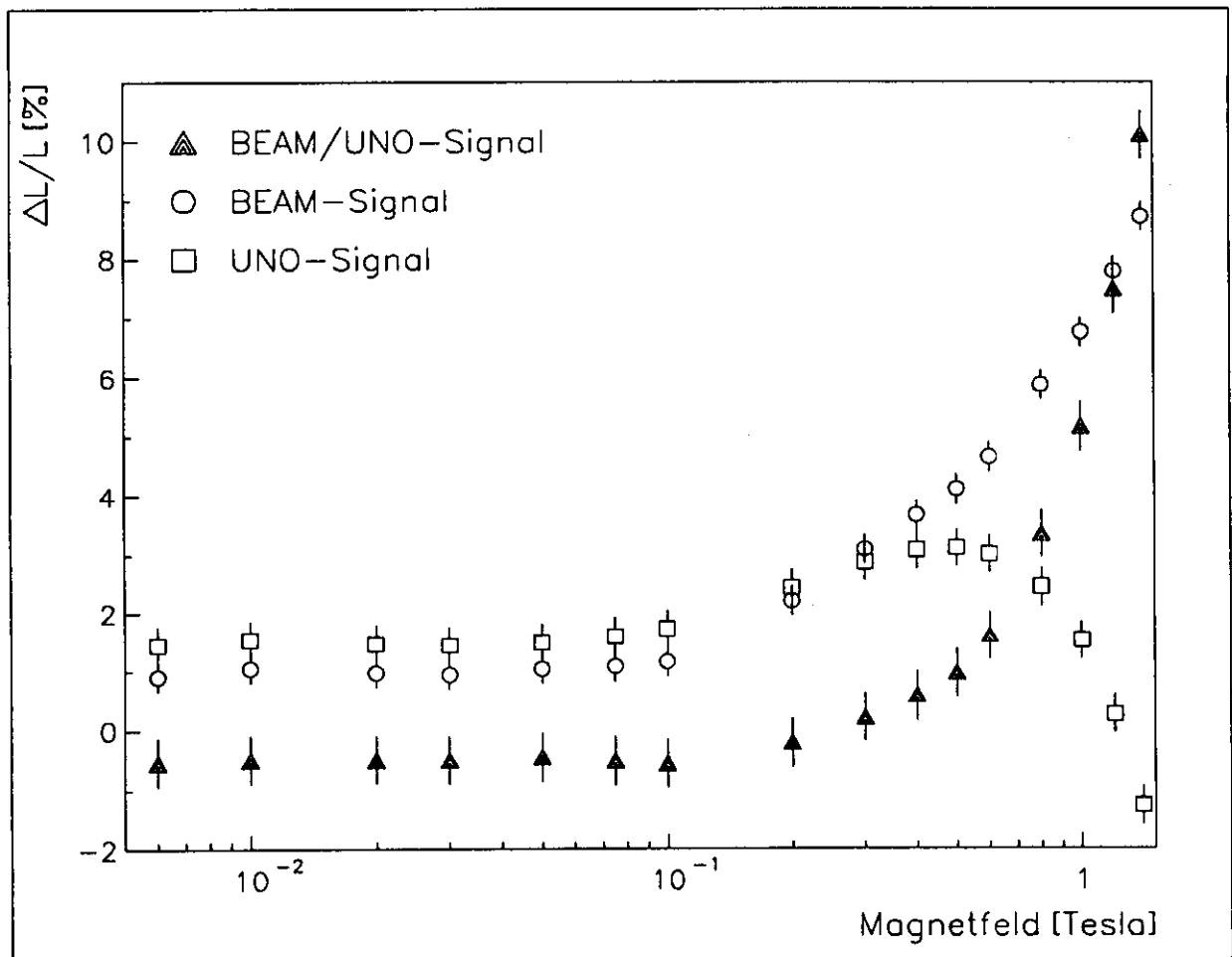


Abbildung 5.12: BEAM/UNO-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Diesen Prozessen ist der Szintillatoreffekt nach [BLÖ88,KRE89] überlagert. Nach diesem Modell ließe sich der Verlauf des UNO-Signals im Vergleich zum BEAM-Signal näherungsweise erklären. Ob sich der Signalverlauf hierdurch auch quantitativ erklären läßt, wäre mit einer Simulationsrechnung zu überprüfen. Dieser Erklärungsversuch nimmt die Magnetfeldrichtung parallel zu den DU- und Szintillatorplatten an. In einem normalgerichteten Magnetfeld wäre ein unterschiedliches Verhalten des UNO-Signals denkbar.

Für das ZEUS-Experiment ist das Verhältnis von BEAM- zu UNO-Signal eine für die Eichung relevante Größe. Die Magnetfeldabhängigkeit des BEAM/UNO-Signals ist in der Abbildung 5.12 aufgetragen. Hier wird deutlich, daß zur Eichung des ZEUS-Kalorimeters mit dem UNO-Signal eine magnetfeldabhängige Korrektur notwendig wird. Letztlich muß dazu auch das Ansprechverhalten des Kalorimeters bei parallel zum Strahl gerichtetem Magnetfeld bekannt sein.

6 Zusammenfassung

Im ZEUS-Experiment wird zur Impulsbestimmung geladener Teilchen ein Magnetfeld von 1.8 Tesla durch eine supraleitende Spule erzeugt, wodurch Felder bis zu 0.9 Tesla im Kalorimeterbereich entstehen. Die Anforderungen an die Genauigkeit der Energiebestimmung von 1% führen zur Frage nach dem Verhalten der Kalorimetersignale in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke.

Zur Untersuchung der Signale des ZEUS-Kalorimeters, wurde in Zusammenarbeit mit der Universität Toronto in Kanada ein Uran-Szintillator Kalorimeter gebaut, welches einer HAC1-Sektion des ZEUS-Kalorimeters weitgehend entspricht. Messungen wurden im Magnetfeld senkrecht zum einfallenden Strahl bei Feldstärken von 0.01 Tesla bis 1.4 Tesla mit Elektronen von 1-6 GeV Energie durchgeführt. Ferner wurde die Magnetfeldabhängigkeit des Signals der Uranradioaktivität gemessen. Mit Hilfe des Signals einer LED wurde überprüft, daß die Photoröhren ausreichend gegen Magnetfeldeinflüsse abgeschirmt waren. Eine Änderung der Verstärkung um weniger als 0.1% konnte erreicht werden. Es ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Das Signal eines Elektronenschauers im Kalorimeter steigt schon bei Feldern von 0.01 Tesla um 1% an, verläuft dann bei Feldern bis etwa 0.1 Tesla konstant, um dann bei höheren Feldern weiter anzusteigen. Bei 1.4 Tesla beträgt der Signalanstieg fast neun Prozent. Dies stimmt mit Messungen der Änderung der Lichtausbeute des verwendeten Plastiksintillators als Funktion des Magnetfeldes überein, die von Blömker und Krebs durchgeführt wurden [BLÖ88, KRE89].
- Eine Energieabhängigkeit der Signaländerung im Magnetfeld bei Elektronenenergien von 1 bis 6 GeV konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden.
- Das Signal der Uranradioaktivität steigt bis zu einem Magnetfeld von 0.01 Tesla um 1.5% an. Bis zu Feldern von 0.1 Tesla verläuft das Signal konstant, steigt dann auf 3% bei 0.4 Tesla an und fällt in der Folge immer steiler ab, bis bei einer Feldstärke von 1.4 Tesla das Signal etwa um 1.2% kleiner als das Anfangssignal ohne Magnetfeld ist.

Das Verhältnis vom Elektronenschauersignal zum Signal der Uranaktivität ist für Magnetfelder bis zu 0.2 Tesla um 0.5% kleiner als ohne angelegtes Feld und steigt dann bis auf 10% bei 1.4 Tesla an.

Die Ergebnisse zeigen, daß für einen Teil des ZEUS-Kalorimeters eine Korrektur des Signals der einzelnen Kalorimetermodule in Abhängigkeit des vorherrschenden Magnetfeldes notwendig ist. Zur genauen Korrektur der Kalorimetersignale sind weitere Messungen im axialen Magnetfeld (Magnetfeld in Stahlrichtung) notwendig.

A Tabelle der Endergebnisse

B [Tesla]	UNO [%]	6 GeV e ⁻	2 GeV e ⁻
$6 \cdot 10^{-3}$	1.45 ± 0.32	0.90 ± 0.25	—
0.001	1.55	1.05	—
0.012	1.34	—	0.66 ± 0.32
0.02	1.47	0.97	—
0.03	1.45	0.94	—
0.05	1.49	1.04	0.92
0.075	1.6	1.08	1.13
0.1	1.73	1.15	0.99
0.2	2.41	2.20	1.85
0.3	2.86	3.08	2.18
0.4	3.07	3.66	1.81
0.5	3.10	4.10	3.42
0.6	2.99	4.64	4.75
0.8	2.43	5.85	5.56
1.0	1.52	6.75	6.65
1.2	0.28	7.78	7.56
1.4	-1.27	8.71	8.32

Tabelle A.1: Relative Änderung der Kalorimetersignale im Magnetfeld

Danksagung

Im Laufe meiner Diplomarbeit habe ich den freundlichen und kollegialen Umgang innerhalb der ZEUS-Kollaboration immer wieder durch praktische Hilfe und Anregung erfahren können. Dafür möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann, der mir die rasche Durchführung dieser interessanten Diplomarbeit ermöglicht hat. Herrn Dr. R. Klanner und Herrn Dr. F. Corriveau danke ich für zahlreiche anregende Diskussionen und die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Messungen. Ferner bedanke ich mich bei Herrn Dr. G. Levman von der Universität Toronto für die Hilfe beim Zusammenbau des Testkalorimeters.

Weiterhin danke ich meinen Eltern für die finanzielle Unterstützung der Diplomarbeit und meiner Freundin Christina für die Geduld und das anteilnehmende Interesse, mit denen sie den Werdegang dieser Arbeit verfolgte.

Erklärung

Hierdurch versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt zu haben.

Hamburg, im Oktober 1990,

Johannes Mainusch.

Literatur

- [AKE87] T. Akesson et al., NIM A262 (1987) 243
- [AMA81] U. Amaldi, Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [BER87] E. Bernardi, On the Optimization of the Energy Resolution of Hadron Cal.
Diss, Universität Hamburg 1987
- [BLÖ88] D. Blömker, Verhalten von Plastikszintillatoren im Magnetfeld
Diplomarbeit, Hamburg 1988
- [HBK87] R. Brun und D. Lienart. HBOOK User Guide
CERN program library entry Y250
- [KLE87] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner, Studienbücher Physik, 1987
- [KRE89] B. Krebs, Einfluß von Magnetfeldern auf Plastikszintillator
Diplomarbeit. Hamburg 1989
- [LOH85] W. Lohmann, R. Kopp und R. Voss
Energy Loss of Muons in the Energy Range of 1-10000 GeV
CERN 85-54 (1985)
- [LON75] E. Longo und I. Sestilli
Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [MKU84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik
Teubner, Studienbücher Physik, 1984
- [PDG80] Particle Data Group; 1980
- [PDG86] Particle Data Group; 1986
- [PDG88] Particle Data Group; 1988
- [PEG85] C. Pegel und H. Prause, Radiation from Thick Plates of ^{238}U
Internal Report, Zyklotron-S2/85 (1984)
- [PER86] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics
Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1987
- [SWE73] C. Swenberg und N. E. Geacintov
Organic molecular photophysics, J. B. Birks, ed
J. Wiley and sons, New York 1973, vol.1
- [WIG87] R. Wigmans, NIM A262(1987)243
- [ZEU86] The ZEUS Detector, Status Report 1986
ZEUS Kollaboration, März 1986

[ZEU89] The ZEUS Detector, Status Report 1989
ZEUS Kollaboration, März 1989

- [1] E. Lohrmann, Elementarteilchenphysik
Teubner, Studienbücher Physik, 1983
- [2] R. Klanner, NIM A265(1988)200
- [3] K. Dierks, interner Bericht, DESY F35-90-01(1990)
- [4] Test of the ZEUS Forward Calorimeter Prototype The ZEUS Calorimeter Group, interer
Bericht, DESY 89-128