

Interner Bericht

DESY F14-87-02

Report HH 87-02

I. Institut f. Experimentalphysik

Juni 1987

ENTWURF UND TEST EINES ELEKTROMAGNETISCHEN KALORIMETERS

von

M. Gennis

Eigentum	Bibliothek
Property	library
Zugriff	13. JULI 1987
Accession	
Leihfrist	7
Loan period	7 days

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

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

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

Interner Bericht
DESY F14-87-02
June 1987

Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters

Martin Gennis

experimentell physikalische Diplomarbeit
am I.Institut für Experimentalphysik
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

28. Januar 1987

Abstract

An electromagnetic sampling calorimeter with scintillator read-out and longitudinal segmentation into six modules has been designed and tested. Each module contains up to 10 scintillator (SCSN 38, 4mm) and absorber layers of size $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ that could be easily exchanged.

Measurements with 3 mm thick Pb absorbers yielded for electrons of 1-6 GeV an energy resolution $(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{9.8\%}{\sqrt{E}})^2 - (1.7\%)^2$ with a contribution of $2.6\%/\sqrt{E}$ originating from photoelectron statistics. The influence of the geometry of the read-out on the homogeneity, lateral and longitudinal leakage was studied with horizontal and vertical scans. The lateral dimension of the shower could be expressed in terms of an effective Moliere radius.

Measurements with 1.57 mm thick absorbers of depleted uranium (covered with $2 \times 0.5\text{ mm}$ steel) were performed with electrons, muons and hadrons of linear momenta $5 - 40\text{ GeV}/c$. Due to a spread of the linear momenta only an upper limit $(\frac{\sigma}{E})^2 \approx (\frac{14.0\%}{\sqrt{E}})^2 + (2.1\%)^2$ of the resolution can be given. Based on the average energy loss of muons in the calorimeter, a μ/e ratio of 1.33 ± 0.06 was deduced.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Einführung in die Kalorimetrie	7
2.1	Elektromagnetische Schauer	7
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter	10
2.3	Hadronische Kalorimeter	13
2.4	Muonen in Materie	14
3	Beschreibung des Kalorimeters	17
3.1	Prinzipieller Aufbau des Kalorimeters	17
3.2	Szintillatoren und Wellenlängenschieber	19
3.3	Photomultiplier und Spannungsteiler	21
4	Messungen mit Blei als Absorber	24
4.1	Meßanordnung	24
4.2	Meßprogramm	26
4.3	Pedestals	26
4.4	Kalibration des Kalorimeters	26
4.5	Energieauflösung	29
4.6	Horizontalscan	31
4.7	Vertikalscan	34
4.8	Netzscan	36
4.9	Longitudinale Schauerentwicklung	36
5	Messungen mit abgereichertem Uran	43
5.1	Meßaufbau	43
5.2	Meßprogramm	45
5.3	Pedestals und Kalibration	46
5.4	Bemerkungen zum Strahl	46
5.5	Untersuchungen mit Elektronen	47
5.6	Untersuchungen mit Muonen	50
5.7	Untersuchungen mit Hadronen	53
	Zusammenfassung	57
A	Schwellenčerenkovzähler	59
A.1	Arbeitsprinzip	59
A.2	Einstellung des Čerenkovzählers	61

A.3 Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers	61
A.4 Teilchenselektion	62
B Formeln und Tabellen	66
B.1 Energieverluste	66
B.2 Berechnung der Dichtekorrektur	66
Literaturverzeichnis	68
Danksagung	70

Abbildungsverzeichnis

2.1	Massenabsorptionskoeffizienten für Blei	8
2.2	Die Landau-Verteilung	16
3.1	Aufbau eines Kalorimetermoduls	18
3.2	Spektren für SCSN 38,Y-7,XP2011B	20
3.3	Frequenzabhängigkeit der Pulshöhe	22
3.4	Spannungsteiler	23
4.1	Meßaufbau am DESY	25
4.2	Elektronen bei 3 und 6 GeV in Konfiguration A	29
4.3	Energieauflösung, Konfiguration B	30
4.4	$\sigma(E)^2/E$ gegen Einschußenergie, Konfiguration A	31
4.5	Gesamtsumme, links- und rechtseitige Summe	34
4.6	Produkt aus links- und rechtseitiger Summe	37
4.7	Quotient aus links- und rechtseitiger Summe	38
4.8	Relative Abweichung $r(x)$	38
4.9	Rekonstruierter gegen wahren Einschußort	39
4.10	Vertikalscan: Pulshöhe gegen Einschußort	39
4.11	Vertikalscan: Energieauflösung in Abhängigkeit von lateralen und longitudinalen Leckverlusten	40
4.12	Berechnung des radialen Leckverlustes	40
4.13	Lateraler Leckverlust in Abhängigkeit vom Radius	41
4.14	Netzscan: Pulshöhe gegen Einschußort	41
4.15	Schauerprofile	42
5.1	Aufbau am CERN	44
5.2	Pulshöhen bei verschiedenen Strahlpositionen	48
5.3	Elektronen bei 30 GeV Energie im elektromagnetischen Kalorimeter	49
5.4	Energieauflösung für Elektronen	49
5.5	Muonensignal bei 30 GeV/c Nominalimpuls	51
5.6	Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter	54
5.7	Interkalibration des Gesamtkalorimeters	54
5.8	Hadronen im Gesamtkalorimeter	56
A.1	Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers	62
A.2	Alle Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter	63
A.3	Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter	64
A.4	Elektronen und Muonen im elektromagnetischen Kalorimeter	64
A.5	WA-78(U)/WA-78(Fe) gegen WA-78(U)+WA-78(Fe)	65

Tabellenverzeichnis

2.1	Mittlere Schauerentwicklung	9
2.2	Materialkonstanten	10
3.1	Aufbauversionen des Kalorimeters	19
4.1	Kalibrationskonstanten, Konfiguration A	28
4.2	Energieauflösung für verschiedene Konfigurationen	32
4.3	Angepaßte Schauerprofile	37
5.1	Technische Daten der Kalorimeterkomponenten	45
5.2	Strahlenschärfe für alle Finger	47
5.3	Strahlenschärfe für Finger 2	47
5.4	Parameter der Muonen-Verteilungen	51
5.5	$\frac{\mu}{e}$ - und $\frac{mip}{e}$ -Verhältnis	53
5.6	$\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für das Gesamtkalorimeter	55
A.1	Drücke im Čerenkovzähler	61
A.2	Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers	62
B.1	Mittlerer Energieverlust für Muonen in MeV	66
B.2	Wahrscheinlichster Energieverlust für Muonen in MeV	67
B.3	Parameter zur Berechnung der Dichtekorrektur	67

Kapitel 1

Einleitung

An den Speicherringen der kommenden Generation (z. B. LEP, HERA) wird die Erzeugung sowohl einzelner Teilchen, als auch von Jets mit weit höheren Energien möglich sein, als das bei den meisten zur Zeit vorhandenen Beschleunigern der Fall ist. Bei bisherigen Speicherringexperimenten konnte die Energiebestimmung der Produkte eines physikalischen Ereignisses in hohem Maße auf die Impulsmessung in einem Zentraldetektor (Driftkammer) mit Magnetfeld gestützt werden. Dies wird bei zukünftigen Experimenten nicht in gleicher Weise möglich sein, da einerseits die Impulsauflösung einer Driftkammer bei vorgegebenem Magnetfeld mit wachsendem Impuls schlechter wird, und andererseits die technischen Grenzen bei der Erzeugung starker Magnetfelder weitgehend erreicht sind. Hier bieten sich Kalorimeter als Ersatz an, da die Energiemessung mit diesen bei steigender Energie besser wird. Diese Tatsachen haben während der vergangenen Jahre zu einem steigenden Interesse an allen mit kalorimetrischer Energiemessung zusammenhängenden Fragestellungen geführt.

Für die Kalorimetrie ist das unterschiedliche Verhalten verschiedener Teilchensorten in Materie von Bedeutung. Hochenergetische Elektronen, Positronen und Photonen lösen in dichten Materialien den sogenannten elektromagnetischen Schauer aus, in dessen Verlauf viele sekundäre Teilchen geringerer Energie erzeugt werden. Durch Hadronen wird der sogenannte hadronische Schauer hervorgerufen, der sich vom elektromagnetischen durch seine größere räumliche Ausdehnung unterscheidet. Demzufolge können elektromagnetische Kalorimeter deutlich kompakter als hadronische gebaut werden. Im Gegensatz zu ersteren erfahren Muonen nicht zu hoher Energie hauptsächlich einen Energieverlust durch Ionisationen und atomare bzw. molekulare Anregungsprozesse.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein elektromagnetisches Sampling-Kalorimeter mit Szintillatorauslese ($26 - 33 X_0$ Gesamtlänge, etwa $30 \cdot 30 \text{ cm}^2$ Frontfläche) erstellt, das den Einsatz verschiedener Absorbermaterialien ermöglichte. Als wichtigste mit seiner Hilfe untersuchte Fragestellungen seien hier die folgenden genannt :

- Die Energieauflösung für Elektronen bei verschiedenen Energien mit unterschiedlichen Absorbern (3 mm Blei und 1.57 mm abgereichertes Uran, 4 mm Szintillator).
- Ortsabhängigkeiten des gemessenen Signals bei variablem Einschubort in das Kalorimeter mit konstanter Energie.
- Die longitudinale Entwicklung des elektromagnetischen Schauers und seine laterale Ausdehnung.
- Der negative Einfluß longitudinaler und lateraler Leckverluste aus dem Kalorimeter auf die Energieauflösung.

- Das $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis bei mehreren Energien mit 1.57 mm Uran als Absorber.

Im weiteren gliedert sich diese Arbeit wie folgt : Im Kapitel 2 werden einige wichtige Zusammenhänge der Kalorimetrie in möglichst allgemeinverständlicher Form dargelegt und für die spätere Nutzung bereitgestellt. Dabei wird auch auf das unterschiedliche Verhalten verschiedener Teilchensorten in Materie genauer eingegangen.

Das Kapitel 3 beschreibt die Konzeption des Kalorimeters in ihren wesentlichen Details und stellt verschiedene Aufbauversionen vor, die zu Messungen verwendet wurden.

Kapitel 4 stellt Ergebnisse von Messungen mit 3 mm Blei als Absorber an einem Elektronenstrahl der Impulse 1 - 6 GeV/c vor. Abgesehen von der erzielten Energieauflösung, werden hier Resultate von Messungen mit variablem Einschußort diskutiert. Hierunter fallen Untersuchungen zur Ortsabhängigkeit des Signals, longitudinaler und lateraler Schauerentwicklung und Verschlechterung der Energieauflösung in Gegenwart von Leckverlusten.

Kapitel 5 behandelt Daten mit 1.57 mm abgereichertem Uran (plus 2 x 0.5 mm Stahl) als Absorber, die an einem gemischten Teilchenstrahl aus Elektronen, Muonen und Pionen bei Impulsen zwischen 5 und 40 GeV/c aufgenommen wurden. Diese Meßdaten stammen aus einer Zusammenarbeit von Mitgliedern der HERA-Kollaborationen ZEUS und H1, sowie des CERN-Experiments WA-78. Neben dem $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis werden in diesem Kapitel weitere Resultate für die verschiedenen Teilchenarten dargelegt.

In einer abschließenden Zusammenfassung werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal kompakt dargestellt.

Kapitel 2

Einführung in die Kalorimetrie

In der Hochenergiephysik bezeichnet man Nachweisgeräte, die zur Messung von Teilchenenergien geeignet sind, als Kalorimeter. Es handelt sich dabei im Prinzip um einen Block Materie, in dem möglichst die gesamte Energie eines einfallenden Teilchens absorbiert werden soll. Ein kleiner Teil der Einfallenergie wird in ein meßbares Signal umgesetzt. Dieser Messwert sollte möglichst proportional zur Einfallenergie sein.

Die Aufgabe dieses Kapitels besteht in der Beschreibung von physikalischen Prozessen und Größen, die für die Kalorimetrie wichtig sind. Gleichzeitig werden Zusammenhänge erläutert, die in späteren Kapiteln gebraucht werden.

2.1 Elektromagnetische Schauer

Der elektromagnetische Schauer kann durch Elektronen, Positronen und hochenergetische Photonen ausgelöst werden und entwickelt sich hauptsächlich durch die Prozesse der Paarbildung und der Erzeugung von Bremsstrahlungsquanten. Im folgenden sollen nur diese Prozesse besprochen werden.

Zunächst sei ein Strahl von Photonen betrachtet, der auf einen Block Materie trifft. Die Intensität dieses Strahls in Abhängigkeit von der Tiefe x im Absorber gehorcht einem Exponentialgesetz der Form

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu x}, \quad (2.1)$$

wobei μ der sogenannte Massenabsorptionskoeffizient ist, der sich aus den energieabhängigen Koeffizienten für Paarbildung, Photo- und Compton-Effekt zusammensetzt :

$$\mu = \mu_p + \mu_{ph} + \mu_C$$

Für Energien $E \gg 1MeV$ sind die Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung und Photoeffekt vernachlässigbar, so daß der Massenabsorptionskoeffizient für die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares (Paarerzeugung) μ_p allein die Abschwächung des Strahls beschreibt. Dieser nähert sich für $E_\gamma \gg \frac{137}{\sqrt{Z}} \cdot m_e c^2$ asymptotisch dem Grenzwert [KLE84]

$$\mu_p^0 = 4r_e^2 \alpha Z^2 \cdot \frac{N_0}{A} \cdot \frac{7}{9} \cdot \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} = \frac{7}{9} \cdot \frac{1}{X_0}, \quad (2.2)$$

wobei r_e = klassischer Elektronenradius, Z = Kernladung des absorbierenden Materials, A = Massenzahl des absorbierenden Materials, α = elektromagnetische Kopplungskonstante, N_0 = Avogadro-Konstante ist.

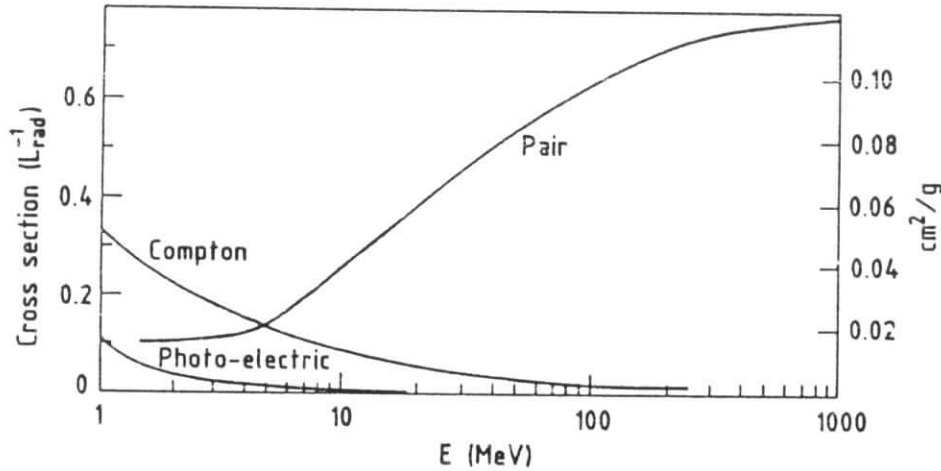


Abbildung 2.1: Massenabsorptionskoeffizienten für Blei

Die rechts auftretende Strahlungslänge X_0 stellt die (materialabhängige) Schichtdicke dar, innerhalb der mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 0.54 eine Paarbildung erfolgt. Selbstverständlich gilt dies so nur in der Näherung großer Photonenenergien. Die Abhängigkeit der Massenabsorptionskoeffizienten für Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarerzeugung von der Energie des Photons ist für Blei in Abbildung 2.1 dargestellt.

Für Elektronen und Positronen sind als hauptsächliche Energieverluste der Ionisationsverlust und die Erzeugung von Bremsstrahlung von Bedeutung. Im Bereich von Energien weit oberhalb von 1 MeV ($\beta \simeq 1$) nimmt die Bethe-Bloch-Formel, die den mittleren Ionisationsverlust pro Weglänge angibt, die Form

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = 4\pi N_0 r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \cdot \left(\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} - 1 \right) \quad (2.3)$$

an, wobei I das mittlere Ionisationspotential des Mediums ist. In der gleichen Näherung ist der Bremsstrahlungsverlust gegeben durch

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = 4\pi N_0 r_e^2 E \frac{Z^2}{A} \cdot \ln \frac{183}{\sqrt{Z}} = \frac{E}{X_0}. \quad (2.4)$$

Bei niedrigen Energien überwiegt der Verlust durch Ionisation, während bei hohen Energien der Bremsstrahlungsverlust ausschlaggebend ist.

Zur Weiterentwicklung des Schauers trägt bei Vernachlässigung von Møller- und Bhabha-Streuung nur die Erzeugung von Bremsstrahlung bei. Es gibt eine Energieschwelle, bei der

Teilchen	Elektron	Photon
$t_{max}[X_0]$	$\ln \frac{E_0}{\epsilon} - 1$	$\ln \frac{E_0}{\epsilon} - 0.5$
$t_{med}[X_0]$	$t_{max} + 1.4$	$t_{max} + 1.7$
T [X ₀]	$\frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0$	$\frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0$

Tabelle 2.1: Parametrisierung der mittleren Schauerentwicklung. Die Bedeutung der aufgeführten Größen wird im Text erläutert.

Ionisations- und Bremsstrahlungsverlust gleich groß werden :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} \quad (2.5)$$

Unterhalb dieser Schwelle sind Ionisationsverluste weitaus wahrscheinlicher als die Emission von Bremsstrahlungsquanten. Diese sogenannte kritische Energie ϵ kann für Absorbiermaterialien mit Kernladungen von $13 \leq Z \leq 92$ in guter Näherung, das heißt mit einem Fehler kleiner 10 %, durch folgende Formel bestimmt werden [AMA81] :

$$\epsilon[MeV] \simeq \frac{580}{Z} \quad (2.6)$$

Für den gleichen Anwendungsbereich und vergleichbare Genauigkeit existiert eine praxisgerechte Näherungsformel für die Strahlungslänge, nämlich

$$X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right] \simeq 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \quad (2.7)$$

Durch die Strahlungslänge wird eine materialunabhängige Darstellung der longitudinalen Schauerentwicklung ermöglicht. Diese Beschreibung wurde von B.Rossi [ROS64] unter folgenden vereinfachenden Annahmen ausgeführt :

- Der Wirkungsquerschnitt für den Ionisationsverlust wird als energieunabhängig angenommen (der relativistische Anstieg der Bethe-Bloch-Kurve wird vernachlässigt):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{\epsilon}{X_0} \quad (2.8)$$

- Vielfach- und Compton-Streuung werden vernachlässigt und der Schauer wird als ein-dimensionaler Prozeß betrachtet.

Die wichtigsten Resultate dieser Betrachtung sind, daß die Tiefe t_{max} , in der das Schauermaximum zu finden ist, und die Tiefe t_{med} , innerhalb derer die Hälfte der Einfallenergie E_0 deponiert wird, logarithmisch von E_0 abhängen, und daß die Summe aller Elektronen- und Positronenspuren im Schauer, die sogenannte totale Spurlänge T, proportional zu E_0 ist. In Tabelle 2.1 sind diese Zusammenhänge dargestellt. Man sieht, daß sich für t_{max} und t_{med} Unterschiede in Abhängigkeit von der Art des schauerauslösenden Teilchens ergeben. Für die

longitudinale Energiedeposition im Schauer wurde aus Monte-Carlo-Rechnungen [LON75] als gute Parametrisierung

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot \frac{b^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \cdot t^\alpha \cdot e^{-bt} \quad (2.9)$$

gefunden, wobei $\alpha = b \cdot t_{max}$, $t = \frac{x}{X_0}$, $b \simeq 0.5$ ist. In Abschnitt 4.9 finden sich Darstellungen dieses Schauerprofils für verschiedene Energien.

Entgegen der bisherigen Betrachtung des Schauers als eindimensionaler Prozeß erfährt ein realer Schauer eine Aufweitung in lateraler Richtung. Zur Erfassung dieses Sachverhaltes müssen Vielfach-, Comptonstreuung etc. mitberücksichtigt werden. Mit Hilfe der Strahlungslänge und der kritischen Energie kann der Molière-Radius als skalierende Größe ausgedrückt werden

$$R_M = \frac{21 MeV}{\epsilon} \cdot X_0. \quad (2.10)$$

Strahlungslänge, kritische Energie, Molière-Radius und hadronische Wechselwirkungslänge λ_0 (siehe Abschnitt 2.3) für einige in dieser Arbeit wichtige Materialien sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Die Zahlenwerte für Dichte, Strahlungslänge und hadronische Wechselwirkungslänge

Material	$\rho [gcm^{-3}]$	$X_0 [cm]$	$\epsilon [MeV]$	$R_M [cm]$	$\lambda_0 [cm]$
Luft	$1.205 \cdot 10^{-3}$	30420	66.7	9574.6	90.0
Al	2.70	8.9	38.9	4.80	39.4
Fe	7.87	1.76	20.5	1.80	16.8
Pb	11.35	0.56	7.2	1.63	17.1
U	18.95	0.32	6.5	1.03	10.5
Polystyrol	1.032	42.4	85.4	10.43	79.5

Tabelle 2.2: Materialkonstanten für einige in dieser Arbeit wichtige Substanzen. Die Bedeutung der Größen wird im Text erläutert.

wurden aus [PAR86] entnommen. Molière-Radien wurden mit Hilfe von Gleichung 2.10 berechnet und kritische Energien mit Gleichung 2.8, wobei der mittlere Energieverlust minimal ionisierender Teilchen aus selbiger Referenz auf der linken Seite eingesetzt wurde.

2.2 Elektromagnetische Kalorimeter

Aus dem im vorangegangenen Abschnitt Gesagten ist klar, daß man zur Bestimmung der Einfallenergie E_0 in geeigneter Weise die totale Spurlänge T messen muß. Eine Möglichkeit ergibt sich aus dem Ionisationsverlust, den jedes geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie erfährt. Dieser Energieverlust führt zu Anregungen und Ionisationen von Atomen bzw. Molekülen des Mediums. In Szintillatoren führt die Anregung von Molekülen längs einer Teilchenbahn zur Emission eines sehr kurzen Lichtpulses, in flüssigem Argon werden dagegen Atome ionisiert und die freigesetzten Ladungen durch ein Spannungsfeld gesammelt. Eine weitere Möglichkeit bietet die Erzeugung von Čerenkov-Licht durch schnelle geladene Teilchen in transparenten Medien. Ein Beispiel für letzteres sind Bleiglaszähler.

Nach ihrer Bauweise unterscheidet man homogene und Sampling-Kalorimeter. Ein homogenes Kalorimeter ist vollständig aktiv, das heißt das Signal wird im gesamten Detektorvolumen erzeugt. Beispiele sind Natriumjodid-, Caesiumjodid- und Bleiglaszähler. Ein

Sampling-Kalorimeter besteht dagegen aus aufeinanderfolgenden Schichten aus aktivem und passivem Material. Die passiven Schichten bestehen meistens aus schweren Metallen wie z.B. Eisen, Blei, Wolfram oder Uran, da diese eine hohe Kernladung und damit eine kleine Strahlungslänge aufweisen. Diese Schichten dienen der Entwicklung des Schauers. Die aktiven Lagen können z.B. aus Flüssig-Argon zur Ionisationsmessung oder aus Szintillatorplatten bestehen. Während im idealen Fall in einem homogenen Kalorimeter die gesamte Spurlänge der Messung zugänglich ist, nimmt man im Sampling-Kalorimeter Stichproben an möglichst vielen Orten im Schauer. Homogene Kalorimeter zeichnen sich durch hohe Meßgenauigkeit aus, die jedoch um den Preis hoher Kosten und bei einigen Materialien auch Empfindlichkeiten gegenüber Umwelteinflüssen erkauft werden muß. Demgegenüber sind Sampling-Kalorimeter meistens billiger und besser an geometrische Gegebenheiten anzupassen, mit dem Nachteil schlechterer Energieauflösung.

Im folgenden erfolgt eine weitgehende Beschränkung auf die Diskussion von Sampling-Kalorimetern und zwar insbesondere auf solche mit organischen Szintillatoren als aktivem Medium und Photomultiplierauslese.

In einem realen Kalorimeter ist nicht die gesamte Spurlänge T nutzbar, vielmehr muß man ansetzen [AMA81]

$$T = F(z) \cdot \frac{E_0}{\epsilon} \cdot X_0, \quad (2.11)$$

wobei $F(z)$ eine Funktion der Abschneideenergie (cut-off-energy) E_C ist. E_C gibt eine detektorspezifische Energieschwelle an, unterhalb der ein geladenes Teilchen nicht mehr nachgewiesen wird. Dementsprechend ist $F(z)$ der Bruchteil der gesamten Spurlänge, der einer Messung zugänglich ist. Eine Parametrisierung für $F(z)$ wird bei [AMA81] angegeben.

Wie jede Meßgröße ist auch die Energiemessung mit einem Kalorimeter mit Unsicherheiten behaftet, die sich aus den Eigenschaften des Meßaufbaus ergeben. Eine Quelle für Fluktuationen des Meßergebnisses ist das Herauslecken eines Teiles des Schauers aus dem Kalorimeter. Im Sinne guter Resultate ist also ein möglichst vollständiger Einschluß des Schauers wünschenswert. Die Praxis zeigt, daß unvollständiger Einschluß in longitudinaler Richtung zu größeren Fluktuationen führt als in lateraler Richtung. Zur Abschätzung sinnvoller Dimensionen werden oft die Länge $L(98\%)$, innerhalb der 98%, und der Radius $R(95\%)$, in dem 95% der Einschubenergie eines mittleren Schauers eingeschlossen ist, benutzt. Diese Größen lassen sich folgendermaßen abschätzen:

- $L(98\%) \simeq 3 \cdot t_{med}$ für max. 10 GeV
- $L(98\%) \simeq 2.6 \cdot t_{med}$ für max. 100 GeV
- $L(98\%) \simeq 2.4 \cdot t_{med}$ für max. 1 TeV
- $R(90\%) \simeq 1 \cdot R_M$, $R(95\%) \simeq 2 \cdot R_M$, $R(99\%) \simeq 3 \cdot R_M$

Anschaulich ist $L(98\%)$ die longitudinale Abmessung in Strahlungslängen, die ein Kalorimeter aufweisen muß um im Mittel 98% der Energie eines Schauers bei vorgegebener Teilchenenergie einzuschließen. Entsprechend gibt $R(95\%)$ den Radius eines Zylinders an, aus dem im Mittel 5% der Schauerenergie in lateraler Richtung verloren gehen.

Die einzelnen Beiträge zur Gesamtfluktuation lassen sich nach [ENG85] folgendermaßen aufschlüsseln (E = Energie in GeV):

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{C_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{C_2}{\sqrt{E}}\right)^2 + (C_3 \ln E)^2 + \left(\frac{C_4 \sqrt{N_C}}{E}\right)^2 + C_5^2 \quad (2.12)$$

Beiträge durch die sogenannten Landau- und Weglängenfluktuationen werden hierin vernachlässigt, da sie in festen Nachweismedien eine untergeordnete Rolle spielen. Die C_i sind detektorspezifische Konstanten, die im folgenden näher erläutert werden sollen.

C_1 beschreibt den Beitrag der sogenannten Sampling-Fluktuationen, deren Ursache in der Sandwich-Struktur von Sampling-Kalorimetern liegt. Durch sie wird die Einfallenergie im Kalorimeter in N 'Pakete' der Größe ΔE zerlegt. Wenn man ansetzt, daß $\Delta E = \frac{\epsilon}{X_0} \cdot t$ ist, ergibt die Anwendung der Poisson-Statistik

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} \simeq \sqrt{\frac{\Delta E}{E}} = const \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{E} \cdot t} \quad (2.13)$$

mit der Sampling-Dicke $t = \frac{X}{X_0}$. Berücksichtigen muß man noch den Einfluß der Vielfachstreuung, da Teilchen, die um einen Winkel θ abgelenkt worden sind, statt t die Sampling-Dicke $\frac{t}{\cos\theta}$ sehen. Monte-Carlo-Rechnungen [AMA81] haben unter der Bedingung $E_C \leq \cos(\frac{10}{\epsilon(MeV)})$ für den mittleren Ablenkwinkel $\langle \cos\theta \rangle = \cos(\frac{21MeV}{\pi \cdot \epsilon})$ ergeben. Außerdem bewirkt eine Abnahme der nutzbaren Spurlänge eine weitere Verschlechterung der Auflösung. Unter Berücksichtigung dieser Effekte ergibt sich laut [AMA81] für die Sampling-Fluktuationen

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{samp} = 3.2\% \sqrt{\frac{\epsilon(MeV) \cdot t}{F(z) \cdot \langle \cos\theta \rangle \cdot E(GeV)}} \quad (2.14)$$

Für eine Sampling-Dicke von einer halben Strahlungslänge ist $C_1 \simeq 9 - 10\%$ ein guter Richtwert.

C_2 beschreibt im wesentlichen den Beitrag der Photoelektronenstatistik zur Gesamtfluktuation. Wie im vorangegangenen Absatz dargelegt, sind die Sampling-Fluktuationen unter naiven Annahmen umgekehrt proportional zur Wurzel der Anzahl N der minimal ionisierenden Teilchen im Schauer. Die Zahl der auf der Photokathode erzeugten Photoelektronen N_{PE} ist wiederum proportional zu N :

$$N_{PE} = \alpha \cdot N \quad (2.15)$$

Die Proportionalitätskonstante α ist die Zahl der Photoelektronen pro minimal ionisierendem Teilchen. Wendet man auch hier die Poisson-Statistik an, so erhält man

$$\frac{\sigma_{PE}}{E} = \frac{1}{\sqrt{\alpha \cdot N}} \simeq \frac{C_2}{\sqrt{E}} \quad (2.16)$$

Bei guter Lichtausbeute und -überführung liefert dieser Term mit C_2 in der Größenordnung von wenigen Prozent einen weitaus kleineren Beitrag zu den Gesamtfluktuationen als der erste Term. Wird ein Kalorimeter von zwei gegenüberliegenden Seiten ausgelesen, so kann der Beitrag der Photoelektronenstatistik aus der Differenzverteilung von links- und rechtsseitiger Pulshöhe bestimmt werden. Außerdem ist bei genauer Kenntnis der Sampling-Fluktuationen eine Abschätzung von α nach

$$\alpha = \frac{N_{PE}}{N} = \left(\frac{\sigma_{samp}}{\sigma_{PE}} \right)^2 \quad (2.17)$$

möglich.

$C_3 \cdot \ln E$ parametrisiert den Beitrag der longitudinalen Leckverluste, wie schon aus der logarithmischen Abhängigkeit von der Energie deutlich wird. Da laterale Verluste, wie erwähnt zu geringen Fluktuationen führen, sind sie in dieser Darstellung nicht erfaßt.

Der vierte Term beschreibt den Einfluß des Detektorrauschens, wobei mit N_C die Zahl der ausgelesenen Kanäle gemeint ist.

Der letzte Term berücksichtigt schließlich energieunabhängige Beiträge, z.B. durch Kalibrationsfehler und Inhomogenitäten im Detektor.

Insbesondere bei nicht zu hohen Energien liefern die Sampling-Fluktuationen den Hauptbeitrag zum Gesamtfehler der Messung. Man erwartet also in erster Näherung eine $\frac{1}{\sqrt{E}}$ -Abhängigkeit der Energieauflösung. Eine gute Abschätzung für die erreichbare Auflösung bei vorgegebener Sampling-Dicke $t = \frac{X}{X_0}$ liefert folgende empirische Formel für Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorber [ENG85] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 13.7\% \sqrt{\frac{t}{E}}. \quad (2.18)$$

In einem Sampling-Kalorimeter wechseln sich im allgemeinen Schichten mit stark verschiedenen kritischen Energien und Strahlungslängen ab. Durch gewichtete Mittelung über die einzelnen Komponenten kann man effektive Strahlungslängen und Molière-Radien berechnen.

$$\frac{\sum_i d_i}{X_{eff}} = \sum_i \frac{d_i}{X_i} \quad (2.19)$$

$$\frac{\sum_i d_i}{R_{eff}} = \sum_i \frac{d_i}{R_i} \quad (2.20)$$

Der Index i steht für die verschiedenen Materialien und d_i für ihre Dicke. Für eine dicht gepackte Struktur aus 3 mm Blei- und 4 mm Szintillatorplatten errechnet man daraus $X_{eff} = 1.28$ cm, $R_{eff} = 3.14$ cm. Ein Vergleich mit den in Tabelle 1.2 angegebenen Werten für Blei zeigt den Einfluß des Szintillators.

2.3 Hadronische Kalorimeter

Da diese Arbeit hauptsächlich ein elektromagnetisches Kalorimeter behandelt, sollen hadronische Kalorimeter hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden. Der hadronische Schauer entsteht, wie der Name sagt, durch Hadronen und wird durch die starke Wechselwirkung ausgelöst. Als Folge der geringen Reichweite der Kernkräfte, sind die Wirkungsquerschnitte der Elementarprozesse kleiner als beim elektromagnetischen Schauer, so daß der Schauer deutlich länger ist als in jenem Fall. Die skalierende Länge ist die hadronische Wechselwirkungslänge, die sich näherungsweise nach

$$\lambda_0 \simeq 35 \cdot A^{\frac{1}{3}} [gcm^{-2}] \quad (2.21)$$

berechnen läßt. In Tabelle 2.2 sind Zahlenwerte für λ_0 mit angegeben. Auch hier ist die Schauerlänge wieder proportional zum Logarithmus der Energie, so daß der Bau von Kalorimetern vernünftiger Abmessungen für hohe Energien möglich ist. Für die Tiefe x_{med} innerhalb der die Hälfte der Schauerenergie deponiert wird, wurde gefunden [AMA81] ($E =$ Energie in GeV)

$$x_{med} = (0.54 \cdot \ln E + 0.4) \cdot \lambda_0. \quad (2.22)$$

Mit x_{med} und λ_0 können die Größen $L(98\%)$ und $R(95\%)$ abgeschätzt werden:

- $L(98\%) \simeq 2.5 \cdot x_{med}$

- $R(95\%) \simeq \lambda_0$

Die vergleichsweise große Menge Material, die benötigt wird um einen Schauer einzuschließen, hat dazu geführt, daß hadronische Kalorimeter meistens als Sampling-Kalorimeter gebaut werden.

Bei der Energiemessung an Hadronen kommt zu den Sampling-Fluktuationen ein weiterer Beitrag, der zu einer wesentlichen Verschlechterung der Auflösung führt. In einem hadronischen Schauer können auch neutrale Pionen erzeugt werden. Diese zerfallen mit einer Halbwertszeit von $0.87 \cdot 10^{-16}$ Sekunden in zwei hochenergetische Photonen, die ihrerseits elektromagnetische Schauer erzeugen. Die Zahl der π^0 im Schauer ist im Mittel proportional zum Logarithmus der Einfallenergie. Problematisch werden diese Vorgänge, weil im allgemeinen das Kalorimetersignal für einen elektromagnetischen Schauer größer ist als für einen hadronischen gleicher Energie. Da die neutralen Pionen an beliebiger Stelle im Schauer erzeugt werden können, kommt es zu einer Vergrößerung der Fluktuationen. Die Verringerung des Hadronsignals wird einerseits durch Teilchen hoher Reichweite, die das Kalorimeter verlassen, wie Muonen und Neutrinos, andererseits durch Kernfragmente und niederenergetische Photonen, die wegen ihrer geringen Reichweite im Absorber steckenbleiben, hervorgerufen. Hinzu kommt ein Verlust durch die Bindungsenergie, die beim Aufbruch von Atomkernen aufgewendet werden muß.

Es hat sich gezeigt, daß die Verwendung von abgereichertem Uran als Absorber eine Kompensation dieser Effekte und damit eine deutliche Verbesserung der experimentellen Auflösung ermöglicht. Um die Kompensation zu erreichen, ist allerdings die Verwendung stark wasserstoffhaltiger Auslesemédien, also z. B. organischer Szintillatoren, erforderlich. Spallationsneutronen, verzögerte und prompte γ 's liefern hier einen Energiebeitrag, der die oben beschriebenen Verluste teilweise ausgleicht. Gleichzeitig wird der elektromagnetische Schauer abgeschwächt. Diese Abschwächung hat ihre Ursache in der Z^5 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für den Photoeffekt. Die Folge ist ein mit der Kernladungszahl Z des Absorbers zunehmender Anteil der Schauerenergie, der dort deponiert und so dem Nachweis entzogen wird. Insgesamt kann das Zusammenwirken von Verstärkung des hadronischen und Abschwächung des elektromagnetischen Schauers bei richtiger Wahl des Dickenverhältnisses von Uran zu Szintillator zur Kompensation führen. Man sagt in diesem Fall das $\frac{\epsilon}{\pi}$ -Verhältnis ist 1.

Der Einfluß der Kompensation wird deutlich, wenn man die experimentellen Auflösungen von nicht kompensierenden und kompensierenden Kalorimetern vergleicht. Während für erstere Auflösungen von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{55 - 90\%}{\sqrt{E}}$$

gemessen wurden, ergaben neuere Messungen [AND86] im zweiten Fall Werte von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{35\%}{\sqrt{E}}$$

Weitere Einzelheiten zu diesem Themenkomplex siehe Referenzen [AMA81], [ENG85], [FAB85] und [PET86].

2.4 Muonen in Materie

Muonen sind nicht in der Lage, einen hadronischen Schauer auszulösen, da sie als Leptonen die Kernkräfte nicht spüren. Zugleich bedingt ihre Masse einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt

für die Erzeugung von Bremsstrahlung, so daß sie, zumindest für nicht zu hohe Energien, auch keinen elektromagnetischen Schauer auslösen und nahezu ausschließlich Ionisationsverluste beim Durchqueren von Materie erleiden. Korrekturen für hohe Energien können [LOH85] entnommen werden. Im weiteren werden diese Beiträge vernachlässigt.

Der mittlere Energieverlust kann mit einer Genauigkeit von $\simeq 1\%$ der Bethe-Bloch-Formel [PAU75] entnommen werden

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \cdot (B + 0.693 + 2 \ln \frac{p}{m_i c} + \ln \epsilon_{max} - 2\beta^2 - \delta) \left[\frac{MeV \cdot cm^2}{g} \right] \quad (2.23)$$

mit

$$A = \frac{2\pi n z^2 e^4}{\rho m_e c^2} \left[\frac{MeV \cdot cm^2}{g} \right]$$

und

$$B = \ln \left(\frac{m_e c^2}{I^2} \right).$$

Hierin sind n = Elektronen pro Volumen, z = Ladung des einfallenden Teilchens, e = Elementarladung, m_e = Elektronenruhemasse, m_i = Ruhemasse des einfallenden Teilchens, ρ = Dichte des Mediums, p = Impuls des Teilchens, I = mittleres Ionisationspotential des Mediums, δ = Dichtekorrektur und ϵ_{max} = maximale Energie in MeV, die auf ein einzelnes Elektron übertragen werden kann. Ein weiterer Term, die sogenannte Schalenkorrektur, wurde hier vernachlässigt.

Mit steigendem Dilatationsfaktor γ wächst der Maximalwert der räumlichen Transversalkomponente des elektrischen Feldes eines relativistischen geladenen Teilchens. Erreicht diese eine Ausdehnung von der Größenordnung der Atomabstände im passierten Medium, so kommt es zu einer Sättigung des Ionisationsverlustes. Diesem Umstand wird durch die sogenannte Dichtekorrektur Rechnung getragen, deren Berechnung im Anhang B beschrieben ist.

Der maximal mögliche Energieübertrag auf ein Elektron ergibt sich aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung :

$$\epsilon_{max} = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + m_i^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_i^2}}. \quad (2.24)$$

Die Tatsache, daß, wenn auch mit geringer Wahrscheinlichkeit, hohe Energieüberträge mit der Erzeugung sogenannter δ -Elektronen möglich sind, führt bei dünnen Detektoren (z. B. einige mm Szintillator) zu asymmetrischen Pulshöhenverteilungen. Im allgemeinen können diese durch eine Vavilov-Verteilung beschrieben werden [VAV57]. Die Form dieser Verteilung hängt von einem Parameter

$$\kappa = \frac{\xi}{\epsilon_{max}} \quad (2.25)$$

ab, der mit $\xi = \frac{A \cdot t}{\beta^2}$ und ϵ_{max} von den Eigenschaften des Absorbers und dem Impuls des Muons abhängt (A ist hier wie in Gleichung 1.23 definiert einzusetzen und t ist die Schichtdicke des passierten Mediums in $[\frac{g}{cm^2}]$). Für $\kappa \gg 1$ geht die Vavilov-Verteilung in eine Gauß-Verteilung über, während sie sich für $\kappa \ll 1$ an die Landau-Verteilung [LAN65] annähert. Wie man aus Abbildung 2.2 sieht, stimmt der Mittelwert dieser Funktion nicht mit ihrem Maximum überein. Die Lage des Maximums dieser Verteilung, oder in anderen Worten der wahrscheinlichste Energieverlust des Muons, ist in folgender Weise bestimmt:

$$\Delta E_{mp} = \frac{A \cdot t}{\beta^2} \cdot (B + 0.891 + 2 \ln \frac{p}{m_i c} + \ln \frac{A \cdot t}{\beta^2} - \beta^2 - \delta) [MeV] \quad (2.26)$$

Muonen sind zum einen interessant, weil sie eine Möglichkeit zur Kalibration von Kalorimetern bieten. Zum anderen beinhaltet der Vergleich des Verhältnisses von im Szintillator zu im Absorber deponierter Energie R_μ mit demselben Quotienten für Elektronen R_e eine Information über die Abschwächung des elektromagnetischen Schauers durch Absorber mit hoher Kernladung (siehe Abschnitt 2.3). Für schwere Absorber findet man $R_\mu > R_e$. Der Quotient aus beiden (oft als $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis bezeichnet) spielt eine wichtige Rolle für das Verständnis und die Beschreibung der Verhaltens von Uran-Kalorimetern, da er eine Information über den Beitrag der Verringerung des elektromagnetischen Signals zur Kompensation enthält.

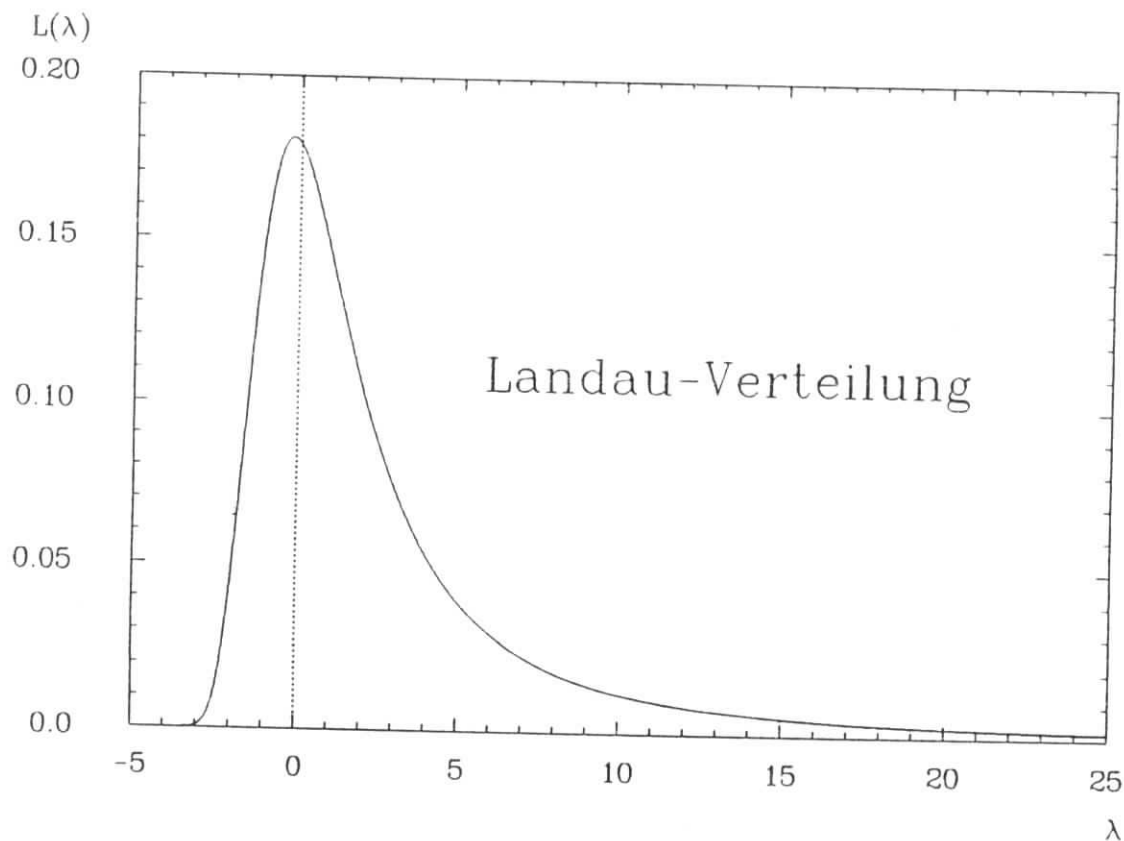


Abbildung 2.2: Die Landau-Verteilung

Kapitel 3

Beschreibung des Kalorimeters

Die wesentlichen technischen Details des im Rahmen dieser Arbeit konzipierten und erstellten Kalorimeters werden in diesem Kapitel dargelegt.

3.1 Prinzipieller Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter wurde in Form von sechs gleichartigen Modulen konzipiert, die für die Messungen hintereinander aufgestellt wurden. In Abbildung 3.1 ist ein Modul mit seinen wesentlichen Bestandteilen skizziert. Ohne Photomultiplier und Halterungen hatte jedes Modul Außenabmessungen von Länge x Breite x Höhe = $355 \times 352 \times 113 \text{ mm}^3$. Daraus folgt eine rechnerische Gesamtlänge des Kalorimeters von 67.8 cm. Jedes Modul konnte maximal zehn Absorberplatten einer Stärke $d < 5 \text{ mm}$ und maximal zehn Szintillatorplatten der Abmessungen $295 \times 330 \times 4 \text{ mm}^3$ aufnehmen. Die Szintillatoren jedes Moduls wurden an beiden Seiten über einen gemeinsamen Wellenlängenschieber der Größe $100 \times 325 \times 3 \text{ mm}^3$ ausgelesen. Von der Oberkante des Wellenlängenschiebers wurde das austretende Licht mit Lichtleitern flächentreu von $100 \times 3 \text{ mm}^2$ auf einen Querschnitt von $20 \times 15 \text{ mm}^2$ geführt. Gleichzeitig wurde die Normale der Auslesefläche aus der Senkrechten um $\pi/4$ nach außen gedreht. Auf den rechteckigen Querschnitt wurde zur besseren Anpassung an den Photomultiplier noch ein Plexiglaszylinder von 65 mm Länge und 30 mm Durchmesser aufgeklebt.

Als Szintillator wurde SCSN-38 und als Wellenlängenschieber Y-7 verwendet (Kyowa-Gas, Japan). Die Szintillatorplatten wurden vor dem Einbau mit einer Mylar-Folie bedeckt, deren Innenseite mit einer speziellen weißen Farbe (14 % Titanoxid, 30 % Bariumsulfat) bespritzt worden war. Unbedeckt blieben nur die auszulesenden Seitenkanten. Mit der gleichen Folie wurden Kanten und Rückseite der Wellenlängenschieber und die Außenflächen der Lichtleiter bedeckt. Damit im Wellenlängenschieber Totalreflexion möglich ist, muß der direkte Kontakt zum Szintillator vermieden werden. Dies wurde durch einen $300 \mu\text{m}$ dicken Nylon-Faden erreicht, der mehrfach um den Wellenlängenschieber gewickelt wurde.

Die Gehäuse bestanden aus Aluminium, wobei hier nur wichtig ist, daß die Stärke von Front- und Rückwand 4 mm betrug. Jedes Modul wurde von zwei Photomultipliern des Typs XP2011B der Firma Valvo ausgelesen. Durch Lösen weniger Schrauben konnten die Moduldeckel entfernt und Absorberplatten wie in einem Dia-Kasten ausgetauscht werden. Es wurden Messungen mit 3 mm Blei und 1.57 mm abgereicherten Uran (plus 2 x 0.5 mm Stahl als Ummantelung) durchgeführt. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter der im Laufe dieser Arbeit verwendeten Konfigurationen zusammengefaßt.

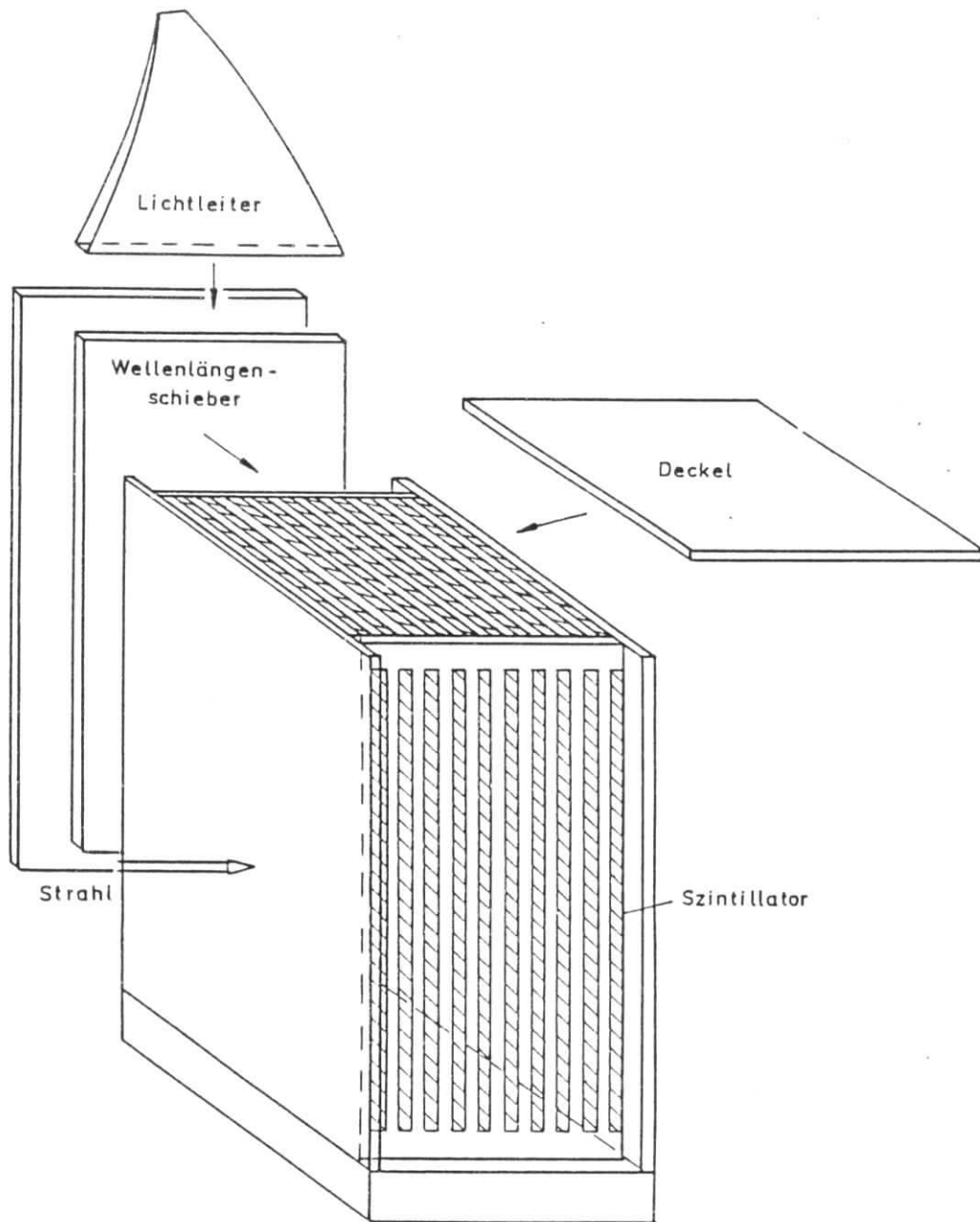


Abbildung 3.1: Aufbau eines Kalorimetermoduls. Die Einfallsrichtung des Strahls wird durch den Pfeil angedeutet. Die Gehäuseteile bestanden aus Aluminium.

Konfiguration	Materialien	X_0 pro Modul	X_{eff} [cm]	λ_0 pro Modul
A	10x3 mm Pb 10x4 mm SCSN-38 2x4 mm Al	5.54	2.04	0.23
B	8x3 mm Pb 9x4 mm SCSN-38 2x4 mm Al	4.46	2.53	0.21
C	8x(1.57 mm U + 1 mm Fe) 9x4 mm SCSN-38 2x4 mm Al	4.46	2.53	0.23

Tabelle 3.1: Aufbauversionen : Konfiguration A und B wurden am DESY, Konfiguration C wurde am CERN verwendet

3.2 Szintillatoren und Wellenlängenschieber

Bei dem verwendeten Szintillator SCSN-38 handelt es sich um einen organischen Szintillator auf Polystyrol-Basis [KAM83]. Passierende geladene Teilchen regen Styrol-Moleküle an, die durch Emission von UV-Licht in den Grundzustand zurückkehren. Da die Abschwächungslänge für UV in Polystyrol in der Größenordnung von einem Millimeter liegt, ist die Extraktion dieses Primärsignals hoffnungslos. Durch Beimischen zweier fluoreszierender Verbindungen - b-PDP und BDB - wird das primäre Szintillationslicht von Wellenlängen um 360 nm in den Bereich von 430 nm verschoben, wo die Abschwächungslänge etwa 1 m beträgt. Wie man aus Abbildung 3.2 sieht, ist das Emissionsspektrum gut an die Empfindlichkeit handelsüblicher Photomultiplier angepaßt. Sollen jedoch große Flächen mit kleinen Detektoren ausgelesen werden, ist das Theorem von Liouville zu beachten. Es besagt, daß bei Überführung von Licht von einer großen Fläche F auf eine kleine Fläche f mittels eines adiabatischen Lichtleiters (z. B. ein Kegelstumpf aus Plexiglas mit polierten Oberflächen) die aus f austretende Intensität kleiner ist als der Bruchteil $\frac{f}{F}$ der bei F eintretenden Intensität. Bei großen Flächenunterschieden kann man durch Auslese über einen Wellenlängenschieber Abhilfe schaffen. Man verwendet Kunststoffe, die mit einer fluoreszierenden Verbindung dotiert sind und dadurch Licht des Szintillators ein weiteres Mal in langwelligere Bereiche verschiebt. Die Abstrahlung erfolgt isotrop und ein Bruchteil von 10-15% kann durch Vielfachreflektion die Auslesekannte erreichen. Verwendet wurde der Wellenlängenschieber Y-7, gelöst in Polyacryl [KAM83]. Das Emissions- und Absorptionsspektrum dieser Substanz ist ebenfalls in Abbildung 2.2 zu sehen.

Die Lichtausbeute von Szintillatoren und Wellenlängenschiebern läßt sich erhöhen, wenn die nicht ausgelesenen Flächen mit einer diffus reflektierenden Schicht versehen werden. Lichtstrahlen, die außerhalb des Winkels der Totalreflexion die Oberfläche erreichen und austreten,

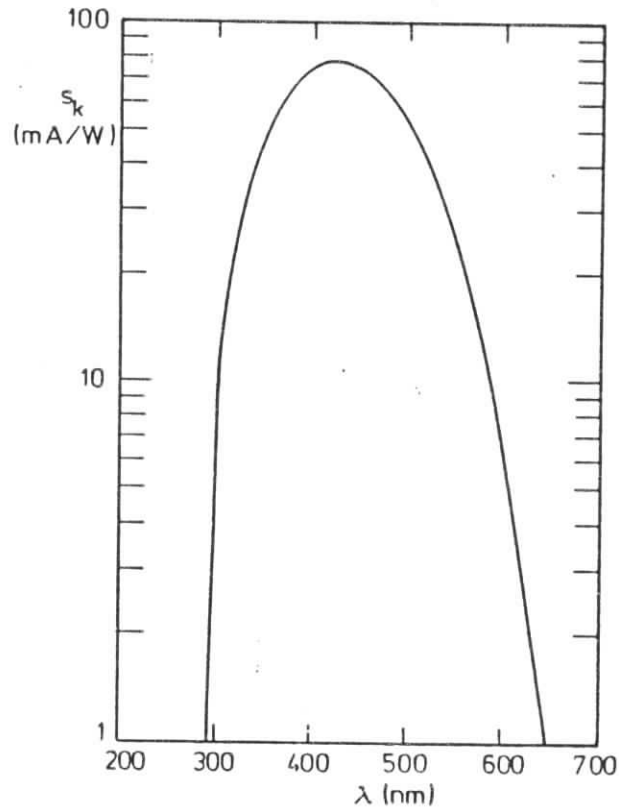
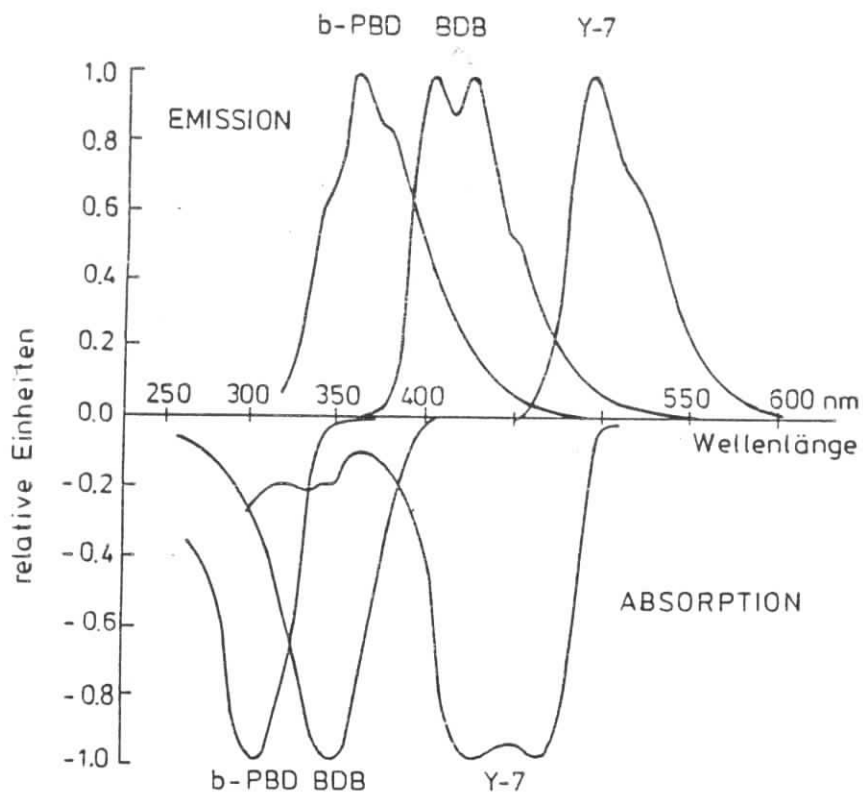


Abbildung 3.2: Im oberen Teil sind die Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN 38 und Y-7 dargestellt. Im unteren Teil sieht man die spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers XP2011B von Valvo [VAL85]. Die Quantenausbeute QE kann aus der spektralen Empfindlichkeit nach $QE = s_k \cdot \frac{1.24}{\lambda} \cdot 100\%$ berechnet werden.

können dann mit gewisser Wahrscheinlichkeit unter einem Winkel reflektiert werden, der einen Weitertransport durch diffuse Reflektion ermöglicht.

Im hier besprochenen Fall läßt sich die Verwendung von Wellenlängenschiebern durch Vergleich der involvierten Flächen motivieren. Die Gesamtauslesefläche von zehn Szintillatoren betrug auf jeder Seite $F = 10 \times 4 \times 295 = 11800 \text{ mm}^2$, während die Photokathode der verwendeten Multiplier eine Fläche von etwa $f = \pi \cdot (16\text{mm})^2 = 804 \text{ mm}^2$ aufweist. Daraus ergibt sich $\frac{f}{F} = 0.07$, was die Anwendung der Methode rechtfertigt. Ein weiterer Vorteil liegt in dem im Vergleich zu adiabatischen Lichtleitern deutlich geringeren Platzbedarf.

3.3 Photomultiplier und Spannungsteiler

Die wichtigsten Eigenschaften des Multipliers XP2011B sind in Kurzform:

- Zehnstufig, CuBe-Dynoden
- Photokathodenmaterial SbRbCs
- Photokathodendurchmesser 32 mm
- Maximale Verstärkung $7 \cdot 10^5$

Die spektrale Empfindlichkeit ist in Abbildung 3.2 dargestellt; detaillierte Informationen finden sich in [VAL85].

Bei der Konzeption des Spannungsteilers war als wesentliche Randbedingung Stabilität des Signals bei hohen und schwankenden Zählraten gefordert. Diese Forderung ließ sich durch eine getrennte Spannungsversorgung der beiden letzten Dynoden des Photomultipliers (siehe Abbildung 3.4) erfüllen, wie Vergleichsmessungen mit einem 'Standardspannungsteiler', bestehend aus einer Widerstandskette mit einer einzigen Versorgungsspannung, belegen. Diese Messung wurde folgendermaßen durchgeführt: Der Photomultiplier wurde mit einer grünen Leuchtdiode angestrahlt, die von einem Pulsgenerator getrieben wurde, dessen Frequenz und Pulshöhe variiert werden konnten. Das Anodensignal des Multipliers wurde auf einem Oszilloskop beobachtet. Zu Beginn jeder Messung wurde die Pulsspannung so eingeregelt, daß der Anodenpuls bei einer Frequenz von 250 Hz eine Höhe von -1 V aufwies. Die Frequenz wurde dann in definierten Schritten erhöht und die jeweilige Höhe des Anodenpulses bestimmt. Der 'Standard-' Spannungsteiler zeigte dabei eine Variation der Pulshöhe um etwa 100 % mit einem Maximum im Bereich zwischen 10 und 20 kHz, wobei die Lage dieses Maximums bei qualitativ gleichem Verhalten mit steigender Versorgungsspannung zu höheren Frequenzen wandert. Dagegen zeigt die modifizierte Version bis zu Frequenzen von 35 kHz praktisch ein stabiles Verhalten. In Abbildung 3.3 ist das Ergebnis der Messungen für die Standardversion bei einer Kathodenspannung von 1.8 kV und für die modifizierte Version bei 1.7 kV dargestellt.

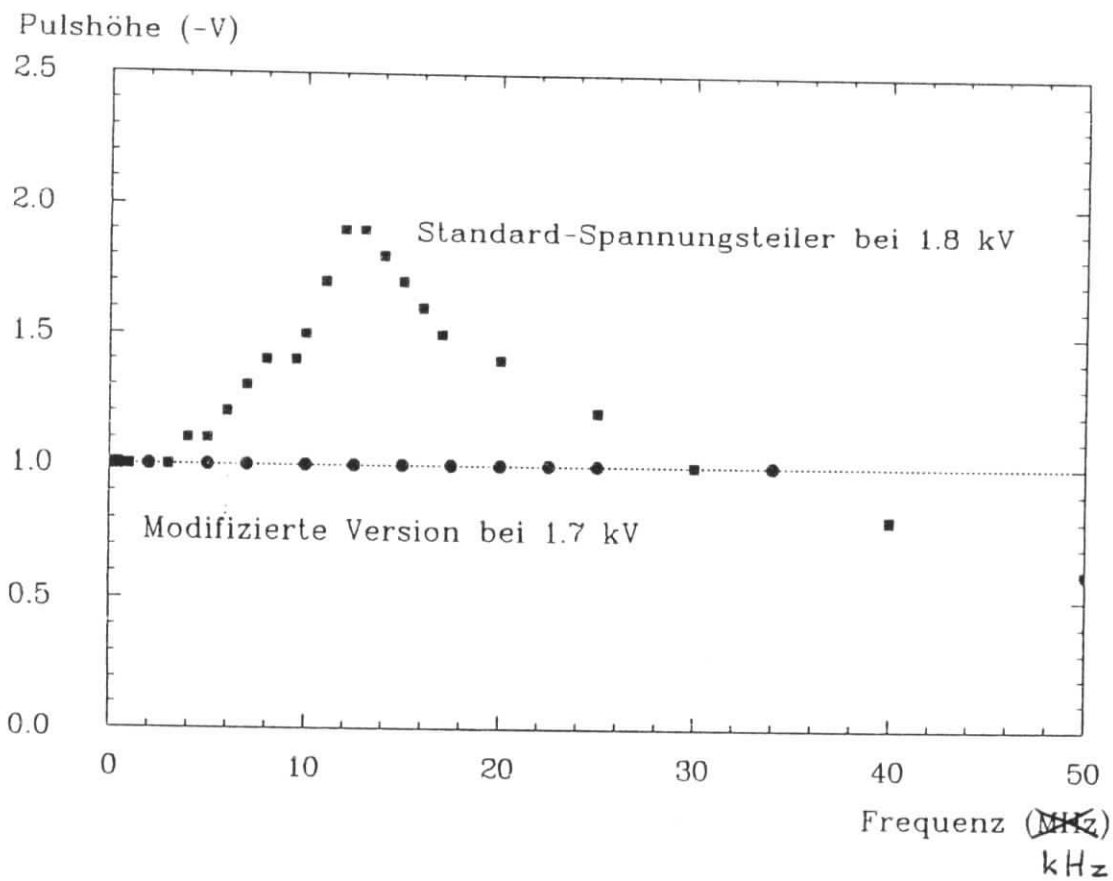


Abbildung 3.3: Frequenzabhängigkeit der Pulshöhe am Photomultiplier bei Betrieb mit verschiedenen Spannungsteilerversionen (siehe Text)

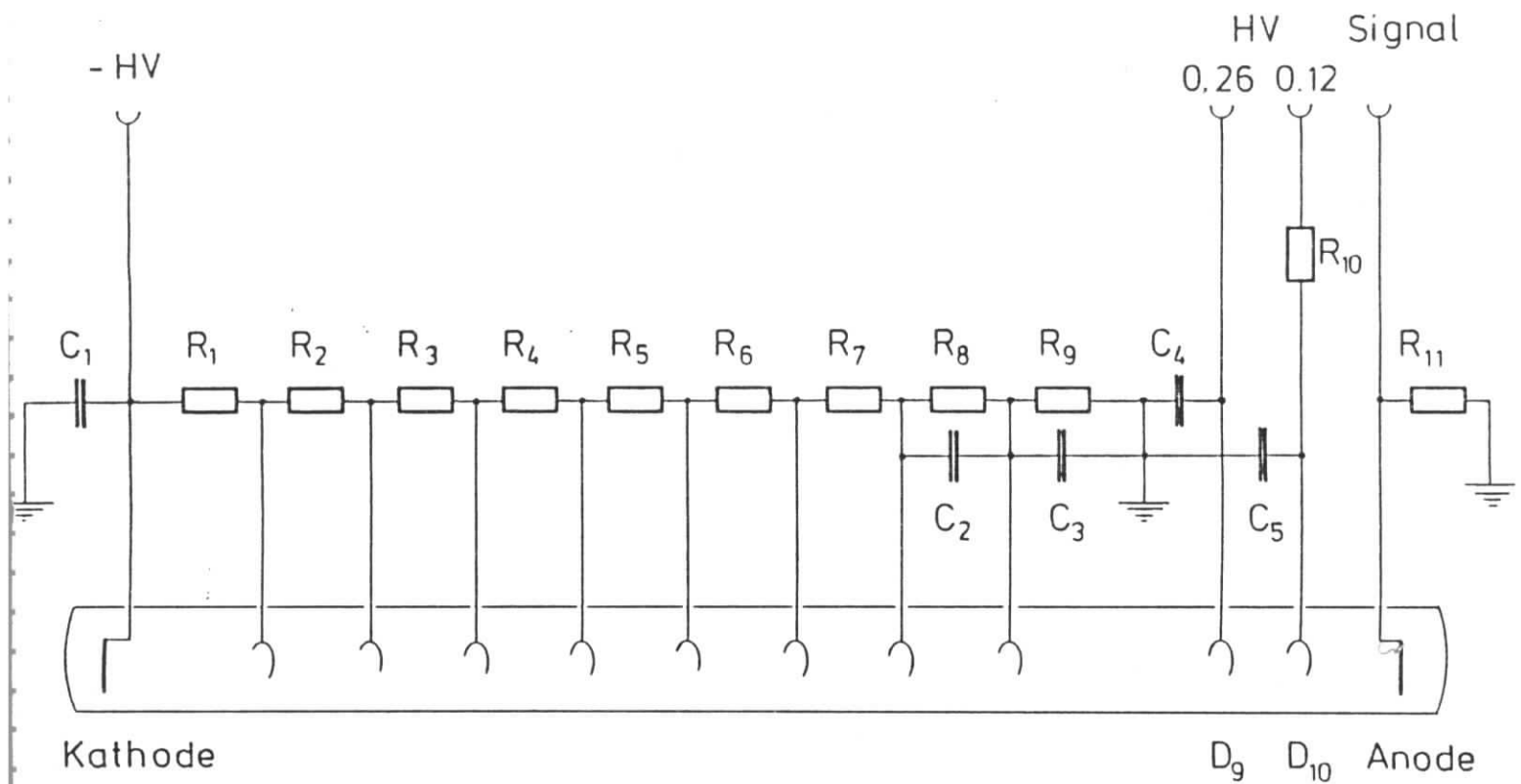


Abbildung 3.4: Spannungsteiler mit entkoppelter Versorgung der Dynoden 9 und 10

$$R_1 = 220 \text{ k}\Omega$$

$$R_2 \text{ bis } R_4 = 100 \text{ k}\Omega$$

$$R_5 \text{ bis } R_6 = 120 \text{ k}\Omega$$

$$R_7 = 150 \text{ k}\Omega$$

$$R_8 = 220 \text{ k}\Omega$$

$$R_9 = 2 \cdot 330 \text{ k}\Omega$$

$$R_{10} = 50 \text{ }\Omega$$

$$R_{11} = 10 \text{ k}\Omega$$

$$C_1 \text{ bis } C_5 = 10 \text{ nF}$$

Dynode 9 und 10 erhalten 26 % respektive 12 % der Kathodenspannung, alle Widerstände sind für eine Leistung von 0.5 W ausgelegt.

Kapitel 4

Messungen mit Blei als Absorber

In diesem Kapitel werden Messungen mit Elektronen aus dem Impulsbereich von 1 - 6 GeV/c behandelt. Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus und des verwendeten Kalibrationsverfahrens erfolgt die Diskussion der gemessenen Daten. Es wird die Energieauflösung für verschiedene Aufbauversionen angegeben, Schlußfolgerungen aus Daten mit variablem Einschußort gezogen und die longitudinale Schauerentwicklung betrachtet.

Sofern nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt wird, handelt es sich bei Fehlerangaben in diesem und dem folgenden Kapitel um Unsicherheiten bei der Anpassung von Funktion.

4.1 Meßanordnung

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurden am Teststrahl 26 des DESY durchgeführt, der Elektronen mit einem Maximalimpuls von etwa 6 GeV/c lieferte. In einem Target im Synchrotron werden Bremsstrahlungsquanten erzeugt, die mit Hilfe eines zweiten Targets außerhalb des Beschleunigers konvertiert werden können. Im weiteren durchlaufen die Konversionselektronen das Feld eines Dipolmagneten, der über eine Änderung der Feldstärke eine Variation des Impulses mit einer Genauigkeit von etwa 1% gestattete. In Abbildung 4.1 ist der verwendete Aufbau schematisch dargestellt.

Der Elektronenstrahl wurde durch vier Szintillationszähler definiert. Der erste Zähler (U) befand sich am Austritt des Strahls aus der Abschirmung des Synchrotrons. Von dort wurden die Elektronen durch ein Vakuumrohr in den Experimentierbereich geführt, an dessen Ende der zweite und dritte Zähler (K_1, K_2) aufgebaut waren. Bei diesen handelte es sich um zwei Finger, die um 90° verdreht hintereinander angeordnet waren. Die Schnittfläche dieses Kreuzes betrug 1 cm^2 . Vor dem Kalorimeter befand sich als vierter Zähler (F) ein Szintillator von $0.7 \times 1.0 \text{ cm}^2$ Fläche. Aus der Koinzidenz dieser vier Zähler wurde das Gate-Signal für die Ausleseelektronik erzeugt.

Das Kalorimeter selbst befand sich auf einem Tisch der mit einer Genauigkeit von 0.1 mm in horizontaler und vertikaler Richtung verfahren werden konnte. Auf diese Weise bestand eine einfache Möglichkeit, an verschiedenen Einschußpositionen zu messen.

Die Photomultipliersignale wurden über insgesamt 70 m Kabel auf die Eingänge eines CAMAC-ADC-Moduls (Le-Croy 2249W) geleitet, welches von einer LSI-11/23 ausgelesen wurde. Die digitalisierten Werte wurden über einen PADAC-Anschluß zur DESY-IBM geschickt, dort gespeichert und ausgewertet.

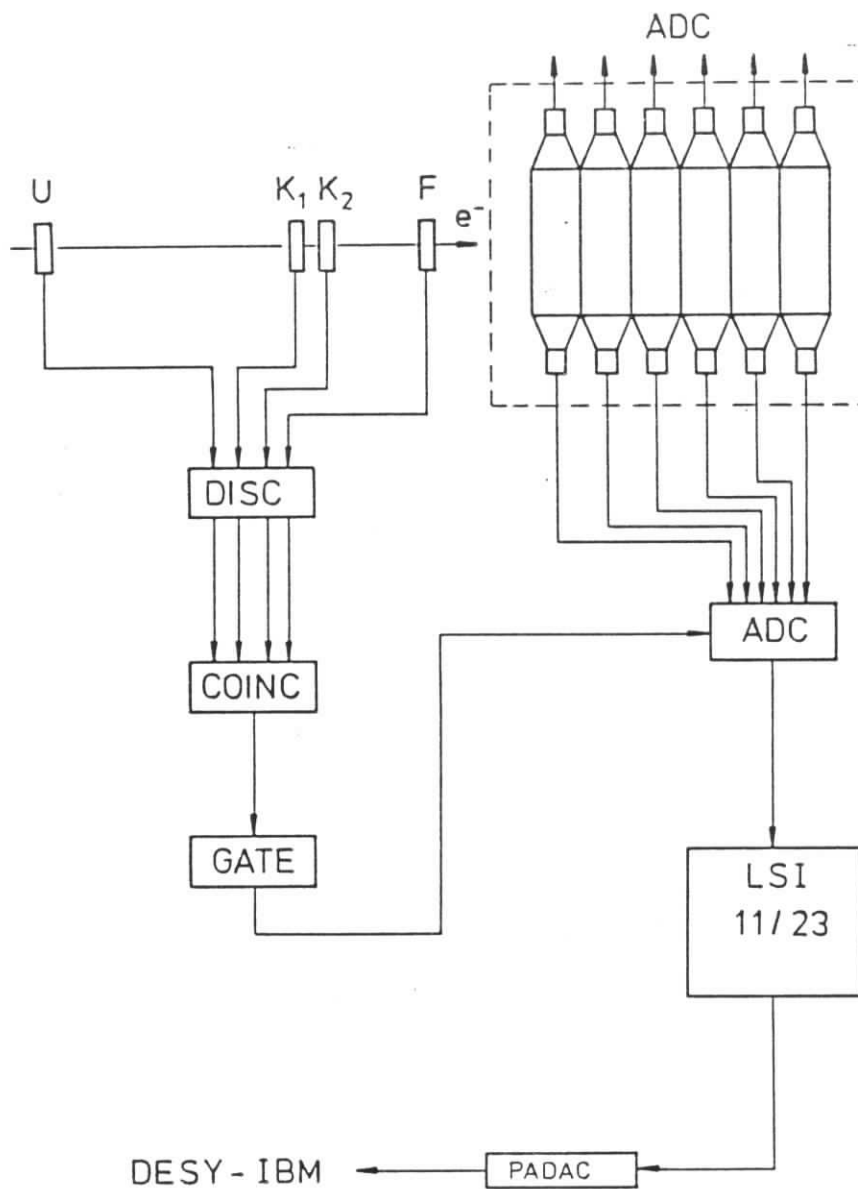


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau : Das in Aufsicht dargestellte Kalorimeter befand sich auf einem fahrbaren Tisch, der durch die gestrichelte Umrandung angedeutet ist.

4.2 Meßprogramm

Es wurden Messungen mit den in Tabelle 2.1 angegebenen Konfigurationen A und B durchgeführt. Die Energieauflösung wurde für beide Konfigurationen mit Elektronen zwischen 1 und 6 GeV in 1 GeV-Schritten bestimmt. Ortsabhängigkeiten wurden für die Konfiguration A mit Elektronen des Impulses 3 GeV/c gemessen und zwar auf dreierlei Weise

- horizontales Verfahren des Kalorimeters senkrecht zur Strahlachse mit Abständen von 1 - 2 cm.
- vertikales Verfahren mit Abständen von 1 - 2 cm
- Legen eines rechtwinkligen 'Netzes' von 36 Punkten mit 5 cm Abstand zum nächsten Nachbarn auf die Front des Kalorimeters.

In den folgenden Abschnitten werden diese drei Prozeduren als Horizontal-, Vertikal- und Netzscan bezeichnet.

4.3 Pedestals

Jeder ADC sollte so justiert sein, daß bei einer Pulshöhe von Null am Eingang eine Zahl größer als Null, der sogenannte Pedestalwert, digitalisiert wird. Bei der Analyse jedes physikalischen Ereignisses müssen diese Pedestals von den Meßwerten subtrahiert werden. Dies hat zwei Gründe : zum einen kann man nur unter dieser Bedingung den zur Pulshöhe Null gehörigen Digitalwert sicher kennen und zum anderen wird der ADC dann in einem Bereich genutzt, der in der Regel geringere Nichtlinearitäten aufweist. Dies war nicht für alle Eingänge des verwendeten Moduls geschehen. Erst nachdem die wesentlichen Daten bereits aufgezeichnet worden waren, wurde eine Linearitätsmessung durchgeführt, die diese Tatsache ans Tageslicht brachte. Bei dieser Messung wurden nacheinander auf jeden Eingang konstante Spannungspulse gegeben, die mit Präzisionsabschwächern in definierten Schritten verringert wurden. Um den Fehler in der Auswertung klein zu halten, wurden bei den kritischen Eingängen die Pedestals durch lineare Regression an die so gewonnenen Daten bestimmt. Dadurch ergaben sich für diese negative Pedestalwerte, die in der Auswertung genauso behandelt wurden, wie gemessene Pedestals. Der Fehler in der Gesamtpulshöhe stellte sich dabei als nicht größer als 4 % heraus.

4.4 Kalibration des Kalorimeters

Um Meßdaten quantitativ auswerten zu können, müssen die Pulshöhen einer Apparatur mit mehreren gleichwertigen Auslesekanälen aufeinander abgeglichen und eine Eichung der gemessenen Pulshöhen in Einheiten der zu bestimmenden physikalischen Größe angegeben werden. Steht keine unabhängige Eichmöglichkeit zur Verfügung, so gibt es für die Kalibration longitudinal segmentierter Kalorimeter im wesentlichen drei Kalibrationsmöglichkeiten.

- Man kann versuchen, für jedes Modul Schauer zu selektieren, die ebendort starten, und einen Abgleich zwischen den Modulen erreichen, indem man fordert, daß ein mittleres Schauerprofil nicht vom Startpunkt abhängt.

- Bei einem longitudinal segmentierten Kalorimeter kann man, beginnend mit dem ersten Modul, nacheinander die Segmente aus dem Strahl entfernen. Damit wird der Schaueranfang nacheinander in jedem Modul gemessen. Die Forderung, daß das erste Modul im Strahl im Mittel die gleich Pulshöhe liefern soll, ermöglicht den Abgleich.
- Alternativ kann man durch einen χ^2 -Fit versuchen, Kalibrationskonstanten zu finden, die die Fluktuationen der Summenverteilung minimieren und damit die Auflösung optimieren.

Das erste Verfahren ist für elektromagnetische Kalorimeter wenig aussichtsreich, da hier nur eine geringe Wahrscheinlichkeit für späte Schauerstarts existiert. Da beim zweiten Verfahren das Kalorimeter bewegt werden muß, können Schwierigkeiten bei der Anwendung des so gewonnen Abgleichs auf später durchgeführte Messungen auftreten. Das dritte Verfahren kann mit Hilfe von Matrizengleichungen gelöst werden, die im Folgenden beschrieben werden [ABS79].

Mit E_0 = Strahlenergie, $A_{n\mu}$ = Pulshöhe im Modul μ beim Ereignis n , α_μ = Kalibrationskonstante in $\frac{\text{Energie}}{\text{ADC-Kanal}}$ und E_n = im Ereignis n gemessene Energie erhält man folgenden Zusammenhang :

$$E_n = \sum_{\mu} A_{n\mu} \alpha_{\mu},$$

wobei die Summation über alle zu kalibrierenden Module gemeint ist. Aus der Forderung, daß die mittlere gemessene Energie gleich der Strahlenergie sein sollte, erhält man daraus

$$\sum_n E_n A_{n\nu} = E_0 \sum_n A_{n\nu} = \sum_n \sum_{\mu} A_{n\nu} A_{n\mu} \alpha_{\mu}$$

$$\nu = 1, \dots, 4 \text{ bzw. } 6.$$

Diese Matrizengleichung läßt sich mit Hilfe der Abkürzungen $\beta_\nu = E_0 \sum_n A_{n\nu}$ und $M_{\nu\mu} = \sum_n A_{n\nu} A_{n\mu}$ vereinfacht darstellen :

$$\beta_\nu = \sum_{\mu} M_{\nu\mu} \alpha_{\mu}.$$

Die Lösung dieser Gleichung ist einer χ^2 -Anpassung äquivalent, läßt sich jedoch unter Umständen auf einfachere Weise finden.

Vor Anwendung des Verfahrens müssen linker und rechter Photomultiplier jedes Moduls auf gleiche Pulshöhe bei Zentraleinschuß abgeglichen worden sein. In das Verfahren geht dann die Summe beider Multiplier als Pulshöhe des Moduls ein. Für die Auswertung der Konfiguration A wurden nur die ersten vier Module kalibriert und in Betracht gezogen, während bei Konfiguration B alle sechs Module kalibriert und ausgewertet wurden.

Wendet man das beschriebene Verfahren auf verschiedene Messungen bei verschiedenen Energien an, so erhält man zum Teil stark differierende Kalibrationskonstanten. Auflösung und Linearität zeigen sich jedoch hiervon praktisch unbeeinflusst, wie anhand von Tabelle 4.1 deutlich wird. Dort sind exemplarisch die Kalibrationskonstanten und deren Auswirkungen angegeben, die sich für zwei verschiedene Einschußenergien ergeben. Man sieht anhand dieser Aufstellung folgendes :

- Der Unterschied in der absoluten Kalibration ist kleiner als 0.4 %.
- Der 'Offset', das heißt die Abweichung der Eichgeraden vom Nulldurchgang, ist bei diesen Messungen vernachlässigbar, so daß keine Korrektur erforderlich ist.

	3 GeV - Kalibration	6 GeV - Kalibration
Kal. Konst. 1L	0.897	0.904
1R	0.941	0.948
2L	0.976	0.970
2R	0.937	0.932
3L	1.054	0.983
3R	0.901	0.840
4L	0.965	1.196
4R	0.944	1.170
Kalibration [Kanäle/GeV]	997.3 ± 0.8	993.6 ± 0.8
'Offset' [Kanäle]	-4.8 ± 2.1	2.1 ± 2.1
$\frac{\sigma^2}{E^2}$ [% ²]	$\left(\frac{9.76}{\sqrt{E}}\right)^2 + (1.69)^2$	$\left(\frac{9.66}{\sqrt{E}}\right)^2 + (1.83)^2$

Tabelle 4.1: Kalibrationskonstanten für Konfiguration A bei 3 und bei 6 GeV.

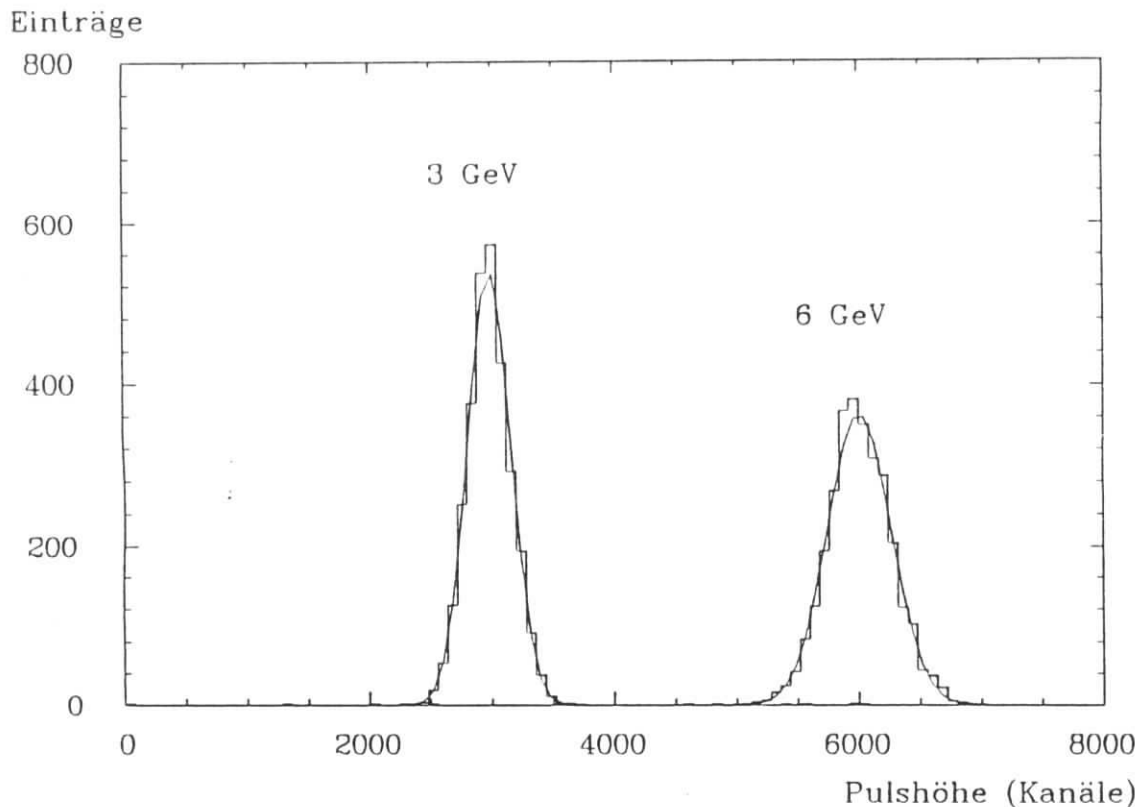


Abbildung 4.2: Elektronen bei 3 und 6 GeV in Konfiguration A

- Berücksichtigt man bei der Betrachtung der Energieauflösung, daß die Konstanten mit einem Fehler von etwa 0.1 %, bzw. 0.2 %, behaftet sind, so sieht man, daß die Abweichungen nicht signifikant sind.

Die Werte für die absolute Kalibration wurden durch eine χ^2 - Anpassung an die Pulshöhen bei allen sechs Energien bestimmt, wobei sich ergab, daß diese in keinem Fall um mehr als 1 % von der Geraden abweichen. Dies deutet darauf hin, daß das System bezüglich der Auflösung ein breites Minimum besitzt. Die absolute Kalibration in Kanälen pro Energieeinheit hat für den weiteren Verlauf der Auswertung keine Bedeutung. Wenn im folgenden von einer Kalibration gesprochen wird, ist der Abgleich zwischen den Modulen gemeint. Für die Auswertung der ortsabhängigen Messungen, wurde die Kalibration bei 3 GeV benutzt. Zur Analyse der Messungen mit Konfiguration B wurde eine weitere Satz von Kalibrationskonstante mittels des Matrizenverfahrens erzeugt, wobei hier alle sechs Module einbezogen wurden.

4.5 Energieauflösung

Zur Bestimmung der Energieauflösung wurden für jedes Ereignis die Pulshöhen aller Photomultiplier bei einer gegebenen Einschußenergie aufsummiert und in ein Histogramm eingetragen. Die so erzeugten Verteilungen sind in guter Näherung gaußförmig (Abbildung 4.2). Daher wurden zur Bestimmung von Mittelwerten PH_E und Breiten σ_{sum} Gaußkurven angepaßt. Die relative Energieauflösung bei einer gegebenen Energie bestimmt sich dann zu

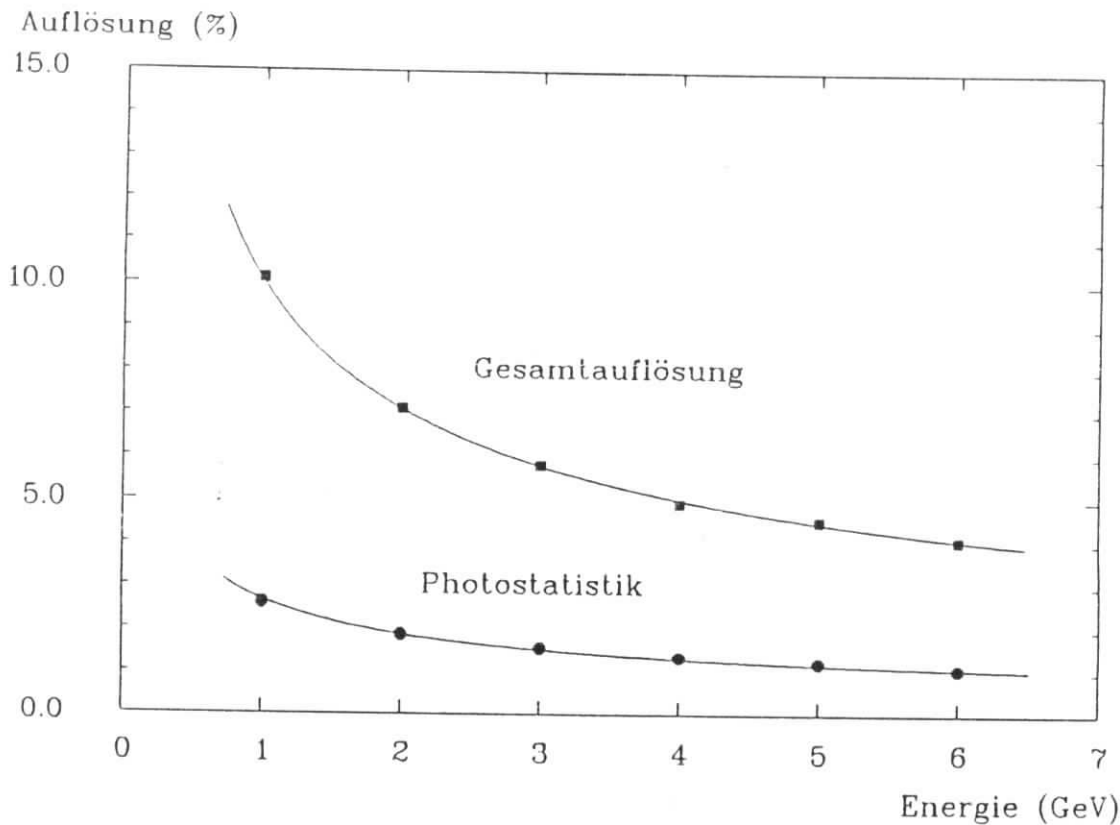


Abbildung 4.3: Energieauflösung : Gezeigt sind die Gesamtfuktuationeen und der Beitrag der Photoelektronenstatistik für Konfiguration B

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma_{sum}}{PH_E}$$

An die Auflösungen für alle sechs Energien wurde die Funktion

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{C^2}{E} + C_0^2} \quad (4.1)$$

angepaßt (Abbildung 4.3). Die Berechtigung für den konstanten Term C_0 sieht man, wenn man $\sigma(E)^2/E$ gegen die Energie aufträgt. Bei Abwesenheit dieses Terms sollte sich dann ein konstanter Wert ergeben. Das in Abbildung 4.4 sichtbare Ansteigen mit der Energie zeigt seine Anwesenheit. In dem ersten Term (C) der angpaßten Funktion sind die ersten beiden und im zweiten (C_0) die letzten drei Terme der Gleichung 2.12 zusammengefaßt, wobei die Annahme gemacht wurde, daß die Konstanten C_3 und C_4 klein sind.

Dank der zweiseitigen Auslese läßt sich bei zentralem Einschuß aus den Breiten σ_{diff}^i der Verteilungen der Differenz der Multiplier jedes Moduls i der Beitrag der Photoelektronenfluktuationen bestimmen. Da jedes Modul unabhängig von allen anderen beiträgt, gilt

$$\left(\frac{\sigma_{PE}}{E}\right)^2 = \sum_i \left(\frac{\sigma_{diff}^i}{PH_E}\right)^2 \quad (4.2)$$

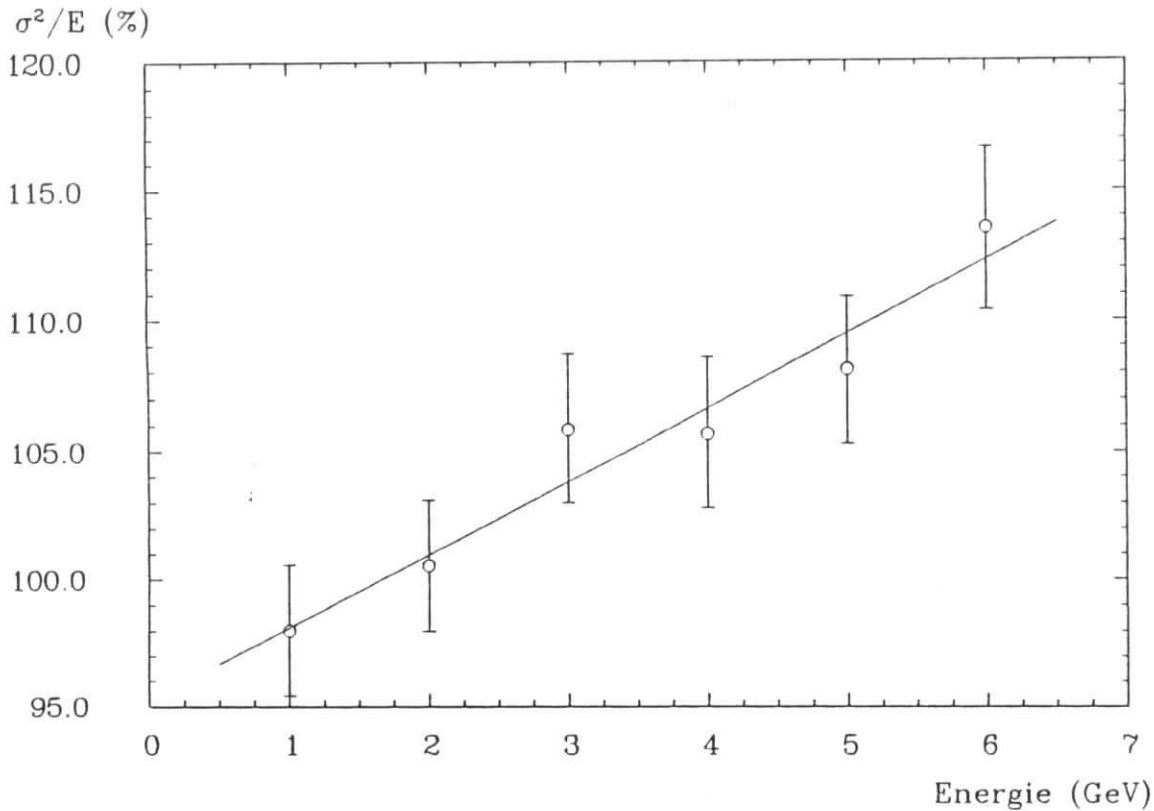


Abbildung 4.4: $\sigma(E)^2/E$ gegen Einschubenergie, Konfiguration A

An die sich für alle sechs Energien ergebenden Werte wurde eine Abhängigkeit der Form C_2/\sqrt{E} angepaßt (Abbildung 4.3). Der Beitrag der Sampling-Fluktuationen ist dann

$$C_1^2 = C^2 - C_2^2.$$

Im Prinzip kann daraus nach Gleichung 2.17 die Zahl der Photoelektronen pro minimal ionisierendem Teilchen α berechnet werden. Es muß aber berücksichtigt werden, daß nicht sichergestellt ist, ob noch weitere unerkannte Fluktuationen einen Beitrag zur Auflösung liefern. Deswegen müssen die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte für α als Obergrenzen angesehen werden. Die aus den Daten bestimmten Beiträge zur Gesamtfuktuation sind ebenfalls in Tabelle 4.2 aufgeführt, wobei auffällt, daß der konstante Term C_0 mit abnehmende Länge in X_0 der jeweiligen Konfiguration (vergleiche Tabelle 3.1) zunimmt. Dies läßt auf einen wachsenden Beitrag longitudinaler Verluste schließen. Geht man mit einer Sampling-Dicke von 3 mm in Gleichung 1.18 so erhält man $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$. Die Ergebnisse der Messungen stimmen also gut mit dem überein, was man der Erfahrung folgend erwarten würde.

4.6 Horizontalscan

Wird ein räumlich ausgedehnter Szintillator an einem Punkt angeregt, so erwartet man für die Lichtausbeute in Abhängigkeit von der Entfernung x zwischen Anregungsort und Auslese eine exponentielle Abhängigkeit

$$F(x) = \text{const} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}},$$

Konfiguration	C [%]	C_0 [%]	C_2 [%]	C_1 [%]	α
A, 4 Module	9.76 ± 0.13	1.69 ± 0.20	2.57 ± 0.10	9.42 ± 0.40	13.4 ± 0.8
A, 3 Module	10.04 ± 0.14	2.32 ± 0.17	2.61 ± 0.05	9.69 ± 0.16	13.8 ± 0.8
B, 6 Module	9.74 ± 0.12	0.90 ± 0.33	2.67 ± 0.05	9.37 ± 0.21	12.3 ± 0.4

Tabelle 4.2: Beiträge zur Fluktuation der Energiemessung für unterschiedliche Konfigurationen

wobei λ die Abschwächungslänge des Szintillators ist.

Da der elektromagnetische Schauer hinreichend kollimiert ist, kann man bei einem Kalorimeter mit Abmessungen wie dem hier besprochenen von einer annähernd punktförmigen Anregung ausgegangen werden.

Definiert man $x = 0$ für den Einschuß in die Mitte des Kalorimeters, so ergeben sich aus dieser Annahme folgende Zusammenhänge :

$$\frac{\sum_{links} PH - \sum_{rechts} PH}{\sum_{links} PH + \sum_{rechts} PH} \sim \frac{e^{-\frac{x}{\lambda}} - e^{\frac{x}{\lambda}}}{e^{-\frac{x}{\lambda}} + e^{\frac{x}{\lambda}}} = -\tanh(x)$$

$$\frac{\sum_{links} PH}{\sum_{rechts} PH} \sim e^{-\frac{2x}{\lambda}}$$

$$\sum_{links} PH + \sum_{rechts} PH \sim e^{-\frac{x}{\lambda}} + e^{\frac{x}{\lambda}} \sim \cosh(x)$$

$$\sum_{links} PH \cdot \sum_{rechts} PH \sim e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot e^{\frac{x}{\lambda}} = 1$$

Hierbei sind \sum_{links} und \sum_{rechts} die Summen der links- bzw. rechtsseitigen abgeglichenen Photomultipliersignale des Kalorimeters. Diese Beziehungen haben selbstverständlich nur bei Einschuß in genügender Entfernung vom Rand des Kalorimeters Gültigkeit. Mit zunehmender Annäherung des Einschußortes an den Rand sinkt die Pulshöhe durch seitliches Herauslecken wesentlicher Schaueranteile. In Abbildung 4.5 ist die Summe der Pulshöhen aus allen vier Modulen, sowie die rechts- und die linksseitige Summe abgebildet. Dieser Darstellung entnimmt man, daß im Bereich von -9 cm bis +9 cm die Pulshöhe nicht durch laterale Leckverluste beeinflußt wird. Damit finden die im weiteren gewählten Grenzen für Funktionsanpassungen zur Bestimmung der Abschwächungslänge ihre Begründung. Weiterhin wird anhand der gestrichelten waagerechten Linien deutlich, daß das Summensignal in einem Bereich von -13 cm bis +11 cm um nicht mehr als 1 % vom Wert bei zentralem Einschuß abweicht. Auch die Betrachtung des Produkts $\sum_{links} PH \cdot \sum_{rechts} PH$ zeigt demgegenüber keine Verbesserung (siehe Abbildung 4.6). Dies deutet schon auf eine große Abschwächungslänge hin. λ wurde auf zwei Arten aus den Meßdaten bestimmt. Erstens durch einen Exponentialfit an $\sum_{links} PH / \sum_{rechts} PH$ zwischen -9 cm und +9 cm (siehe Abbildung 4.7) mit dem Ergebnis

$$\lambda = (154.6 \pm 15.6) \text{cm},$$

und zweitens durch einen tanh-Fit an $(\sum_{links} - \sum_{rechts})/(\sum_{links} + \sum_{rechts})$ zwischen -9 cm und +9 cm (siehe Abbildung 4.8) mit dem Resultat

$$\lambda = (154.5 \pm 15.3)cm.$$

Zu diesen Werten ist zum einen anzumerken, daß das beschriebene Verfahren wegen der räumlichen Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers sicher nicht für eine exakte Bestimmung der Abschwächungslänge geeignet ist, so daß man hier eher von einer effektiven Abschächung für Schauer sprechen muß. Zum anderen ist der gemessene Wert von λ stark von der Geometrie und der Oberflächenbeschaffenheit des untersuchten Szintillators abhängig. An SCSN-38 Proben der Abmessungen $500 \times 50 \times 6 \text{ mm}^3$ mit Alu-Folien-Umwicklung wurde von [KAM83]

$$\lambda = (91.0 \pm 11.5)cm,$$

gemessen.

Das Verhalten der relativen Differenz $r(x) = (\sum_{links} PH - \sum_{rechts} PH)/(\sum_{links} PH + \sum_{rechts} PH)$ in Abhängigkeit vom Einschubort x läßt sich gut durch die Funktion $r(x) = A_1 \cdot \sinh(A_2 \cdot x)$ beschreiben (siehe Abbildung 4.8), wobei die Parameter allerdings nicht mehr in direktem Zusammenhang mit physikalischen Größen, wie der Abschwächungslänge, stehen. Diese Funktion wurde zwischen -15 cm und +14 cm angepaßt. Die Umkehrfunktion

$$x = \frac{1}{A_2} \cdot \ln \left(\frac{1}{A_1} \cdot r + \sqrt{\left(\frac{1}{A_1} r\right)^2 + 1} \right)$$

ermöglicht eine Ortsrekonstruktion, indem mit ihr für jedes Ereignis der Ort rückgerechnet wird. Dies wurde für jeden Punkt des Horizontalscans ausgeführt und Mittelwert und σ der Verteilungen per Gauß-Fit bestimmt. Trägt man den gemessenen gegen den tatsächlichen Ort auf, so erhält man Abbildung 4.9. Die Gerade ist die Winkelhalbierende des Koordinatensystems und die Fehlerbalken geben das σ der jeweils angepaßten Gaußkurve wieder. Da die Steigung von $r(x)$ an den Rändern groß ist, ist dort die Auflösung auch am besten. Die größte auftretende mittlere Abweichung in der Ortsrekonstruktion beträgt 0.5 cm und das σ der Verteilungen ist kleiner 2.5 cm.

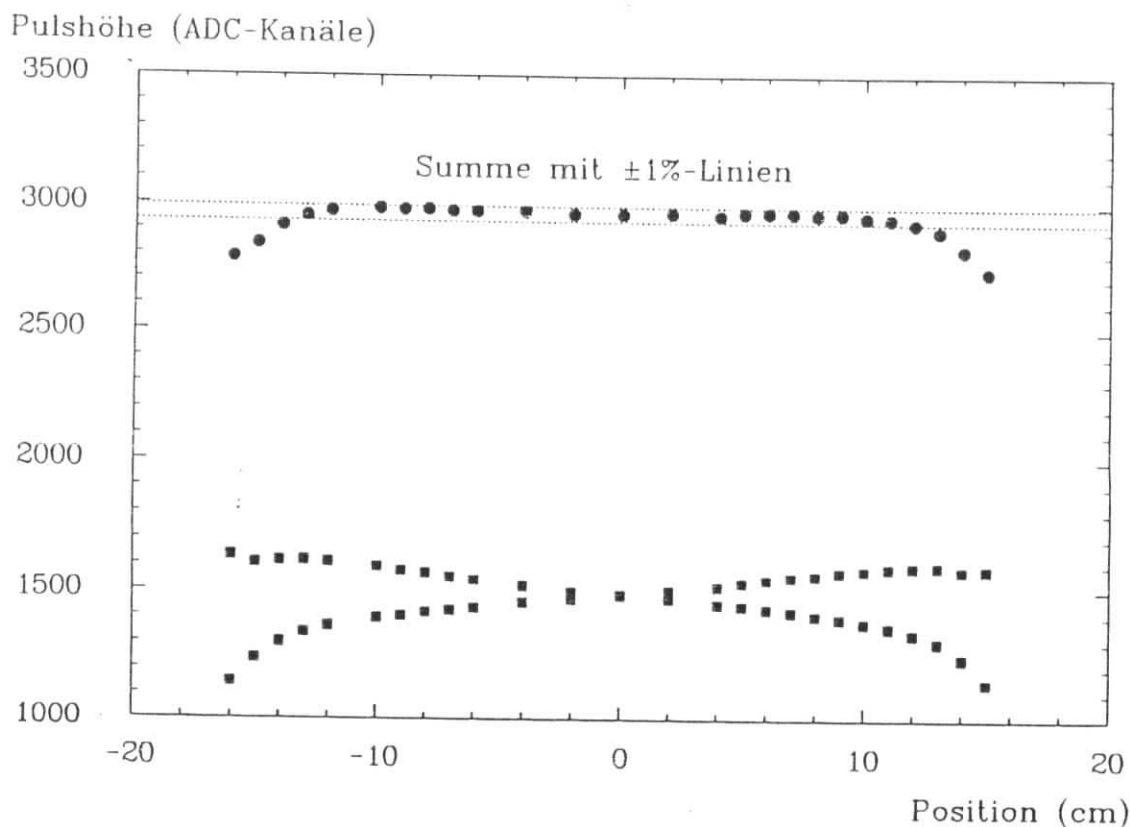


Abbildung 4.5: Gesamtsumme sowie links- und rechtsseitige Summe der Pulshöhen in den Multipliern. Der Nullpunkt wurde unterdrückt.

4.7 Vertikalscan

Die Summe aller acht Multipliersignale aufgetragen gegen die vertikale Position ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Von oben nach unten beobachtet man im Mittenbereich eine monotone Abnahme der Pulshöhe, die unter anderem durch die Abschwächung im Wellenlängenschieber entsteht. Aus der angepaßten Exponentialfunktion erhält man

$$\lambda_w = (198.4 \pm 2.8) \text{ cm.}$$

Da der Wellenlängenschieber nicht punktförmig angeregt wurde, muß man auch hier wieder von einer effektiven Abschwächungslänge für den beschriebenen Aufbau und die dargelegte Methode sprechen. In [KAM83] werden allerdings Werte für die Abschwächungslänge in Abhängigkeit von der Dotierung angegeben, die zwischen 150 cm und 200 cm liegen. Dies zeigt, daß die beobachtete Abschwächung in vertikaler Richtung deutlich von der Abschwächung im Wellenlängenschieber dominiert wird.

Die angepaßte Exponentialfunktion kann jedoch bei Einschuss in der Nähe des oberen Kalorimeterrandes zur Extrapolation der Pulshöhen bei Abwesenheit lateraler Leckverluste benutzt werden. Bei gegebener Einschussposition kann dann aus der Differenz zwischen Funktionswert und gemessener Pulshöhe das Leakage abgeschätzt werden. In der Position 6 cm oberhalb des Kalorimeterrandes, d. h. in 8.75 cm Abstand vom Rand, war im Rahmen der Meßgenauigkeit kein Leakage mehr feststellbar. Man sieht anhand der Abbildung 4.10, daß der Abfall an der Oberkante des Kalorimeters stärker ist als an der Unterkante. Dies erklärt sich durch Rückstreuung, die am unteren Ende stärker ist, da hier die Szintillatoren auf einer massiven Aluminiumplatte stehen. An der Oberkante befand sich dagegen Schaumstoff zwischen Szintillatoren und Moduldeckel. Für die folgenden Interpretationen wurden daher

nur die Daten vom oberen Rand verwendet.

Aus diesen Daten kann die Auswirkung des lateralen Leakage auf die Energieauflösung bestimmt und mit der des longitudinalen verglichen werden. Die Vergleichsdaten in longitudinaler Richtung wurden gewonnen, indem unterschiedlich viele Module aufsummiert wurden. Aus der Pulshöhendifferenz zwischen gesamtem und 'verkürztem' Kalorimeter wurde dann das Leakage bestimmt und die Auflösung durch Anpassen von Gaußkurven ermittelt. In Abbildung 4.11 ist die Auflösung gegen das Leakage in lateraler und horizontaler Richtung aufgetragen. Die Geraden sind X^2 -Anpassungen an die Datenpunkte mit folgenden Parametern (L = Leckverlust in %) :

- longitudinal : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.188 \cdot L + 5.9\%$
- lateral : $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.064 \cdot L + 5.9\%$

Man sieht, daß das longitudinale Leakage sich etwa dreimal stärker als das laterale auf die Auflösung auswirkt.

Außerdem läßt sich mit Hilfe der Bestimmung des lateralen Leakage in Abhängigkeit vom Einschubort berechnen, wieviel Energie aus einem Zylinder mit vorgegebenem Radius entweicht. Hierzu wurde wieder $R = 8.75$ cm als $R(100\%)$ angenommen. Bei Annäherung der Einschubposition an den Rand bildet dann die Oberkante der Szintillatorplatten eine Sekante in einem Kreis mit dem Radius $R(100\%)$. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.12 dargestellt, wobei a der Abstand zwischen Einschubort und Szintillatorkante ist. Die Fläche zwischen Sekante und Kreis ist gegeben durch

$$F_1 = R^2 \cdot \arccos\left(\frac{a}{R}\right) - a \cdot \sqrt{R^2 - a^2}.$$

R und a schliessen einen Kreisring der Fläche

$$F_2 = \pi \cdot (R^2 - a^2)$$

ein. Dazu ist anzumerken, daß der Leckverlust bei dieser Prozedur, insbesondere bei großen Radien a , unterschätzt wird, da die Fläche F_1 offenbar nicht repräsentativ für die Deposition in den gesamten Kreisring ist, weil gerade am Rand des inneren Radius der größte Verlust auftritt. Der Messung ist jedoch nur das Leakage in F_1 zugänglich, so daß man mit dieser Unbestimmtheit leben muß. Der vorher bestimmte Leckverlust muß mit dem Verhältnis F_2/F_1 multipliziert werden, um auf den Verlust aus einem Zylinder mit dem Radius a zu schließen. Die so gewonnenen Werte sind in Abbildung 4.13 gegen den Radius aufgetragen, wobei die eingezeichneten Fehler unter der Annahme, daß die Leckverluste in F_1 auf 0.5 % genau bestimmbar sind, abgeschätzt wurden. Da dieser Fehler ebenfalls mit dem Verhältnis F_2/F_1 multipliziert werden muß, steigt die Unsicherheit bezüglich des Verlustes in F_2 mit wachsendem Radius R . An diese Punkte wurde eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen angepaßt, was durch die Tatsache motivierbar ist, daß der elektromagnetische Schauer eine Zentralkomponente mit stark exponentiellem Abfall und eine Komponente mit schwächerem Abfall besitzt [IWA80]. Der Bestfit hat folgende Gestalt (L = Leckverlust in %) :

$$L(a) = 48.9\% \cdot e^{-a/3.04cm} + 51.1\% \cdot e^{-a/0.59cm}.$$

Abbildung 4.13 zeigt, daß diese Messung offenbar schlecht mit dem Molière-Radius $R_{Pb} = 1.63$ cm für Blei in Einklang zu bringen ist ($R(90\%) \simeq R_M$). Eine bessere Übereinstimmung wird

erreicht, wenn man durch gewichtete Mittelung einen effektiven Molière-Radius berechnet :

$$\frac{d_{samp}}{R_{eff}} = \frac{d_{Luft}}{R_{Luft}} + \frac{d_{Pb}}{R_{Pb}} + \frac{d_{Sz}}{R_{Sz}}$$

Hierin meint d_{samp} die Dicke eines Samples, d_i die Schichtdicken der einzelnen Materialien im Sample und die R_i die zugehörigen Molière-Radien. Für die gemessene Konfiguration erhält man $R_{eff} = 4.50$ cm, was offensichtlich recht gut mit einem aus der Abbildung ablesbaren $R(90\%)$ übereinstimmt (berücksichtigt man die Luftschichten nicht, so ergibt sich rechnerisch ein Wert von 3.14 cm). Die oben erläuterte Gefahr des Unterschätzens des Leckverlustes kommt einem hier insofern entgegen, als mit ihr zumindest sichergestellt wird, daß der Trend richtig beschrieben ist. Somit zeigt diese Messung, daß die laterale Schauerentwicklung in einem Sampling-Kalorimeter deutlich unterschätzt werden kann, wenn sie nur mit Hilfe des Molière-Radius des Absorbers abgeschätzt wird.

4.8 Netzscan

In Abbildung 4.14 sind die Pulshöhen in Abhängigkeit vom Einschußort dargestellt, wobei zu beachten ist, daß zur Verdeutlichung von Unterschieden von allen die kleinste auftretende Pulshöhe subtrahiert wurde. Man erkennt die Überlagerung der bereits im Horizontal- und Vertikalscan beobachteten Effekte. Offensichtlich macht die Abschwächung des Signals in vertikaler Richtung eine Energiemessung ohne vorherige Ortskenntnis unmöglich. Die gewählte Konfiguration ist also ohne vorgeschalteten Ortsdetektor unpraktikabel. Umgehen kann man diese Schwierigkeiten indem man einen der Wellenlängenschieber jedes Moduls von unten ausliest, oder durch parallel zum Einschuß angeordnete Wellenlängenschieber, da die Abschwächung sich hier in lateraler Richtung auswirkt und somit z.B. bei rückwärtiger Auslese lediglich den hinteren Ausläufer eines Schauers gegenüber dem vorderen verstärkt. Als weitere Alternative kommt die Verwendung von vier Wellenlängenschiebern in Frage, die dann longitudinal oder transversal angeordnet sein können.

4.9 Longitudinale Schauerentwicklung

Die longitudinale Segmentierung des beschriebenen Kalorimeters erlaubt einen Vergleich von Meßdaten mit Gleichung 1.9. Verwendet wurden Daten der Konfiguration B, da hier die Segmentierung am feinsten ist. Es wurde das Integral über Gleichung 1.9 von $t=0$ bis $n \cdot 4.46 X_0$ für alle sechs Energien an die mittlere Pulshöhe nach jeweils n Modulen angepaßt ($n=1, \dots, 6$). Das resultierende Profil für 6 GeV Einschußenergie ist im oberen Teil von Abbildung 4.15 mit der gemessenen Verteilung dargestellt, während der untere Teil alle sechs durch Anpassung bestimmte Profile zeigt. Die aus der Anpassung resultierenden Parameter sind zusammen mit dem aus 'Rossi's Approximation B' folgenden Wert für t_{max} in Tabelle 4.3 aufgeführt. Man sieht, daß die aus den experimentellen Daten gewonnenen Werte, abgesehen vom 1 GeV-Punkt, im Rahmen ihrer Fehler mit der Vorhersage übereinstimmen.

Energie	$t_{max} = \ln \frac{E}{\epsilon} - 1$ (Rossi)	$t_{max} = \frac{\alpha}{b}$ (Fit)	α	b	X^2
1	3.93	3.58 ± 0.32	0.389 ± 0.019	1.391 ± 0.098	3.767
2	4.63	4.46 ± 0.28	0.447 ± 0.018	1.997 ± 0.100	2.083
3	5.03	4.89 ± 0.27	0.466 ± 0.017	2.275 ± 0.096	1.304
4	5.32	5.17 ± 0.25	0.474 ± 0.015	2.455 ± 0.090	0.944
5	5.54	5.42 ± 0.25	0.483 ± 0.015	2.616 ± 0.087	0.628
6	5.73	5.57 ± 0.24	0.488 ± 0.015	2.716 ± 0.087	0.628

Tabelle 4.3: Angepaßte Schauerprofile. Die Zahl der freien Parameter ist bei allen Fits fünf, die angegebenen Werte für X^2 wurden nicht durch diesen Wert dividiert.

Pulshöhe (ADC-Kanäle)

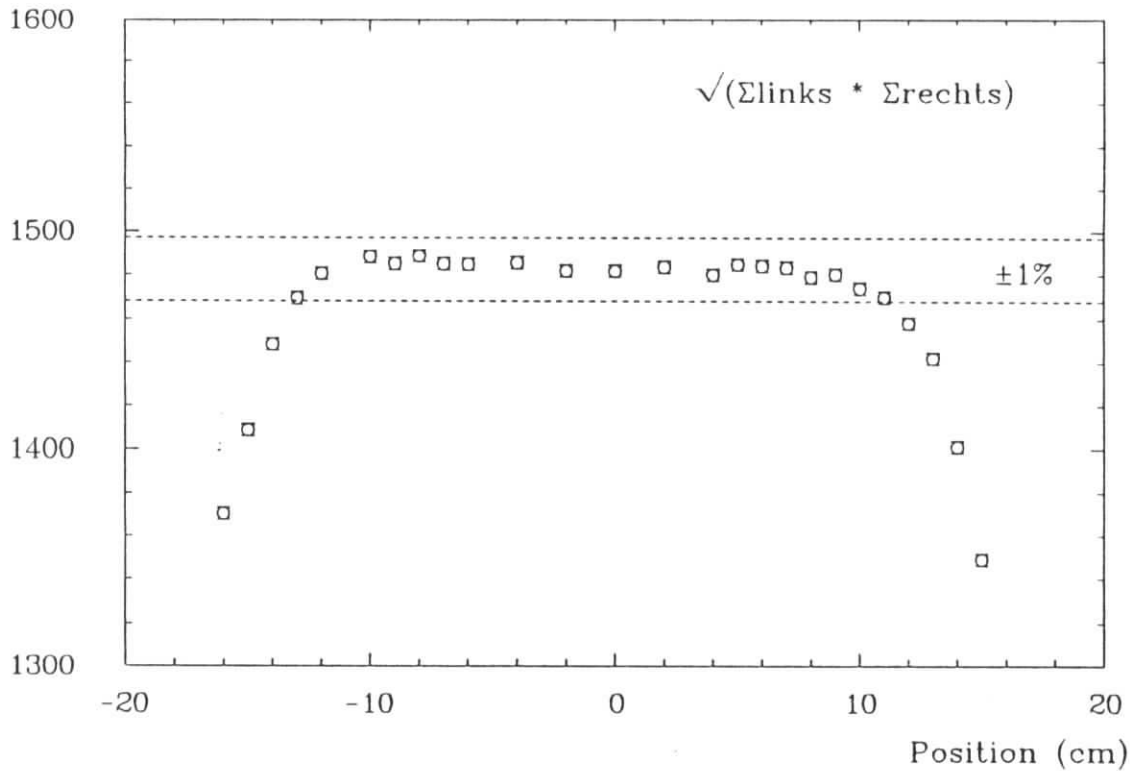


Abbildung 4.6: Produkt aus links- und rechtsseitiger Summe. Der Nullpunkt wurde unterdrückt.

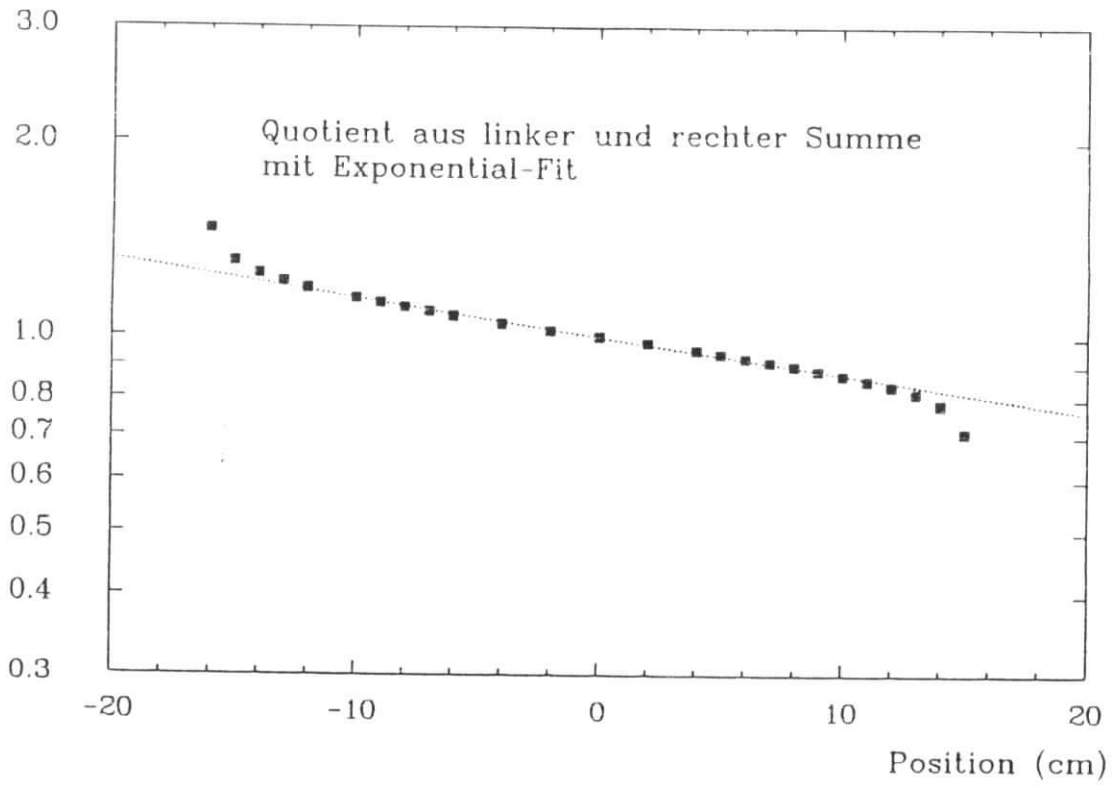


Abbildung 4.7: Quotient aus links- und rechtseitiger Summe

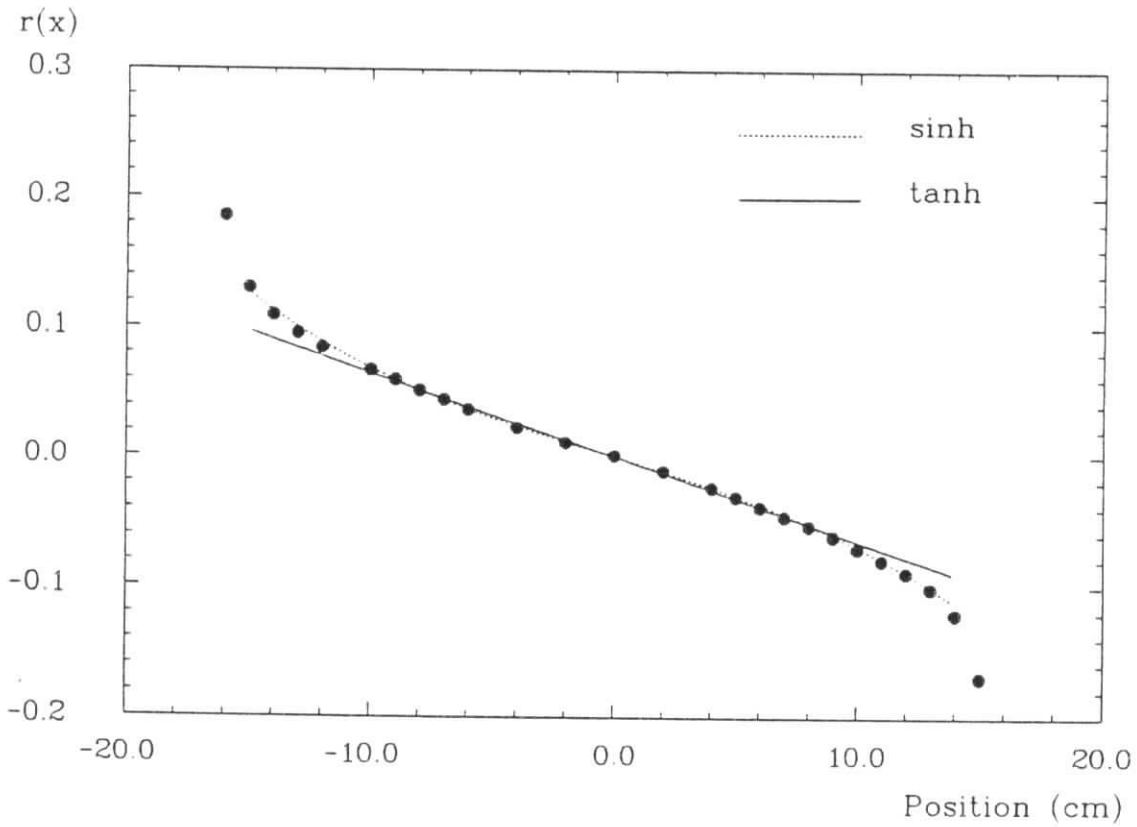


Abbildung 4.8: Relative Abweichung $r(x)$

Gemessener Ort (cm)

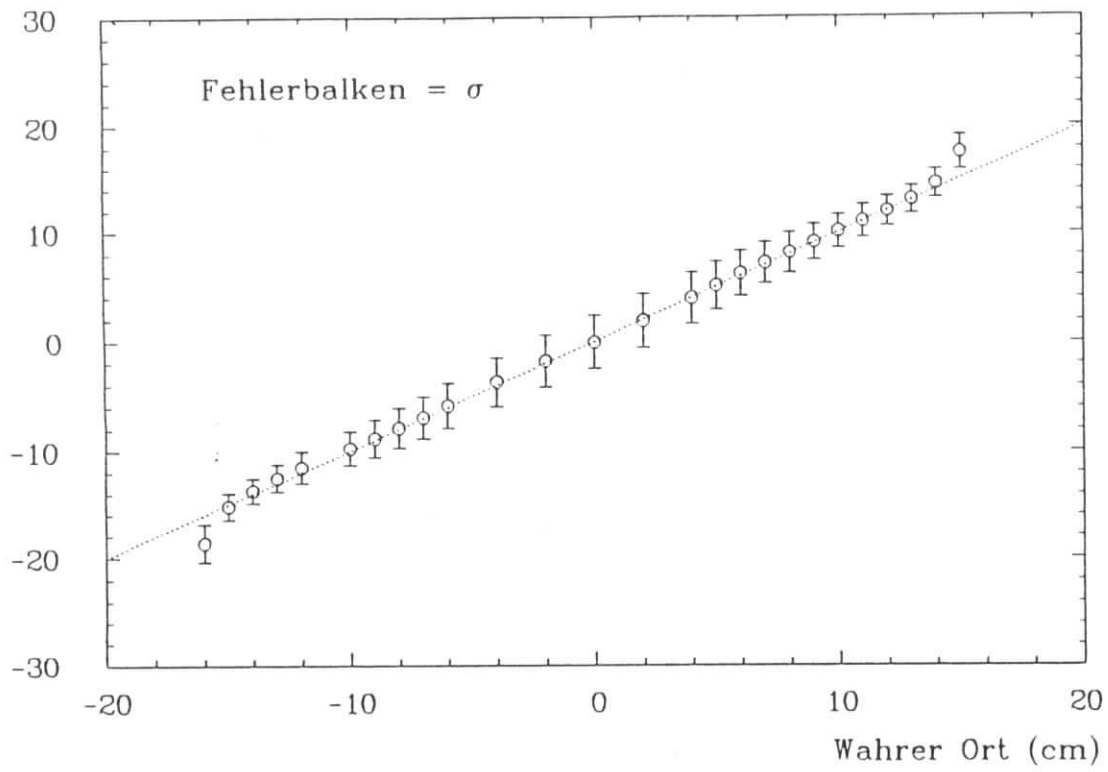


Abbildung 4.9: Rekonstruierter gegen wahren Einschußort. Die Fehlerbalken geben hier das σ der Verteilungen an.

Pulshöhe (Kanäle)

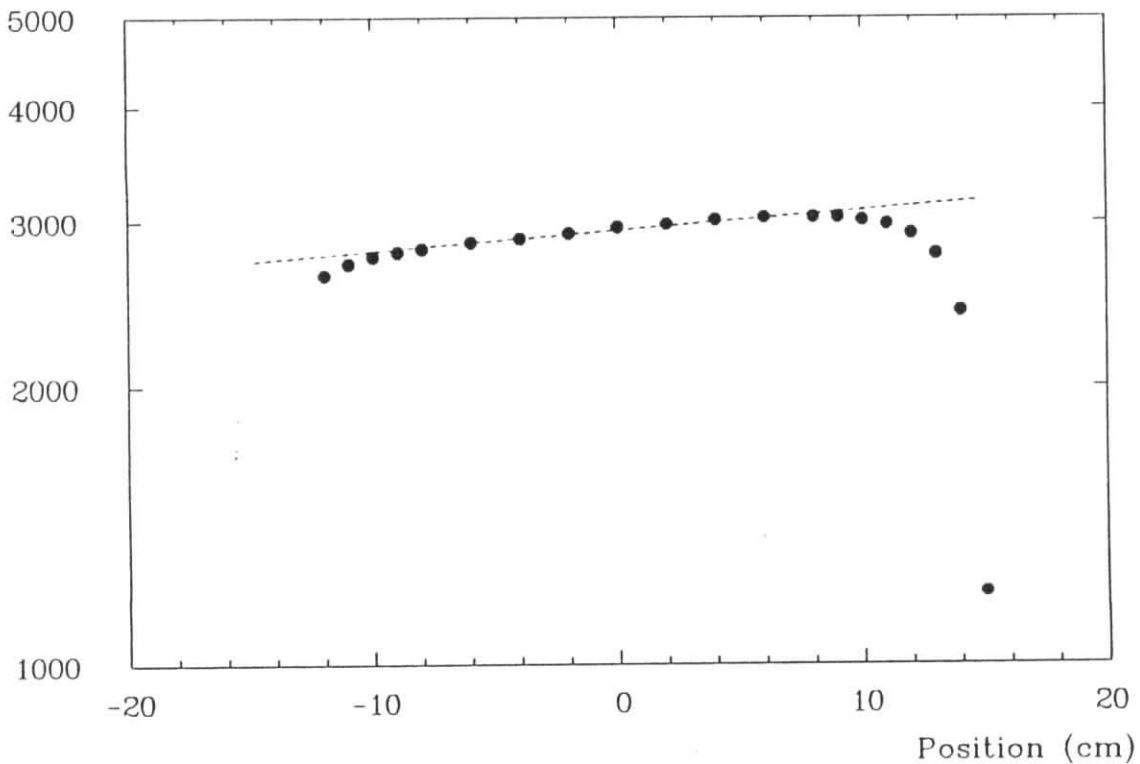


Abbildung 4.10: Vertikalscan: Pulshöhe gegen Einschußort

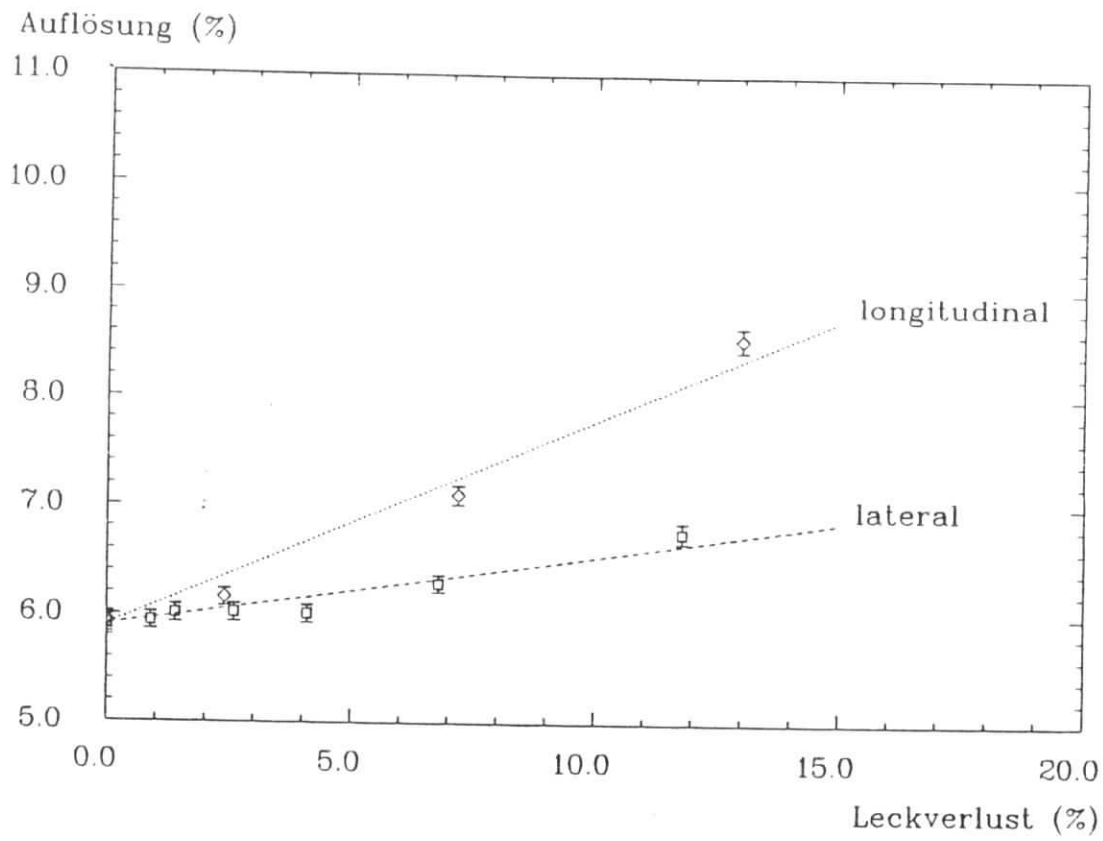


Abbildung 4.11: Einfluß der lateralen und longitudinalen Leckverluste auf die Energieauflösung bei 3 GeV Einschußenergie

Frontansicht (nicht maßstäblich)

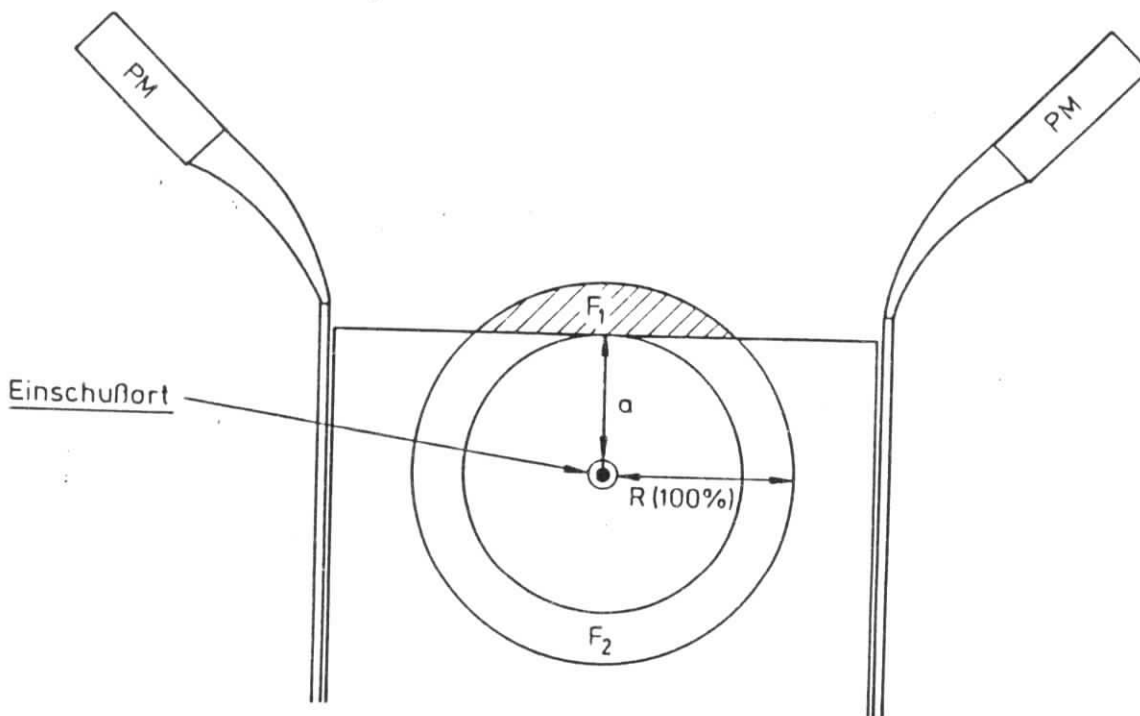


Abbildung 4.12: Berechnung des radialen Leckverlustes

Leckverlust (%)

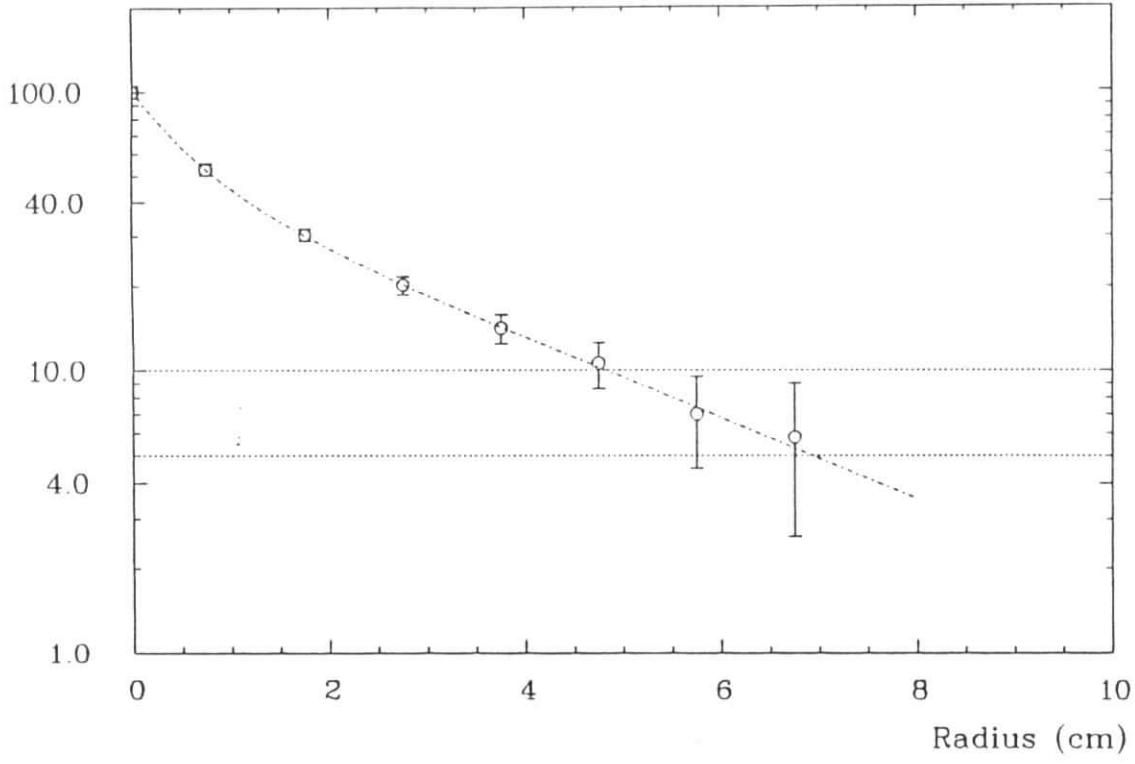


Abbildung 4.13: Lateraler Leckverlust in Abhängigkeit vom Radius

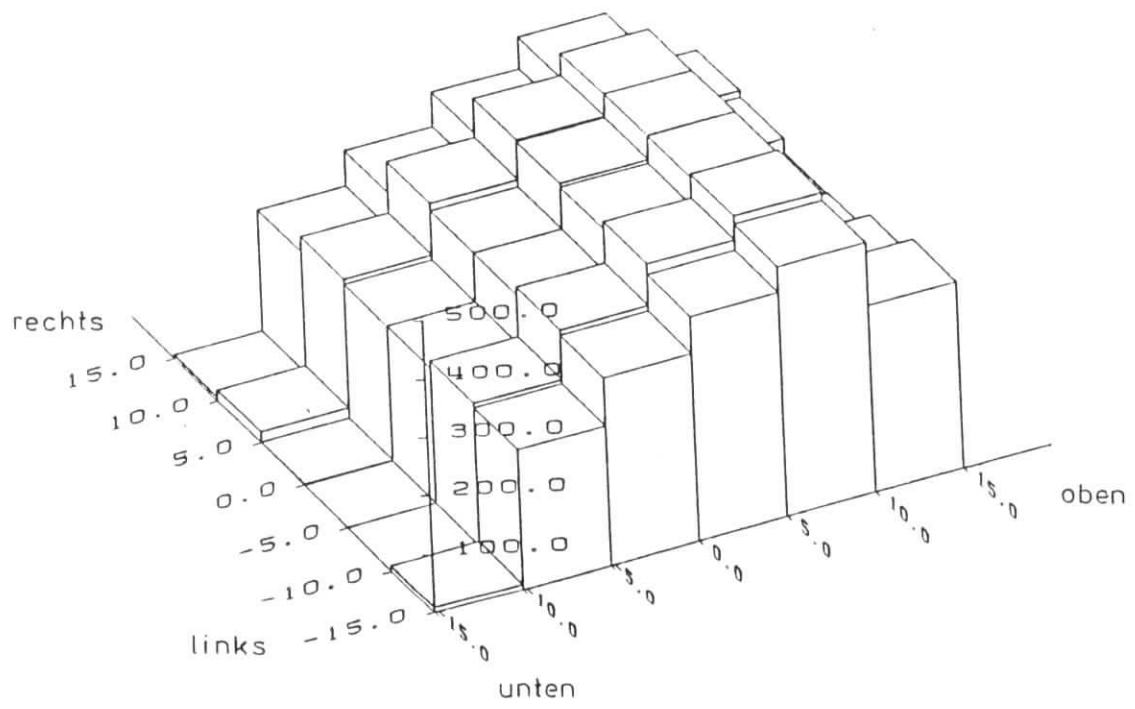
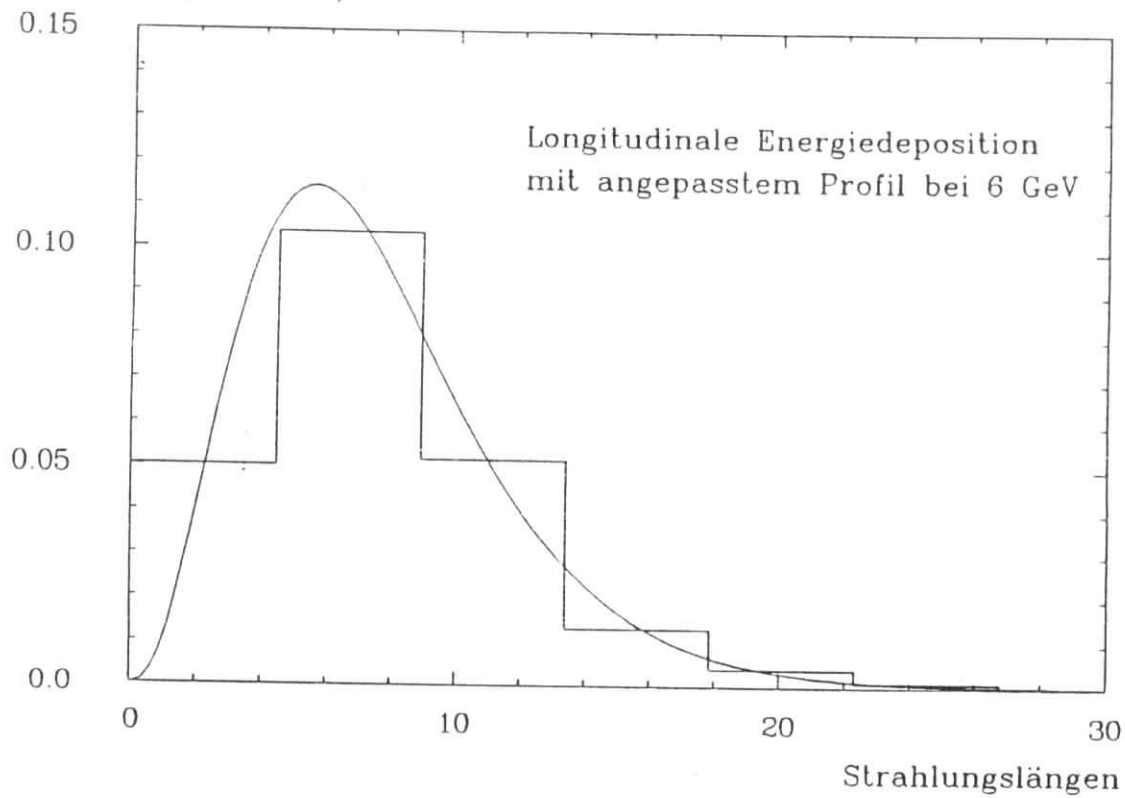


Abbildung 4.14: Pulshöhe bei zweidimensionaler Variation des Einschubortes.
 Zur Verdeutlichung der Unterschiede wurde die kleinste auftretende Pulshöhe von allen anderen subtrahiert (2622.6 Kanäle in der Position -2.5 cm, -12.4 cm).

Einträge (normiert)



Einträge (normiert)

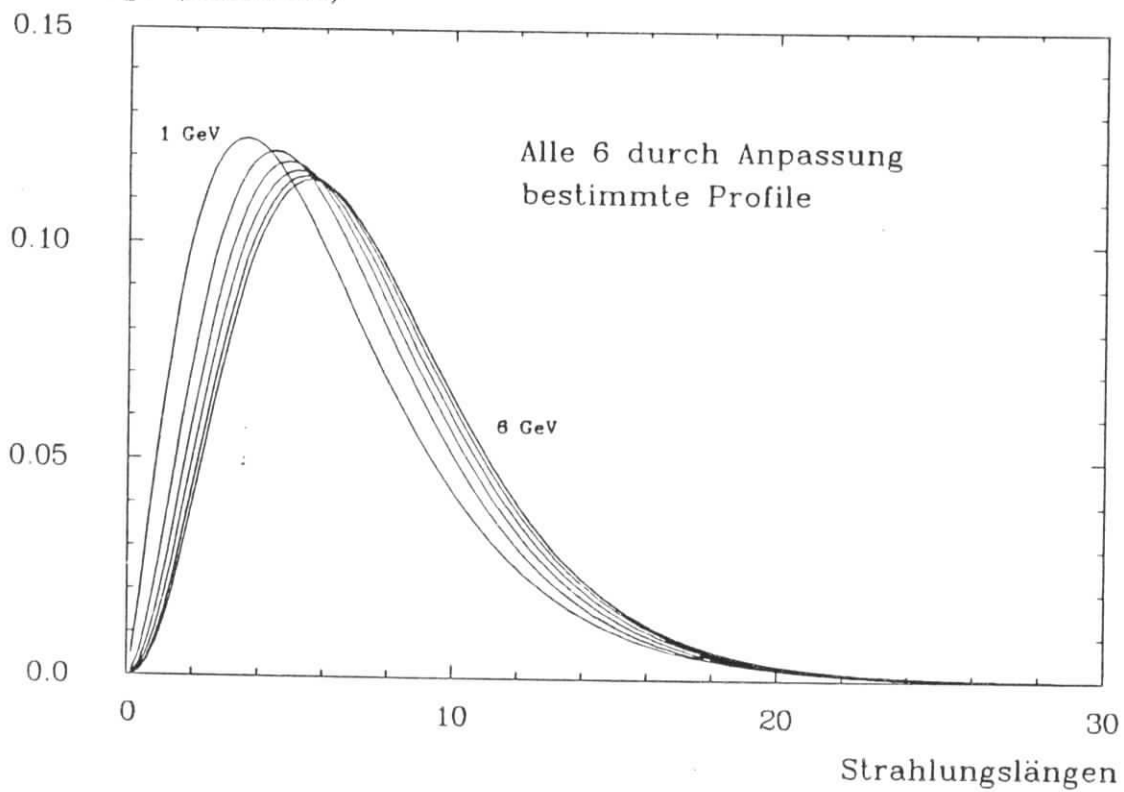


Abbildung 4.15: Schauerprofile : Oben ist die experimentelle Verteilung mit angepaßtem Profil zu sehen, unten die Profile für alle sechs Energien

Kapitel 5

Messungen mit abgereichertem Uran

In diesem Kapitel werden Messungen mit Elektronen, Muonen und Hadronen aus dem Impulsbereich zwischen 5 und 40 GeV/c besprochen. Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus erfolgt eine getrennte Diskussion der Daten für drei Teilchenarten. Informationen über einen zur Teilchenidentifikation dienenden Čerenkovzähler, die Teilchenselektion und die Berechnung von Energieverlusten von Muonen in Materie wurden aus Gründen der Übersicht in den Anhang verbannt. Ebenso wie im vorangegangenen Kapitel sind Fehlerangaben als Unsicherheiten von Funktionsanpassungen zu verstehen, sofern nichts anderes gesagt wird.

5.1 Meßaufbau

Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden am WA-78 Experiment am CERN durchgeführt. Dort stand ein gemischter Strahl aus Pionen, Elektronen und Muonen mit wechselnder Zusammensetzung zur Verfügung, der auf folgende Weise erzeugt wurde. Das SPS (Super-Protonen-Synchrotron) lieferte alle 14.4 Sekunden ein Paket von Protonen mit 450 GeV/c Impuls, aus denen über Targets die genannten Sekundärteilchen erzeugt wurden. Mit Hilfe von Magneten war eine Impulsselektion bis zu 210 GeV/c möglich. Jeder burst von Teilchen hatte eine zeitliche Länge von etwa 2.7 Sekunden, die Teilchenzahl konnte mit Hilfe von Kollimatoren variiert werden. Da die vorhandene Strahloptik für hohe Energien ausgelegt war, mußte zur Erzielung von Impulsen kleiner als 50 GeV/c ein zusätzliches Target in der Nähe des Experiments in den Strahl gefahren werden.

Der prinzipielle Aufbau während der Messung ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das elektromagnetische Kalorimeter wurde in der Konfiguration C (Tabelle 3.1) vor dem hadronischen Kalorimeter der WA-78 Kollaboration aufgebaut, wobei hier kein Bewegen senkrecht zum Strahl möglich war. Es ließen sich lediglich die Module einzeln so verschieben, daß der Strahl ungehindert das hadronische Kalorimeter erreichen konnte. Auf diese Weise waren Messungen mit einer zwischen 0 und 6 variierenden Zahl von Modulen des elektromagnetischen Kalorimeters möglich.

Der Aufbau des WA-78 Experiments wurde außerdem durch einen 11 m langen Schwellen-Čerenkovzähler Č ergänzt, der sich vor dem gesamten Aufbau befand. Er diente zur Unterscheidung zwischen Elektronen und Pionen und konnte nach Bedarf als zusätzliche Koinzidenz in den Trigger eingeführt werden.

Das WA-78 Kalorimeter bestand aus 24 Modulen, von denen jedes vier Absorberplatten und vier Szintillatorplatten enthielt. Verwendet wurden NE-110 Platten der Abmessungen $60 \times 60 \times 0.5 \text{ cm}^3$. Die ersten zwölf Module enthielten Absorberplatten aus 1 cm Uran mit 1

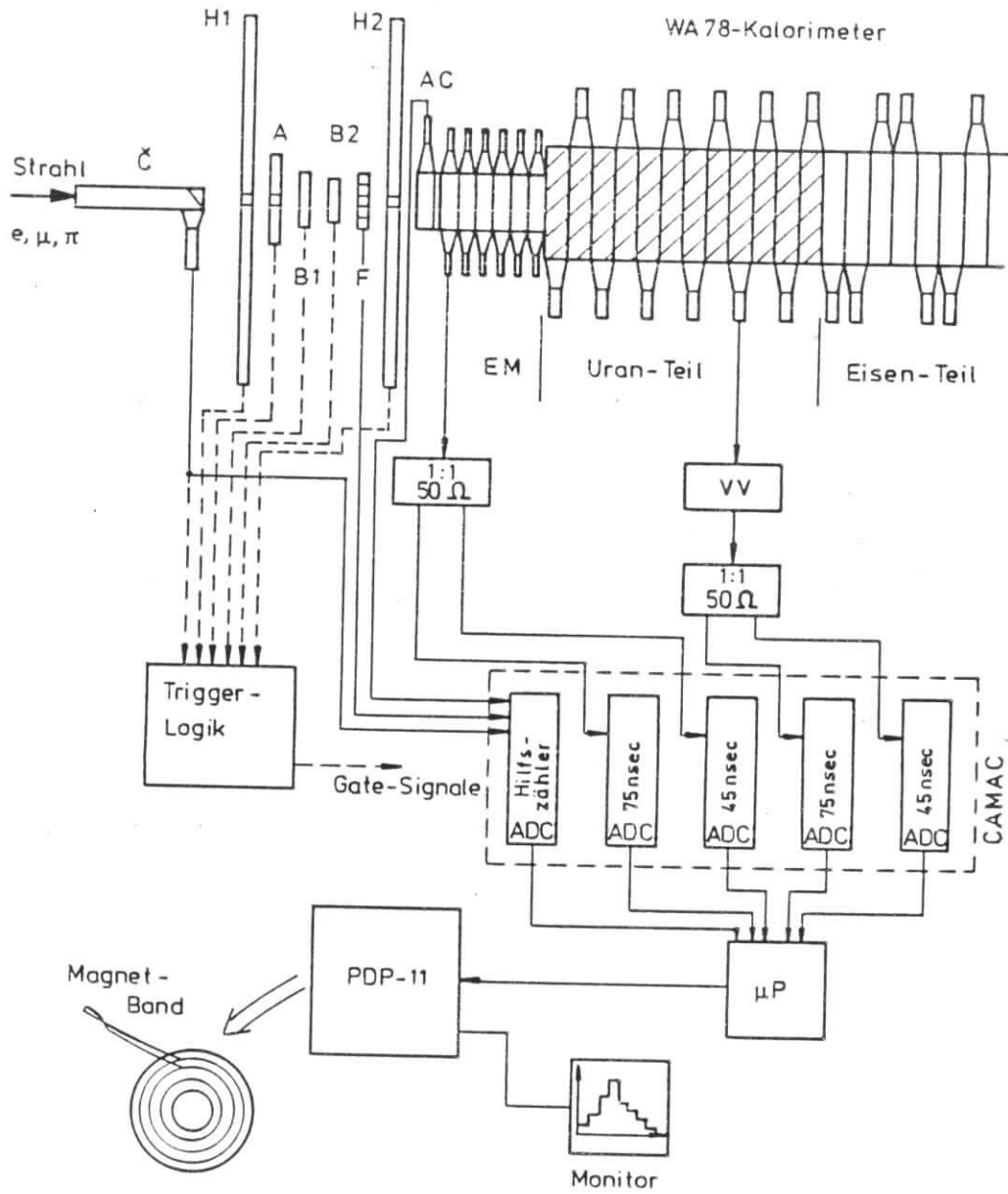


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau. Die Kalorimeter sind in Aufsicht dargestellt.

Kalorimeter	X_0 /Mod	λ_0 /Mod	X_0^{Ges}	λ_0^{Ges}	Absorber	Szintillator
EM Konfiguration C	4.46	0.23	26.76	1.38	0.157 cm U + 0.1 cm Fe	0.4 cm SCSN 38
WA-78(U)	13.05	0.45	156.59	5.44	1.0 cm U + 0.2 cm Fe	0.5 cm NE 110
WA-78(Fe)	5.73	0.65	68.76	7.75	2.5 cm Fe	0.5 cm NE 110

Tabelle 5.1: Technische Daten der Kalorimeterkomponenten

mm Stahl als Abschirmung auf beiden Seiten, während in den hinteren 12 Modulen 2.5 cm starke Eisenplatten als Absorber dienten. Im folgenden werden Uran- und Eisenteil dieses Kalorimeters als WA-78(U) und WA-78(Fe) bezeichnet. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Parameter aller Kalorimeterkomponenten zusammengefaßt.

Die Elektronik des WA-78 Triggers war insgesamt ziemlich aufwendig und kompliziert. Hier sollen nur die für die zu diskutierenden Messungen wesentlichen Komponenten erläutert werden. Der Strahl wurde durch die Koinzidenz $B_1 \cdot B_2$ der beiden Szintillationszähler B_1 und B_2 definiert. Die großflächigen Zähler A, H_1 und H_2 deckten insgesamt eine Fläche von mehr als einem Quadratmeter um ein Durchtrittsfenster herum ab und wurden im Trigger in Antikoinzidenz benutzt, um Ereignisse, die durch den Halo des Strahls und ähnliches entstanden waren, auszufiltern. Der Zähler F war ein kleines Hodoskop aus fünf vertikal angeordneten Szintillatorstreifen von je einem Zentimeter Breite. Dieser Zähler gestattete in der Auswertung eine Eingrenzung des Einfallsortes der Teilchen. Der Albedozähler AC ermöglichte die Erkennung von Ereignissen mit hoher Rückstreuung aus dem Kalorimeter.

Die Signale der Photomultiplier beider Kalorimeter wurden im Verhältnis 1:1 gesplittet und auf ADC-Module (Le-Croy 4300 FERA) mit zwei verschiedenen Gate-Längen gegeben. Die Standardwerte dieser Gates waren 45 und 75 nsec. Eine PDP-11 diente zur Auslese der ADC's und zum Speichern der Daten auf Magnetbändern. Kopien dieser Bänder wurden auf der DESY-IBM ausgewertet.

5.2 Meßprogramm

Die hier diskutierten Daten wurden bei Nominalimpulsen von 5, 10, 20, 30 und 40 GeV/c und einem ADC-Gate von 75 nsec aufgezeichnet. Für die Datennahme wurden zwei unterschiedliche Trigger verwendet :

- Koinzidenz zwischen den Zählern B_1 , B_2 und dem Čerenkovzähler [$B_1 \cdot B_2 \cdot \check{C}$]
- Koinzidenz zwischen den Zählern B_1 und B_2 [$B_1 \cdot B_2$]

Die Pulshöhe des Čerenkovzählers wurde in beiden Fällen von einem ADC digitalisiert und mit aufgezeichnet. Dadurch konnte diese Information in der Auswertung zu einer Optimierung der Teilchenidentifikation benutzt werden.

Bei Impulsen von 5 und 10 GeV/c war der Elektronenanteil des Strahls so groß, daß lediglich mit dem Trigger $[B_1 \cdot B_2]$ gemessen werden brauchte. Bei den höheren Energien wurden dagegen mit beiden Triggern Daten genommen, um für Elektronen eine ausreichende Statistik zu erzielen. Funktion und Einstellung des Čerenkovzählers werden im Anhang A besprochen.

5.3 Pedestals und Kalibration

Pedestals wurden auf zwei unterschiedliche Weisen gemessen. Die eine Methode bestand in der Erzeugung spezieller Pedestalruns mit einem Blindtrigger und ohne Strahl. Außerdem wurden während jedem normalen Run durch einen künstlichen Triggerpuls vor jedem Burst 50 bis 120 sogenannte 'start-of-burst pedestals' gemessen. Für die Auswertung der Elektronen- und Pionendaten wurden die Mittelwerte aus den Pedestalruns verwendet. Da Muonen im Kalorimeter deutlich geringere Pulshöhen als erstere hinterließen und zeitliche Schwankungen der Pedestals somit größere Auswirkungen zeigen, wurden hier die Mittelwerte der 'start-of-burst pedestals' verwendet.

Hier ist anzumerken, daß die Pedestals des elektromagnetischen Kalorimeters nur geringe Änderungen in der Zeit aufwiesen und fast alle in einem ADC-Kanal gezählt wurden. Demgegenüber zeichneten sich die Werte für das WA-78 Kalorimeter durch Breiten und zeitliche Schwankungen von mehreren ADC-Kanälen aus. Dieser Effekt ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß dort die Multipliersignale vor der Auslese einen Vorverstärker durchlaufen. Die zur Auswertung der CERN-Daten benötigte Kalibration der Kalorimeter wurde von J. H. Peters [PET86] durchgeführt und ist dort im Detail erläutert worden.

5.4 Bemerkungen zum Strahl

Nach Abschluß der Messungen stellte sich heraus, daß die Impulsschärfe des Strahls unzulänglich war. Die Ursachen sind einmal darin zu sehen, daß ziemlich gewaltsame Methoden nötig waren, um die gewünschten niedrigen Energien zu erreichen (Zusatztarget etc.). Zum zweiten wurde der Strahl vermutlich durch unkontrollierte Streufelder nicht zur Strahloptik gehöriger Magnete beeinflusst. Anhand von Monte-Carlo-Daten wird in [PET86] versucht, die Impulsschärfe abzuschätzen. An dieser Stelle sollen nur die wichtigsten Resultate in Form der Tabellen 5.2 und 5.3 zitiert werden. Die angegebenen Werte wurden unter der Voraussetzung gewonnen, daß der Zentralfinger (Finger 3) genau im Mittelpunkt des Strahls angeordnet war. Tabelle 5.2 enthält die Werte, die sich bei Betrachtung aller Teilchen ergeben, die einen der fünf Finger passiert haben. Die Werte in Tabelle 5.3 beziehen sich dagegen nur auf Teilchen, die Finger 2 durchlaufen. Unter der Annahme dieser Hodoskoplage ergab sich als Parametrisierung für die Energieunschärfe des Strahls :

Für alle fünf Finger

$$\left(\frac{\sigma_{\text{Strahl}}}{E}\right)^2 = \left(\frac{13.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (7.5\%)^2.$$

und für Finger 2

$$\left(\frac{\sigma_{\text{Strahl}}}{E}\right)^2 = \left(\frac{18.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (1.2\%)^2.$$

Die Diskussion der Ergebnisse wird im weiteren die Auswirkungen dieser Umstände zeigen. Die gewonnenen Resultate werden nach betrachteter Teilchenart getrennt in den drei folgenden Abschnitten dargelegt.

$p_{nominal}$ [GeV/c]	$\frac{\Delta p}{p}$ [%]	p_{korrr} [GeV/c]	rms($\frac{\Delta p}{p}$) [%]
5	2.6	5.13	9.7
10	1.7	10.17	8.6
20	1.0	20.20	8.1
30	0.9	30.27	7.9
40	0.7	40.28	7.9

Tabelle 5.2: Abschätzung der Strahlenschärfe für alle fünf Finger aus Monte-Carlo-Daten nach [PET86].

$p_{nominal}$ [GeV/c]	$\frac{\Delta p}{p}$ [%]	p_{korrr} [GeV/c]	rms($\frac{\Delta p}{p}$) [%]
5	0.9	5.05	9.0
10	-2.7	9.73	7.0
20	-5.1	18.98	4.4
30	-5.8	28.26	3.6
40	-6.0	37.60	3.2

Tabelle 5.3: Abschätzung der Strahlenschärfe für Finger 2 aus Monte-Carlo-Daten nach [PET86].

5.5 Untersuchungen mit Elektronen

Wie bereits erwähnt wurden bei 5 und 10 GeV/c lediglich Daten mit dem Trigger $[B_1 \cdot B_2]$ aufgenommen. Bei 20, 30 und 40 GeV/c wurden dagegen Elektronendaten aus Runs mit dem Trigger $[B_1 \cdot B_2 \cdot \check{C}]$ zur Auswertung verwendet. Eine Diskriminatorschwelle verwarf in diesen Runs sämtliche Ereignisse mit einer Pulshöhe kleiner als 40 ADC-Kanäle im Čerenkovzähler. Während der Auswertung wurde in beiden Fällen ein Schnitt an die Pulshöhe dieses Zählers angelegt. Es zeigte sich, daß ein Schnitt bei 50 ADC-Kanälen eine ausreichende Elektron-Pion Trennung ermöglichte.

Bei der Analyse der Elektronendaten im elektromagnetischen Kalorimeter tritt die mäßige Qualität des Strahls voll zu Tage. In Abbildung 5.2 sind die Summenhistogramme für Elektronen, die verschiedene Hodoskop-Finger passiert haben, zusammengefaßt. Man sieht deutlich zwei Effekte : Erstens wächst die mittlere Pulshöhe von Finger 1 zu Finger 5 und zweitens nehmen Breite und Asymmetrie der Verteilungen in der gleichen Richtung zu. Die je nach

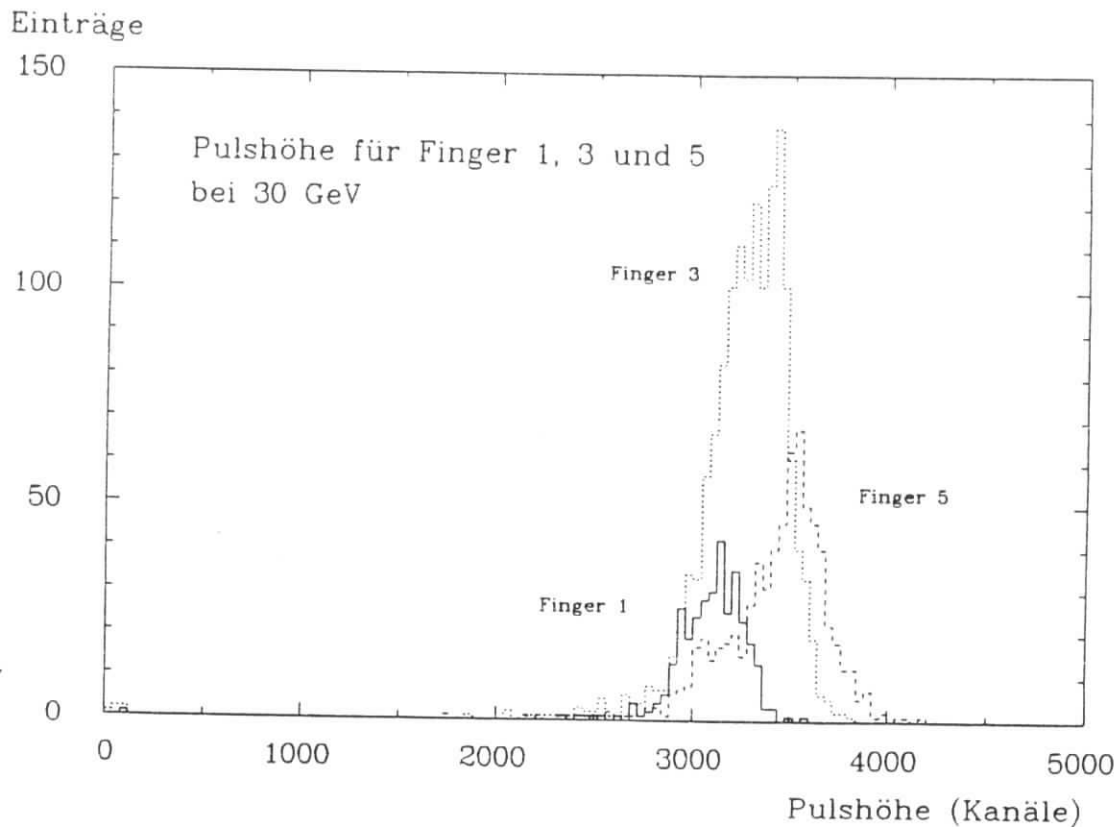


Abbildung 5.2: Pulshöhen von Elektronen der Energie 30 GeV, die einen der drei Finger 1, 3 oder 5 passiert haben

Finger unterschiedlichen Einschußpositionen in das Kalorimeter kommen nach den in Abschnitt 4.6 dargelegten Untersuchungen als Ursache nicht in Betracht, so daß die Effekte den Strahlbedingungen zugeordnet werden müssen. Eine Erhöhung des Schnittes im Čerenkov-Zähler führt zu keiner Änderung der Situation.

Die Auswertung der Daten erfolgte nach dem gleichen Verfahren, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, wobei sowohl die Summe aller Elektronen als auch nur diejenigen, die Finger 2 passiert hatten, betrachtet wurden. Finger 2 wurde ausgewählt, da er den besten Kompromiss zwischen geringstmöglicher Asymmetrie und größtmöglicher Statistik liefert. Abbildung 5.3 zeigt die Summe über alle fünf Finger bei 30 GeV/c Nominalimpuls. Zur Interpretation der Daten wurden die in den Tabellen 5.2 und 5.3 angegebenen korrigierten Impulswerte benutzt. Zur Bestimmung der Photoelektronenstatistik wurden Elektronen selektiert, die den Finger 3 passiert hatten (für die Bestimmung dieser Fluktuation ist natürlich eine möglichst gute Lokalisation des Eintrittspunktes ins Kalorimeter nötig, da die Differenz der beiden Multipliersignale jedes Moduls benutzt wird). Abbildung 5.4 zeigt die Auflösung in Abhängigkeit von der Energie für die 'Fingersumme' mit angepaßter Auflösungsfunktion. Als Resultate der Anpassungen erhält man :

Auflösung für alle Finger

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{26.0\% \pm 0.3\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (4.6\% \pm 0.1\%)^2$$

Auflösung für Finger 2

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{23.2\% \pm 0.2\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (2.4\% \pm 0.1\%)^2$$

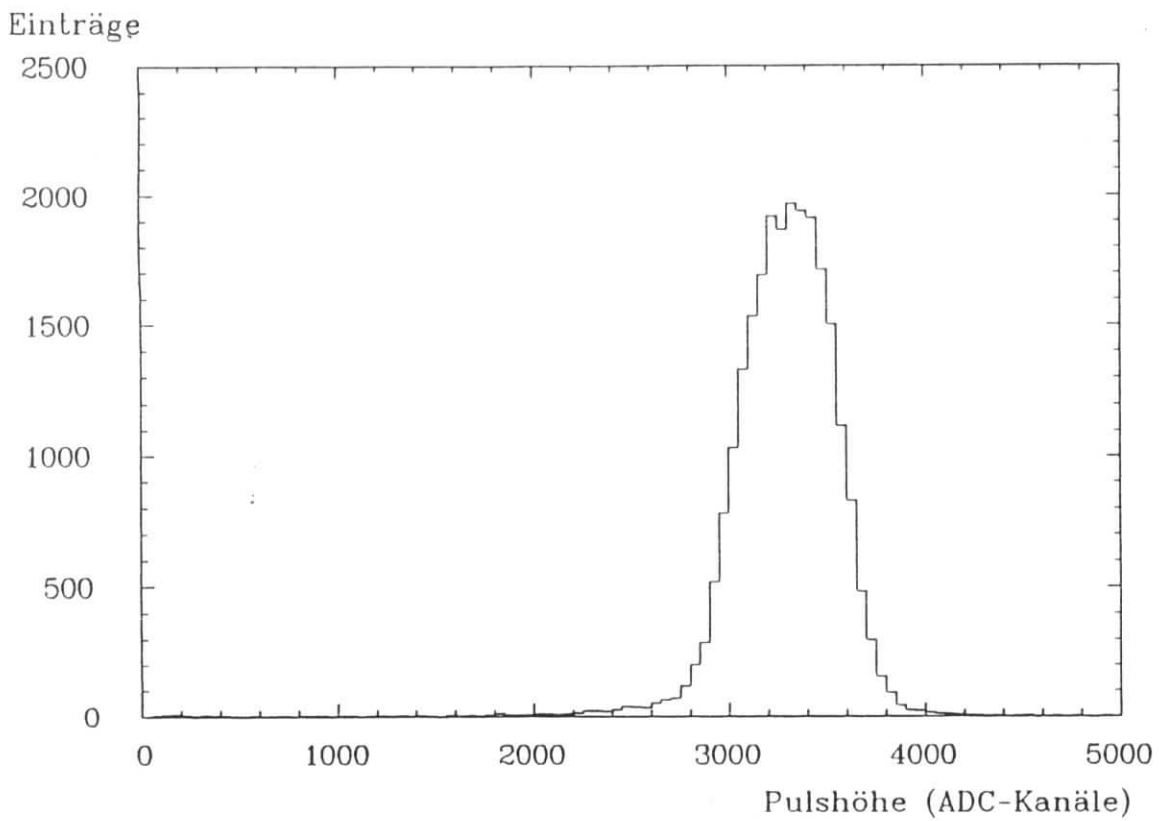


Abbildung 5.3: Elektronen bei 30 GeV Energie im elektromagnetischen Kalorimeter

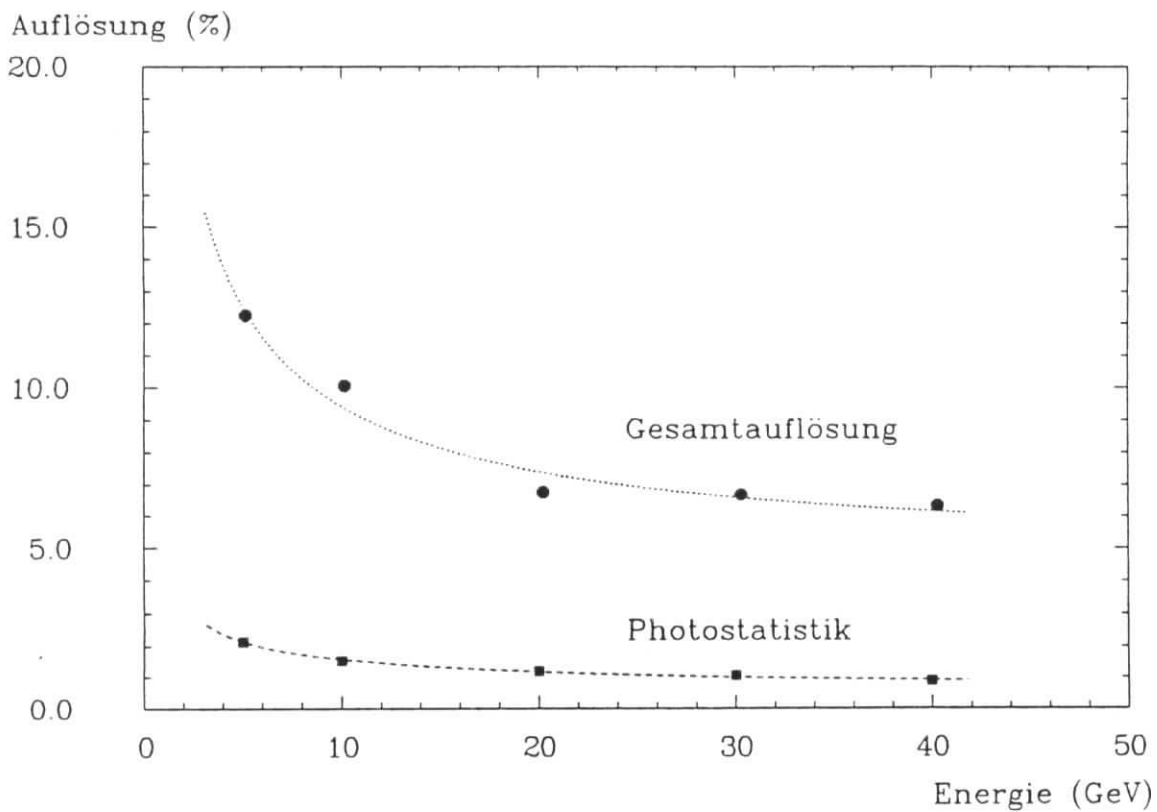


Abbildung 5.4: Energieauflösung für Elektronen aus der 'Fingersumme'. Dargestellt sind die Gesamtfuktuationen und der Beitrag der vermeintlichen Photoelektronenstatistik (siehe Text).

$$\left(\frac{\sigma_{PE}}{E}\right)^2 = \left(\frac{4.7\% \pm 0.1\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.5\% \pm 0.1\%)^2.$$

Die Gesamtauflösung ist also bedeutend schlechter als während der DESY-Messungen, was durch die angedeuteten Strahlbedingungen erklärbar ist. Aufgrund des deutlich kleineren konstanten Terms als bei der Parametrisierung der Strahlunschärfe in Abschnitt 5.4, ist ein Abzug dieses Beitrags im Falle der Daten für alle Finger nicht möglich. Diese Diskrepanz deutet darauf hin, daß die tatsächlichen Verhältnisse der Elektronen im Strahl durch die Simulation (siehe Abschnitt 5.4) nur ungenügend reproduziert wurden. Im Falle der Daten für Finger 2 ist jedoch ein Abzug der Strahlunschärfe möglich (vergleiche Abschnitt 5.4). Man erhält

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{14.0\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (2.1\%)^2,$$

wobei jedoch wegen der oben erwähnten Unzulänglichkeiten in der Abschätzung der Strahlbedingungen, nicht von einer exakten Berechnung gesprochen werden kann. Außerdem stellt sich der Anteil der Photoelektronenstatistik hier nicht nur größer dar, sondern weist auch noch einen konstanten Anteil auf. Ein scheinbares Anwachsen der Photoelektronenstatistik tritt auf durch die Impulsunschärfe des Strahls. Der konstante Anteil, der hier eigentlich nicht auftreten sollte, kann durch eine Konfiguration der Triggerzähler erklärt werden, die größere Winkeldifferenzen erlaubt als die am DESY verwendete.

5.6 Untersuchungen mit Muonen

Muonen wurden aus den Daten durch die beiden Schnitte $0.36 < \frac{WA-78(Fe)}{WA-78(U)} < 1.3$ und $30 \text{ ADC-Kanäle} < WA-78(Fe) + WA-78(U) < 200 \text{ ADC-Kanäle}$ selektiert, wobei hier mit $WA-78(Fe,U)$ die Pulshöhen im Uran- bzw. Eisenteil des hadronischen Kalorimeters gemeint ist. Diese Selektionskriterien haben den Vorteil, daß im elektromagnetischen Teil kein Schnitt angelegt wird. Für die Auswertung wurde die Pulshöhensumme aller sechs Module verwendet, da die Signale der einzelnen Multiplier nur wenige Kanäle oberhalb der Pedestals zu finden waren. Stillschweigend wird dabei die Annahme gemacht, daß sich Fehler, z. B. durch falschen Pedestalabzug, in dieser Summe im Mittel aufheben. Wie im ersten Kapitel erläutert wurde, erwartet man im allgemeinen, daß die Energieverluste einer Vavilov-Verteilung folgen. Der dort erklärte Parameter κ nimmt jedoch bei Energien oberhalb 5 GeV sowohl für einen 4 mm als auch für einen 21.6 cm starken Szintillator (entspricht 54 Platten à 4 mm) kleinere Werte als $1.2 \cdot 10^{-3}$ an, so daß zur Beschreibung der Daten die Landau-Verteilung angesetzt werden muß.

An die experimentellen Daten wurde eine Landau-Gauß-Faltung angepaßt, wobei erstere mit einem in [KOE84] beschriebenen Programmpaket berechnet wurde. Die Faltung wurde durch numerische Integration ausgeführt. In Abbildung 5.5 ist exemplarisch die experimentelle Verteilung mit angepaßter Funktion für Muonen bei einem Nominalimpuls von 30 GeV/c gezeigt. Die Mittelwerte der angepaßten Funktionen wurden ebenfalls durch numerische Integration bestimmt. Die Resultate dieses Verfahrens sind in Tabelle 5.4 für vier Energien aufgeführt, wobei die korrigierten Energien benutzt werden. Man kann sowohl den Mittelwert dieser Verteilungen, als auch die Lage des Maximums mit Hilfe der in Abschnitt 2.4 angegebenen Gleichungen 2.23 und 2.26 in absoluten Energien kalibrieren und den Energieverlust

Einträge- (normiert)

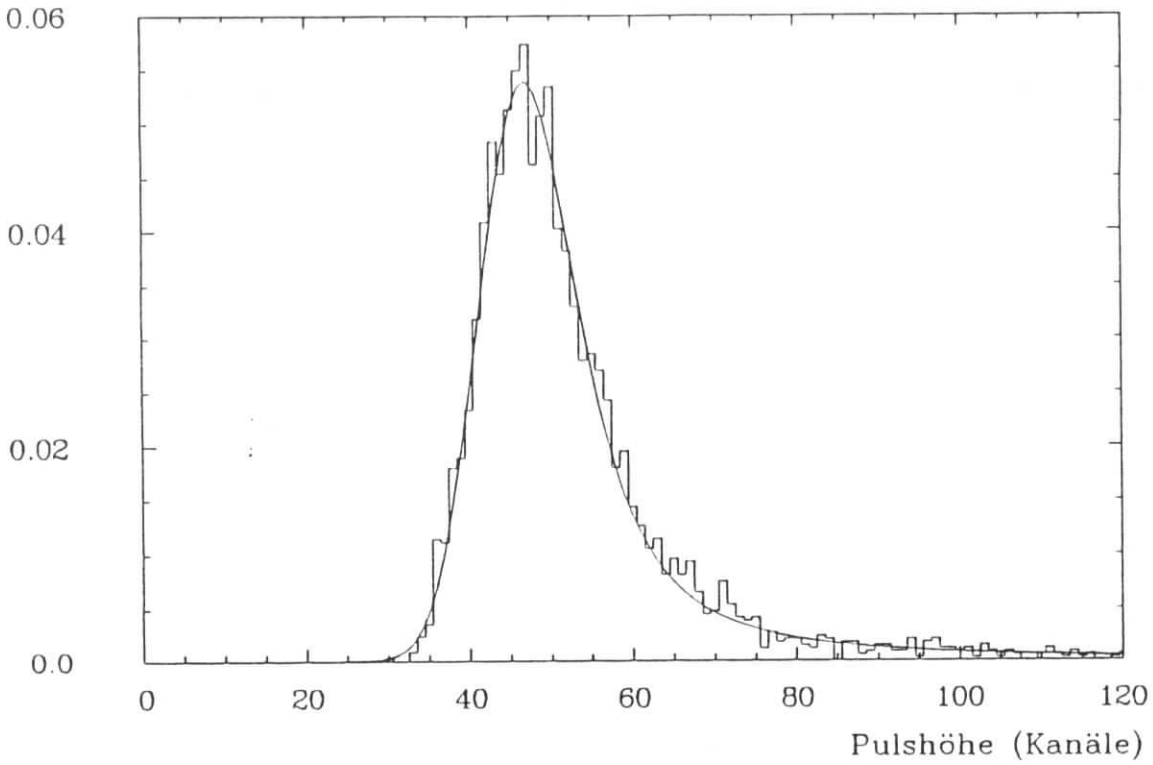


Abbildung 5.5: Muonensignal bei 30 GeV/c Nominalimpuls mit angepasster Faltung aus einer Landau- und einer Gaußfunktion.

E [GeV]	ΔE_{mp} [Kanäle]	ΔE_{mean} [Kanäle]	ξ [Kanäle]	σ [Kanäle]
5.13	45.8 ± 0.4	56.2 ± 0.9	2.11 ± 0.31	3.85 ± 0.48
10.17	45.2 ± 0.1	53.1 ± 0.5	1.62 ± 0.12	4.50 ± 0.22
30.27	45.1 ± 0.2	55.3 ± 0.4	2.07 ± 0.11	4.38 ± 0.19
40.28	45.1 ± 0.2	56.6 ± 0.5	2.33 ± 0.16	4.06 ± 0.29

Tabelle 5.4: Parameter der Muonen-Verteilungen

Angegeben sind wahrscheinlichster und mittlerer Energieverlust, das ξ der Landauverteilung und das σ der Gaußverteilung.

berechnen, den das Muon im Absorbermaterial erleidet. Zahlenwerte für die interessierenden Energien sind im Anhang B zu finden.

Mit Hilfe dieser Informationen und der Kenntnis der Pulshöhen von Elektronen kann das $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis bestimmt werden. Dieses Verhältnis wird hier folgendermaßen definiert :

$$\frac{\mu}{e} = \frac{E_{vis}^{\mu} \cdot E_{tot}^e}{E_{tot}^{\mu} \cdot E_{vis}^e}. \quad (5.1)$$

Der Index 'vis' bezeichnet hier die sichtbare, das heißt in den Szintillatoren deponierte Energie und 'tot' die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie. Nachdem die Größen E_{vis}^{μ} und E_{tot}^{μ} berechnet worden sind (siehe Anhang B), kann die sichtbare Energie des elektromagnetischen Schauers bestimmt werden :

$$E_{vis}^e = \frac{PH^e}{PH^{\mu}} \cdot E_{vis}^{\mu}. \quad (5.2)$$

Mit $PH^{\mu,e}$ sind in diesem Ausdruck die experimentellen Pulshöhen der Elektronen und Muonen gemeint, wobei zu beachten ist, daß für die Muonenpulshöhe je nach Art der Berechnung des Energieverlustes entweder der Mittelwert oder das Maximum der experimentellen Verteilungen zu wählen ist. Der totale Energieverlust des Elektrons kann bei hinreichender Länge des Kalorimeters mit der Strahlenergie gleichgesetzt werden ($E_{tot}^e = E_{beam}$). Damit erhält man zur Berechnung aus experimentellen Daten die Formel

$$\frac{\mu}{e} = \frac{PH^{\mu}}{PH^e} \cdot \frac{E_{beam}}{E_{tot}^{\mu}}. \quad (5.3)$$

Da 'Rossi's Approximation B' die Annahme beinhaltet, daß die geladenen Teilchen im Schauer sich wie minimal ionisierende Teilchen verhalten, ist auch der Vergleich mit diesen 'mip's' interessant. Von den Muonensignalen ausgehend kann man zu Pulshöhen extrapolieren, die sich für solch ein gedachtes 'mip' ergeben würden, wenn man sich vorstellt, daß es die Energie, die es verliert, sofort wieder zugeführt bekommt und so in der Lage wäre das Kalorimeter in einer Art stationärem Zustand zu passieren. Um vom gemessenen Muon zum gedachten 'mip' zu gelangen, wird noch eine Umrechnungsfunktion

$$\frac{mip}{\mu} = \frac{E_{vis}^{mip} \cdot E_{tot}^{\mu}}{E_{tot}^{mip} \cdot E_{vis}^{\mu}} \quad (5.4)$$

benötigt, die ebenfalls mit Hilfe der in Abschnitt 2.5 angegebenen Gleichungen zu berechnen ist (Zahlenwerte siehe Anhang B). Die Resultate dieser Prozedur sind in Tabelle 5.5 aufgeführt, wobei einmal die Mittelwerte der Verteilungen mit Gleichung 2.23 (mean) und einmal die Maxima mit Gleichung 2.26 (mp) geeicht wurden. Der geschätzte Fehler in der Bestimmung der Werte wird durch die Impulsunschärfe des Strahls dominiert. In der Tabelle sind außerdem noch die Pulshöhen für Elektronen bei den jeweiligen Energien angegeben. Man sieht anhand dieser Tabelle einen signifikanten Unterschied für die beiden verschiedenen Eichverfahren. Eine Erklärung kann zur Zeit hier nicht gegeben werden, jedoch sollen einige grundsätzliche Bemerkungen gemacht werden.

Experimentell läßt sich das Maximum der Pulshöhenverteilungen von Muonen natürlich sicherer bestimmen als der Mittelwert, da insbesondere bei Messungen an Strahlen mit gemischter Zusammensetzung die Unsicherheiten in der Erfassung des hochenergetischen Ausläufers der experimentellen Verteilungen zu Fehlern führen können. Bei der Berechnung der Energieverluste in einer Sampling-Struktur sind andererseits jedoch die Mittelwerte als sicherer

$\frac{E}{[GeV]}$	$\frac{PH^e}{[chs]}$	$\frac{\mu}{e} (mean)$	$\frac{mip}{e} (mean)$	$\frac{mip}{\mu} (mean)$	$\frac{\mu}{e} (mp)$	$\frac{mip}{e} (mp)$	$\frac{mip}{\mu} (mp)$
5.13	575.8	1.46 ± 0.14	1.58 ± 0.15	1.089	1.74 ± 0.17	1.86 ± 0.18	1.068
10.17	1199.7	1.25 ± 0.11	1.38 ± 0.12	1.103	1.63 ± 0.14	1.75 ± 0.15	1.075
30.27	3300.2	1.32 ± 0.10	1.47 ± 0.11	1.116	1.73 ± 0.13	1.89 ± 0.14	1.090
40.28	4414.9	1.33 ± 0.11	1.49 ± 0.12	1.119	1.71 ± 0.14	1.88 ± 0.16	1.097

Tabelle 5.5: $\frac{\mu}{e}$ - und $\frac{mip}{e}$ -Verhältnis, berechnet mit dem mittleren und dem wahrscheinlichsten Energieverlust (siehe Text). Die angegebenen Pulsöhen für Elektronen beziehen sich auf die Summierung von Daten aus allen Hodoskop-Fingern.

zu betrachten, da nicht klar ist, welchen Einfluß die Absorberplatten auf die Form der von den Szintillatoren gemessenen Pulshöhenverteilungen hat. Es muß auf jeden Fall in Rechnung gestellt werden, daß die Theorie von L. Landau dünne Absorber behandelt und unter diese Kategorie fällt ein Kalorimeter gewöhnlich nicht. Beim jetzigen Stand der Kenntnisse scheint deshalb die Benutzung der Mittelwerte als vernünftiger, wenngleich an diesem Punkt weitere Forschungen als angebracht erscheinen, sofern eine Kalibration bzw. ein Verständnis von Kompensationseffekten mit Hilfe von Muonen gewünscht wird.

Ein sinnvoller Vergleich der oben angegebenen Werte für das $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis mit anderen Meßwerten ist praktisch nicht möglich, da diese in allen verfügbaren Arbeiten ohne Angabe des angewendeten Verfahrens erfolgen.

5.7 Untersuchungen mit Hadronen

Die Identifikation der Hadronen erfolgte durch die Forderung, daß die Pulshöhe im Čerenkov-Zähler kleiner als 40 ADC-Kanäle sein soll (vergleiche hierzu Anhang A). Hadronen wurden ausschließlich aus Messungen mit $[B_1 \cdot B_2]$ -Trigger selektiert.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist mit etwa $1.4 \lambda_0$ zu kurz, um hadronische Schauer einzuschließen und eine sinnvolle Energiemessung zu ermöglichen. Die in Abbildung 5.6 gezeigte Pulshöhenverteilung für Hadronen mit 30 GeV/c Impuls im elektromagnetischen Kalorimeter zeigt, daß etwa 30 % der einfallenden Hadronen sich wie Muonen verhalten, d. h. sie lösen keinen Schauer aus und sind durch die Pulshöheninformation nicht von letzteren zu unterscheiden.

Eine Angabe der Energieauflösung ist also nur im Zusammenhang mit dem hadronischen Kalorimeter sinnvoll. Hierzu wurden das elektromagnetische Kalorimeter und der Uranteil des hadronischen Kalorimeters, die jedes für sich vorher kalibriert worden waren [PET86], mittels des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Matrizenverfahrens gegeneinander abgeglichen. Für die Auswertung der Daten wurde eine Kalibration benutzt, die mit 5000 hadronischen Ereignissen bei einem Nominalimpuls von 30 GeV/c gewonnen wurde. Dies bedeutet eine Skalierung der Pulshöhen im hadronischen Kalorimeter mit einem Faktor 2.42 gegenüber dem elektromagnetischen Teil. Die Güte dieser Interkalibration kann durch schrittweise Variation des Skalierungsfaktors bei gleichzeitiger Betrachtung der im Gesamtkalorimeter erreichten Auflösung überprüft werden. In Abbildung 5.7 ist dieses für verschiedene Impulse dargestellt.

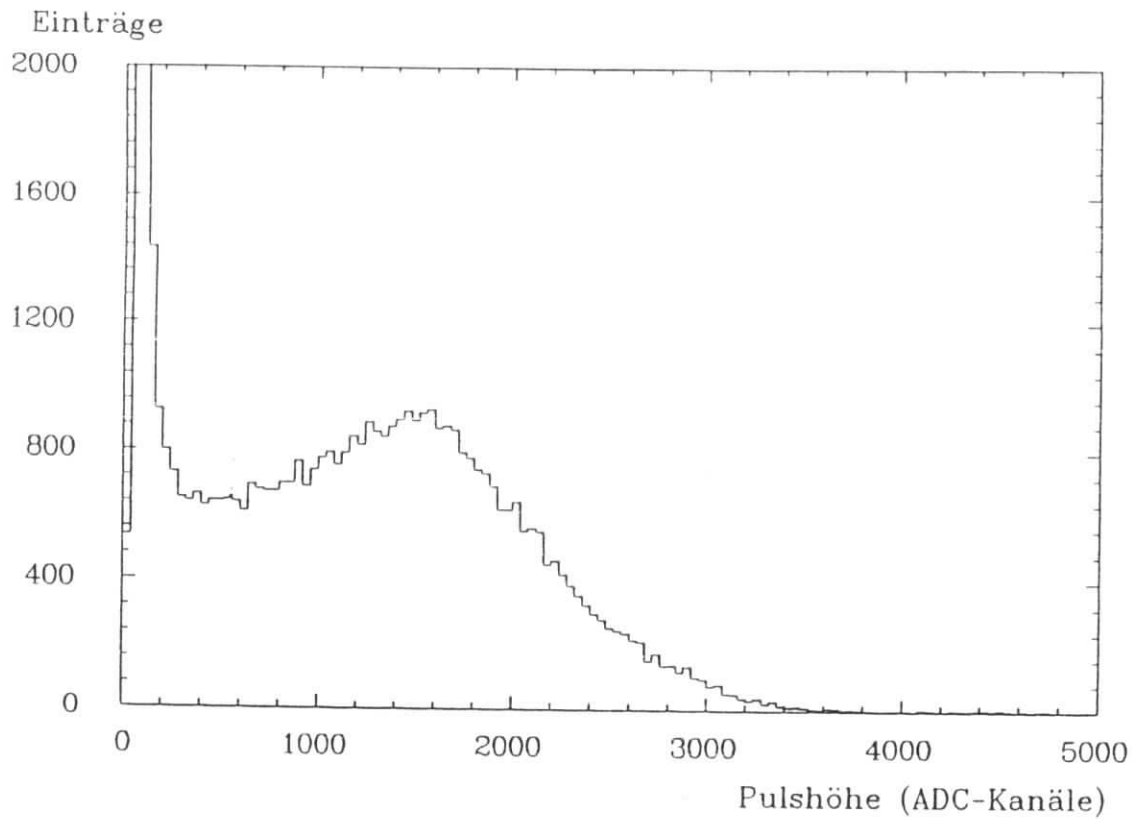


Abbildung 5.6: Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter bei einem Nominalimpuls von 30 GeV/c.

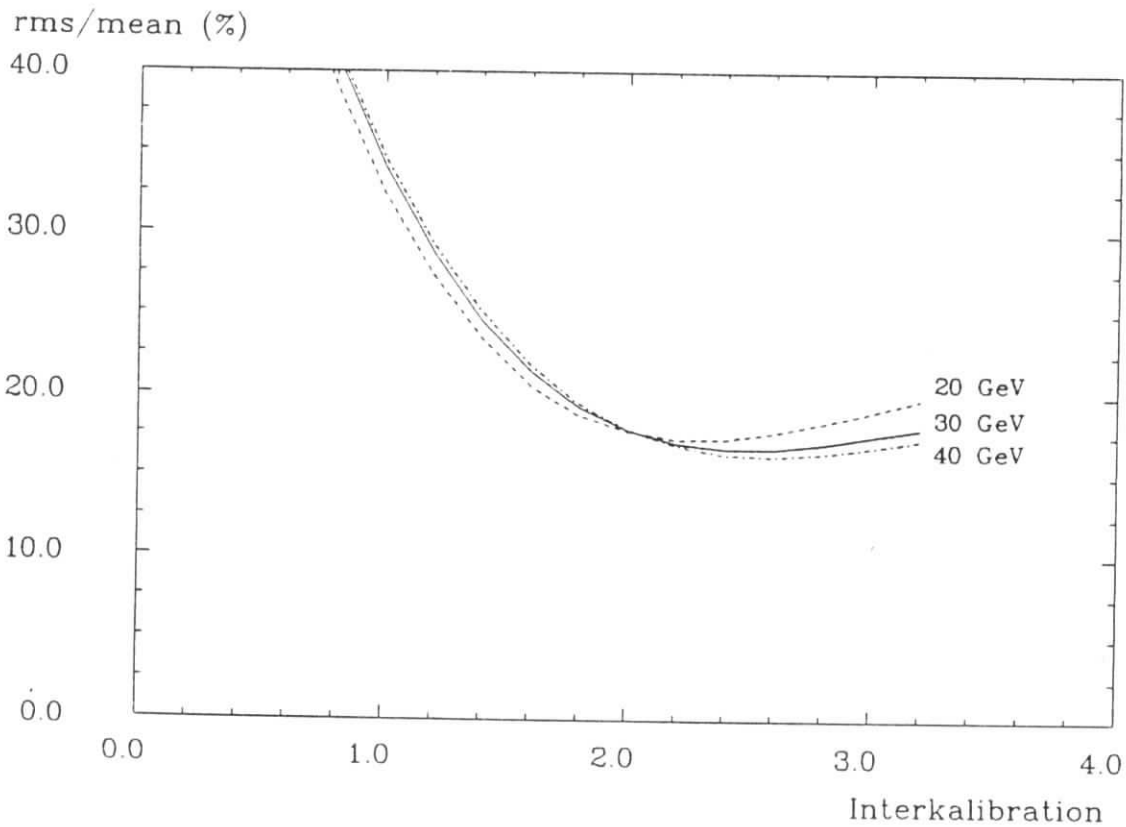


Abbildung 5.7: Änderung der der Energieauflösung für Hadronen im Gesamtkalorimeter mit der Interkalibration zwischen elektromagnetischem und hadronischem Teil.

E [GeV]	PH^e [Kanäle]	PH^{had} [Kanäle]	$\frac{e}{\pi} = \frac{PH^e}{PH^\pi}$
5.13	575.8 ± 0.5	473.3 ± 2.8	1.22 ± 0.01
10.17	1199.7 ± 0.9	962.2 ± 1.9	1.25 ± 0.01
20.20	2193.3 ± 1.1	1820.6 ± 1.3	1.21 ± 0.01
30.27	3300.2 ± 1.5	2728.3 ± 1.4	1.21 ± 0.01
40.28	4414.9 ± 3.9	3607.1 ± 1.8	1.22 ± 0.01

Tabelle 5.6: $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für das Gesamtkalorimeter. Es ist zu beachten, daß keine Korrektur bezüglich Leckverluste vorgenommen wurde.

Da die Anpassung von Gaußfunktionen an stark asymmetrische Verteilungen wenig sinnvoll ist, wurde die 'root-mean-square'-Abweichung herangezogen. Erwartungsgemäß findet man das Minimum bei einer Interkalibration von 2.4.

In den Abbildungen 5.8 sind Pulshöhenverteilungen für Nominalimpulse von 10 und 30 GeV/c mit angepaßter Gaußfunktion zu sehen. Bei hohen Energien sind die Verteilungen symmetrisch, während sie bei kleinen Energien einen Schwanz zu großen Pulshöhen aufweisen. Dieser Ausläufer hat seine Ursache in einem Überschuß an Teilchen mit zu hoher Energie bei kleinen Nominalimpulsen [PET86]. Insofern kann die in Abbildung 5.8 gezeigte Anpassung gerechtfertigt werden, wenn sie auch mit einer nicht erfaßbaren Unsicherheit behaftet ist.

Die aus den Daten gewonnenen Werte für die Energieauflösung lassen sich auf folgende Weise parametrisieren :

$$\left(\frac{\sigma_{had}}{E}\right)^2 = \left(\frac{49.0\% \pm 0.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (10.1\% \pm 0.1\%)^2$$

Der konstante Beitrag zur Auflösung ist hier deutlich größer als er in [PET86] für das WA-78 Kalorimeter allein angegeben wird. Der Grund dürfte in den lateralen Abmessungen des elektromagnetischen Kalorimeters liegen, die zusätzliche Fluktuationen durch mangelnden lateralen Einschluß nach sich ziehen.

Aus dem Quotienten der mittleren Pulshöhen der Hadronen und der Pulshöhen der Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter (ein Leakage über die erste Absorberplatte des hadronischen Kalorimeters hinaus findet für Elektronen praktisch nicht statt) kann ein $\frac{e}{\pi}$ -Verhältnis für diese Konfiguration angegeben werden. In Tabelle 5.6 ist dies für alle fünf Energien geschehen. Bei diesen Werten ist zu beachten, daß an den Daten keine Korrektur gegen laterales Leakage hadronischer Schauer aus dem elektromagnetischen Kalorimeter vorgenommen wurde. Eine systematische Überhöhung der $\frac{e}{\pi}$ -Werte kann deshalb nicht ausgeschlossen werden. Das Kompensationsverhalten des beschriebenen Aufbaus wird durch die Eigenschaften des elektromagnetischen Teils dominiert, da einerseits elektromagnetische Schauer von ihm voll eingeschlossen werden und andererseits die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung hochenergetischer π^0 's im vorderen Teil am größten ist. Auf diese Weise wird verständlich, daß die Überkompensation des WA-78 Kalorimeters mit Werten um 0.8 [PET86] gerade umgekehrt wird.

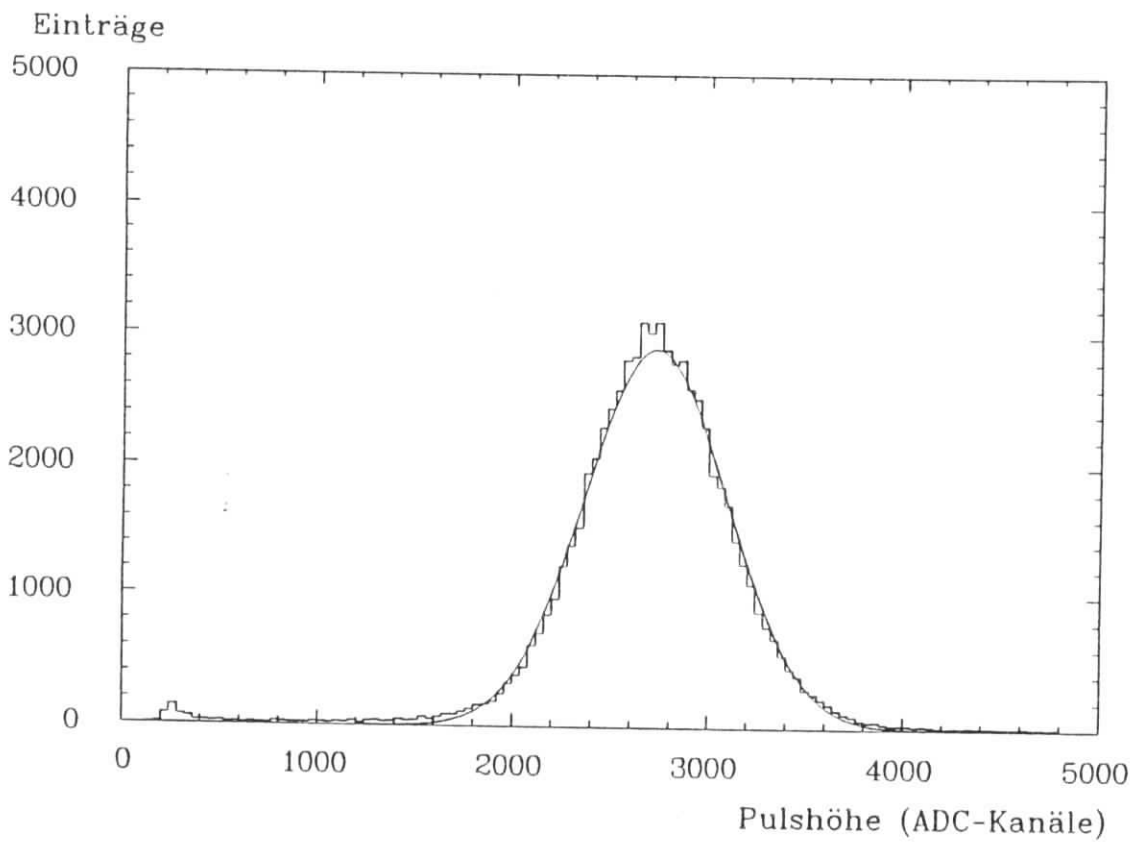
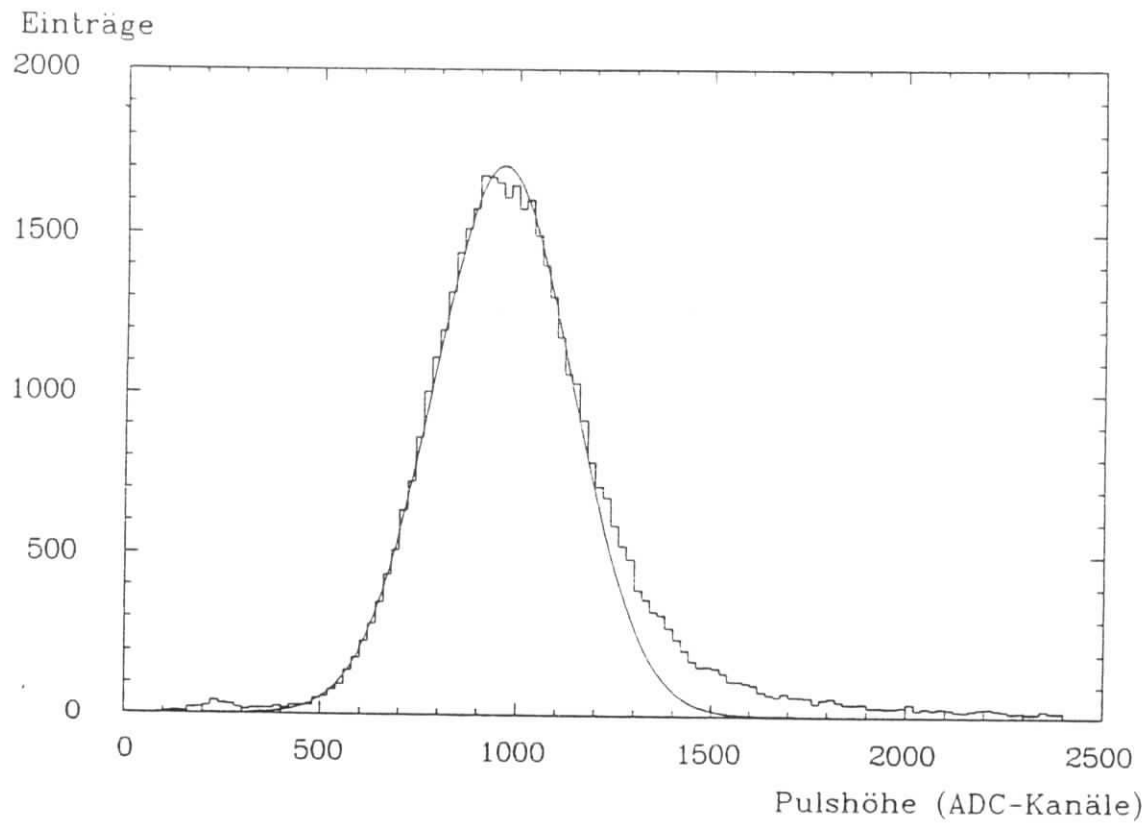


Abbildung 5.8: Pulshöhenverteilung für Hadronen bei 10 und 30 GeV/c Nominalimpuls im Gesamtkalorimeter.

Zusammenfassung

Ein elektromagnetisches Sampling-Kalorimeter mit Szintillatorauslese und longitudinaler Segmentierung in sechs gleichartige Module wurde im Rahmen dieser Arbeit konzipiert, gebaut und getestet. Jedes dieser Module konnte maximal zehn Szintillatoren (4 mm SCSN 38) und zehn Absorberplatten aufnehmen. Alle Szintillatoren eines Moduls wurden auf zwei gegenüberliegenden Seiten (links und rechts der longitudinalen Achse des Kalorimeters) über je einen gemeinsamen Wellenlängenschieber (3 mm Y-7) mit Photomultipliern ausgelesen. Die sensitive Fläche des Kalorimeters betrug ungefähr $30 \cdot 30 \text{ cm}^2$. Da die gewählte Bauweise einen einfachen Austausch der Absorberplatten erlaubte, waren Messungen mit verschiedenen Materialien möglich.

Bei Messungen mit 3 mm starken Bleiplatten als Absorbern und Elektronen aus dem Impulsbereich 1 - 6 GeV/c wurde eine Energieauflösung von $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{9.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (1.7\%)^2$ erreicht. Der Beitrag der Photoelektronenstatistik wurde mit Hilfe der zweiseitigen Auslese zu $\frac{\sigma_{PH}}{E} = \frac{2.6\%}{\sqrt{E}}$ bestimmt.

Der verwendete Aufbau ermöglichte zweidimensionale Bewegungen des Kalorimeters in einer Ebene senkrecht zur Achse des Teilchenstrahls. Auf diese Weise wurden Messungen bei verschiedenen Einschußpositionen mit Elektronen des Impulses 3 GeV/c und Blei als Absorber durchgeführt. Entlang der horizontalen Verbindungsachse zwischen den Wellenlängenschiebern zeigte sich die Summe der Signale der links- und rechtsseitigen Photomultiplier im Bereich von 1 % ortsunabhängig, sofern der Einschußort nicht näher als 4 - 5 cm am Rand des Kalorimeters lag. Durch Variation der Einschußposition in vertikaler Richtung wurde die laterale Ausdehnung des Schauers und der Einfluß seitlicher Leckverluste auf die Energieauflösung bestimmt. Die Segmentierung des Kalorimeters ermöglichte bei zentralem Einschuß die Untersuchung der longitudinalen Schauerentwicklung und die Bestimmung des Einflusses longitudinaler Leckverluste auf die Energieauflösung. Es zeigte sich, daß die laterale Ausdehnung statt mit dem Moliere-Radius von Blei $R_{pb} = 1.6 \text{ cm}$ mit einem effektiven Moliere-Radius von $R_{eff} \simeq 4.5 \text{ cm}$ skaliert, während die longitudinale Entwicklung gut durch ein empirisches Profil aus der Literatur [LON75] beschrieben werden kann. Longitudinale Leckverluste ziehen eine um einen Faktor 3 stärkere Verschlechterung der Energieauflösung nach sich als laterale.

Mit 1.57 mm starken Platten aus abgereichertem Uran (plus 2 x 0.5 mm Stahl) wurden mit Elektronen, Muonen und Hadronen der Impulse 5 - 40 GeV/c durchgeführt. Wegen mangelhafter Strahlqualitäten war hier keine exakte Bestimmung der Energieauflösung für Elektronen möglich. Die Impulsunschärfe des Teilchenstrahls konnte jedoch mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten abgeschätzt werden [PET86]. Nach Subtraktion der geschätzten Strahlunschärfe ergab sich $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 \simeq \left(\frac{14.0\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (2.1\%)^2$. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte das $\frac{\mu}{e}$ -Verhältnis bestimmt werden, wobei jedoch entsprechende Unsicherheiten der Ergebnisse in Kauf genommen werden müssen. In dieser Arbeit wurden zur Berechnung die mittleren En-

ergieverluste für Muonen und die Mittelwerte der experimentellen Verteilungen benutzt. Als Mittelwert aus vier Energien ergab sich $\frac{\mu}{\epsilon} = 1.33 \pm 0.06$. Bei Vergleich mit Literaturwerten müssen unbedingt verfahrensbedingte Unterschiede berücksichtigt werden.

Anhang A

Schwellenčerenkovzähler

A.1 Arbeitsprinzip

Passiert ein geladenes Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit, die größer ist als die dort herrschende Lichtgeschwindigkeit $\frac{c}{n}$ (n = Brechungsindex), so kommt es zur Abstrahlung von Čerenkovlicht. Dieses Licht wird unter einem bestimmten Winkel relativ zur Flugrichtung des Teilchens, dem sogenannten Čerenkov-Winkel, emittiert, der sich auf folgende Weise berechnen läßt :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta \cdot n}. \quad (\text{A.1})$$

Die Schwellengeschwindigkeit für die Erzeugung von Čerenkovlicht ist somit durch $\beta_S = \frac{1}{n}$ bestimmt. Wegen $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ist

$$\beta_S^2 = \frac{\gamma_S^2 - 1}{\gamma_S^2}, \quad (\text{A.2})$$

woraus sich als Bedingung für den Brechungsindex

$$n^2 = \frac{\gamma_S^2}{\gamma_S^2 - 1} \quad (\text{A.3})$$

ergibt. Zwei verschiedene Teilchen mit genügend großem Massenunterschied können bei gleichem Impuls unterschieden werden, indem der Brechungsindex des Mediums so gewählt wird, daß das schwerere Teilchen gerade nicht strahlt. Für Elektronen und Pionen ist diese Differenz groß genug, um bei Impulsen unterhalb 40 GeV eine Trennung zu ermöglichen. Zur Anpassung an verschiedene Impulse ist eine Änderung des Brechungsindex notwendig, die bei Gaszählern mittels Druckänderung erreicht wird.

Für nicht zu hohe Drücke kann die Änderung des Brechungsindex n in Abhängigkeit vom Druck D näherungsweise nach

$$(n - 1) = (n_0 - 1) \cdot D \quad (\text{A.4})$$

berechnet werden, wobei D der Druck ist und n_0 der Brechungsindex bei Detektorbedingungen. Als Näherung wird im folgenden der Wert für Helium bei Standardbedingungen gewählt:

$$(n_0 - 1) = 3.5 \cdot 10^{-5}.$$

Der zu einer gewählten Schwelle gehörige Druck läßt sich somit durch

$$D = \frac{\sqrt{\frac{\gamma_S^2}{\gamma_S^2 - 1} - 1}}{n_0 - 1} \quad (\text{A.5})$$

berechnen. Nach [KLE84] kann die mittlere Photoelektronenzahl eines Schwellenzählers zur Diskriminierung von Elektronen und Pionen näherungsweise durch ($c = 1$)

$$N_p = 100 \cdot L[\text{cm}] \cdot \left(\frac{m_\pi^2}{p^2} - \frac{m_e^2}{p^2} \right)$$

bestimmt werden. Unter Berücksichtigung der Beziehung $\gamma^2 = \frac{E^2}{m^2} = \frac{p^2 + m^2}{m^2}$ ($c = 1$) läßt sich dieser Ausdruck zu folgender Gleichung umformen, wobei das γ des Pions als Schwellenwert γ_S eingesetzt wurde :

$$N_p = 100 \cdot L[\text{cm}] \cdot \left(\frac{1}{\gamma_S^2 - 1} - \frac{1}{\gamma_e^2 - 1} \right). \quad (\text{A.6})$$

Da Elektronen sehr leichte Teilchen sind, kann der zweite Term in der Klammer vernachlässigt werden. Die oben angeführte Gleichung für den Druck geht durch simple Umformungen über in

$$\frac{1}{\gamma_S^2 - 1} = D^2 \cdot (n_0 - 1)^2 + 2D \cdot (n_0 - 1). \quad (\text{A.7})$$

Da $n_0 - 1$ von der Größenordnung 10^{-5} ist, wird der erste Term dieser Gleichung nicht größer als 10^{-8} sein und kann ebenfalls vernachlässigt werden. Mit diesen Näherungen erhält man als Ausdruck für die mittlere Photoelektronenzahl

$$N_p \simeq 100 \cdot L[\text{cm}] \cdot 2D \cdot (n_0 - 1),$$

was für einen 11 m langen Zähler mit Helium-Gas Füllung auf die Beziehung

$$N_p = 7.26 \cdot D \quad (\text{A.8})$$

führt. Bei Kenntnis der Photoelektronenzahl kann die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ bestimmt werden :

$$\epsilon = 1 - e^{-N_p} \quad (\text{A.9})$$

Für den hier besprochenen Zähler würde das bei einem Impuls von 30 GeV/c einen Druck von 0.328 bar, eine mittlere Photoelektronenzahl von 2.4 und eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.91 bedeuten.

In einem Zähler mit endlicher Länge erfolgt jedoch die Emission nicht streng in Richtung eines Winkels, so daß die Schwelle der Emission im Gegensatz zu idealistischen Betrachtungen nicht scharf bestimmt ist. Es empfiehlt sich deswegen in der Anwendung, Einbußen bei der Nachweiswahrscheinlichkeit des Elektrons in Kauf zu nehmen und einen niedrigeren Druck zu wählen, wenn Elektronen mit möglichst geringer Pionenverunreinigung in den Daten angereichert werden sollen.

E [GeV]	U_{DVM} [V]	D [bar]	N_p
5	2.650	0.500	3.63
10	2.650	0.500	3.63
20	2.660	0.517	3.75
30	2.441	0.152	1.10
40	2.440	0.150	1.09

Tabelle A.1: Drücke im Čerenkovzähler

A.2 Einstellung des Čerenkovzählers

Das Signal des Čerenkovzählers wurde gesplittet und konnte dadurch sowohl digitalisiert und aufgezeichnet werden, als auch als Koinzidenzbedingung im Trigger abgefragt werden. Zur Verwendung im Trigger wurde das Signal auf einen Constant-Fraction-Discriminator gegeben, dessen Schwelle so justiert wurde, daß ein einzelnes Photoelektron am Ausgang noch ein Signal erzeugte, das Rauschen jedoch unterdrückt wurde.

Zur Einstellung des Druckes wurde bei fester Strahlenergie der Fülldruck des Zählers schrittweise verändert und die Koinzidenzraten $[B_1 \cdot B_2]$ und $[B_1 \cdot B_2 \cdot \check{C}]$ gemessen. Das Verhältnis von zweiter zu erster ist in Abbildung A.1 gegen den Druck aufgetragen. Für die Datennahme wurde der Druck gut unterhalb des durch strahlende Pionen hervorgerufenen Anstiegs gewählt. Ein Fühler erzeugte eine dem im Zähler herrschenden Druck proportionale Spannung, die mit einem Digital-Voltmeter gemessen wurde. Eine beigegefügte Eichkurve lieferte folgende Umrechnung :

$$D[\text{bar}] = \frac{10}{6} \cdot (U_{DVM} - 2.350V) \cdot \frac{\text{bar}}{V}$$

In der Tabelle A.1 sind die Drücke, mit denen bei den angegebenen Nominalimpulsen gemessen wurde, aufgeführt.

A.3 Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers wurden durch restriktive Schnitte in allen zur Verfügung stehenden Kalorimeterkomponenten saubere Datenmengen von Pionen und Elektronen erzeugt. Dies geschah mit 10 und 30 GeV Daten, die mit dem Trigger $[B_1 \cdot B_2]$ aufgezeichnet worden waren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich aus dem Čerenkovspektrum direkt ablesen und ist in Tabelle A.2 in Abhängigkeit von der Čerenkovschwelle angegeben. Wie erwähnt wurde die Diskriminatorschwelle so eingestellt, daß unter der Triggerbedingung $[B_1 \cdot B_2 \cdot \check{C}]$ ein Photoelektron noch gut ein Signal auslöste und daß das Čerenkovspektrum bei 40 ADC-Kanälen abgeschnitten wurde. Rechnet man die Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe der in Tabelle A.1 angegebenen mittleren Photoelektronenzahl aus, so erhält man für 10 GeV $\epsilon = 0.973$ und für 30 GeV $\epsilon = 0.667$. Der Vergleich mit den experimentellen Werten für Elektronen bei einem Schnitt von 40 ADC-Kanälen zeigt eine gute Übereinstimmung.

Ansprechwahrscheinlichkeit (%)

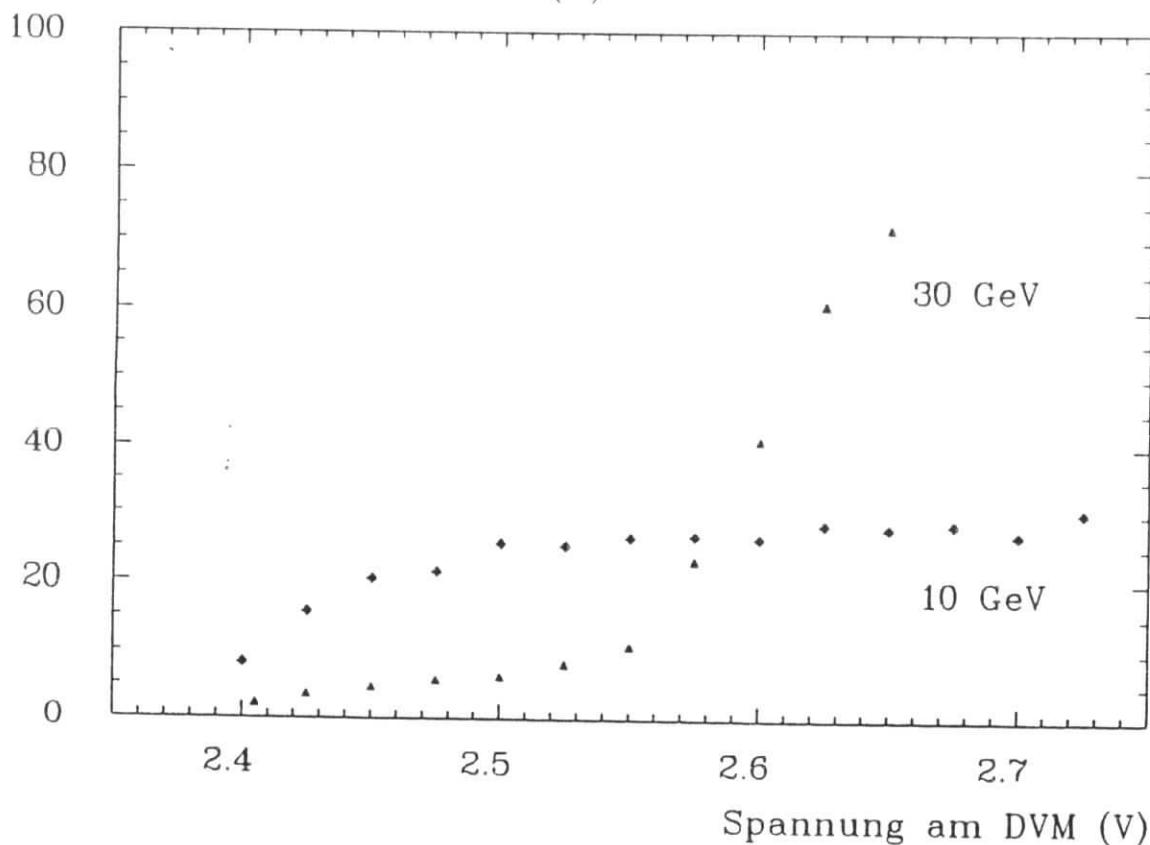


Abbildung A.1: Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers

A.4 Teilchenselektion

Die Identifikation der verschiedenen Teilchenarten erfolgte mit Hilfe der Informationen aus dem Čerenkovzähler und dem hadronischen Kalorimeters. Die Pulshöhenverteilung aller Teilchen bei einem Nominalimpuls von 30 GeV/c und der Triggerbedingung $[B_1 \cdot B_2]$ ist in Abbildung A.2 gezeigt. Fordert man hier im Čerenkovzähler eine Pulshöhe von weniger als 40 ADC-Kanälen (Elektronenausschluß) und im hadronischen Kalorimeter ein Verhältnis $\frac{WA-78(Fe)}{WA-78(U)} < 0.3$ oder eine Gesamtsumme $WA-78(U) + WA-78(Fe) > 300$ ADC-Kanäle (Muonenausschluß, vergleiche Abbildung A.5) so trennt man die Hadronen aus den Daten ab. In Abbildung A.3 sind Hadronen des Nominalimpulses 30 GeV/c nach diesen Selektionskriterien dargestellt.

Saubere Elektronen-Samples wurden aus Messungen mit der Triggerbedingung $[B_1 \cdot B_2 \cdot \check{C}]$

E [GeV]	Teilchen	Čerenkov-Schnitt [Kanäle]							
		20	30	40	50	100	150	200	250
10	Elektron	1.000	0.988	0.950	0.950	0.946	0.930	0.909	0.870
30	Elektron	1.000	0.958	0.704	0.679	0.516	0.319	0.180	0.103
10	Pion	1.000	0.800	0.030	0.029	0.023	0.017	0.014	0.012
30	Pion	1.000	0.851	0.007	0.007	0.003	0.000	0.000	0.000

Tabelle A.2: Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers

ENTRIES.

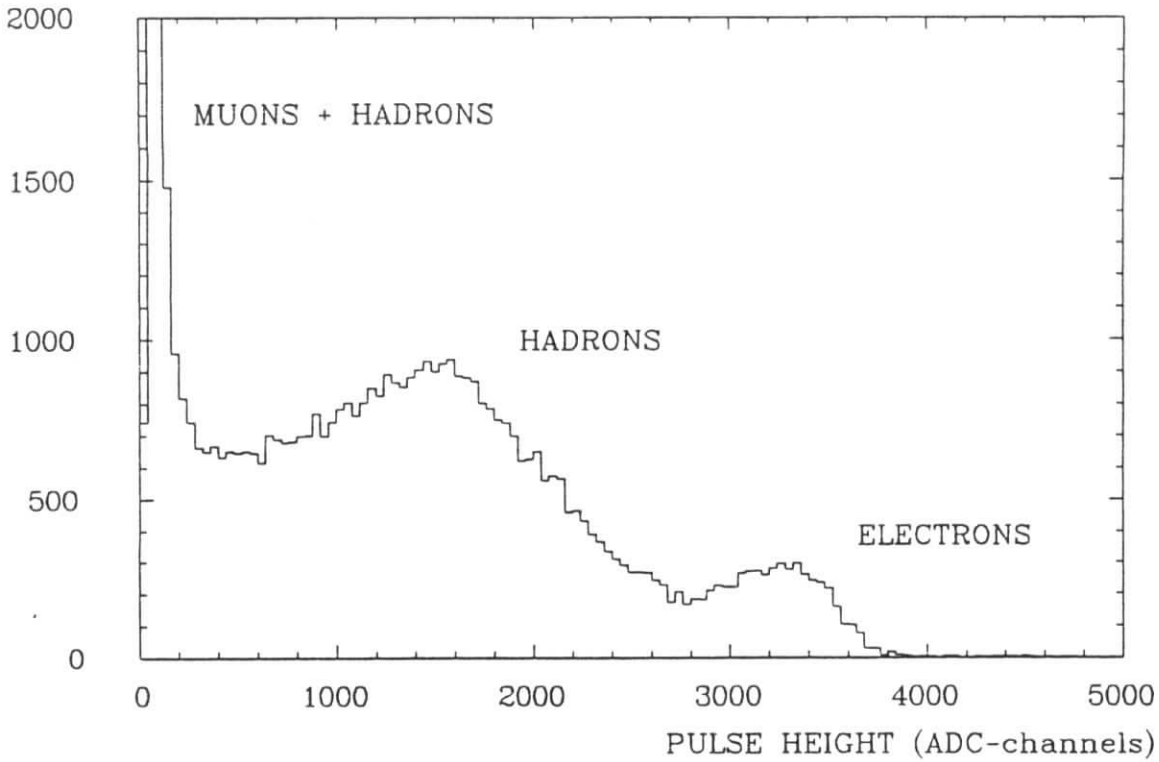


Abbildung A.2: Alle Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter

mit einem Schnitt unterhalb von 50 ADC-Kanälen Pulshöhe im Čerenkovzähler und obigem Muonenausschluß angereichert.

Zur sicheren Identifikation von Muonen wurden wiederum Daten verwendet, die mit dem Trigger $[B_1 \cdot B_2]$ aufgenommen worden waren. Es wurde wiederum die Darstellung A.5 herangezogen, wobei die Bedingungen folgendermaßen lauteten : $0.36 < \frac{WA-78(Fe)}{WA-78(U)} < 1.3$ und $30 \text{ ADC-Kanäle} < WA-78(U) + WA-78(Fe) < 200 \text{ Kanäle}$.

Auf diese Weise selektierte Elektronen und Muonen sind in Abbildung A.4 zu sehen.

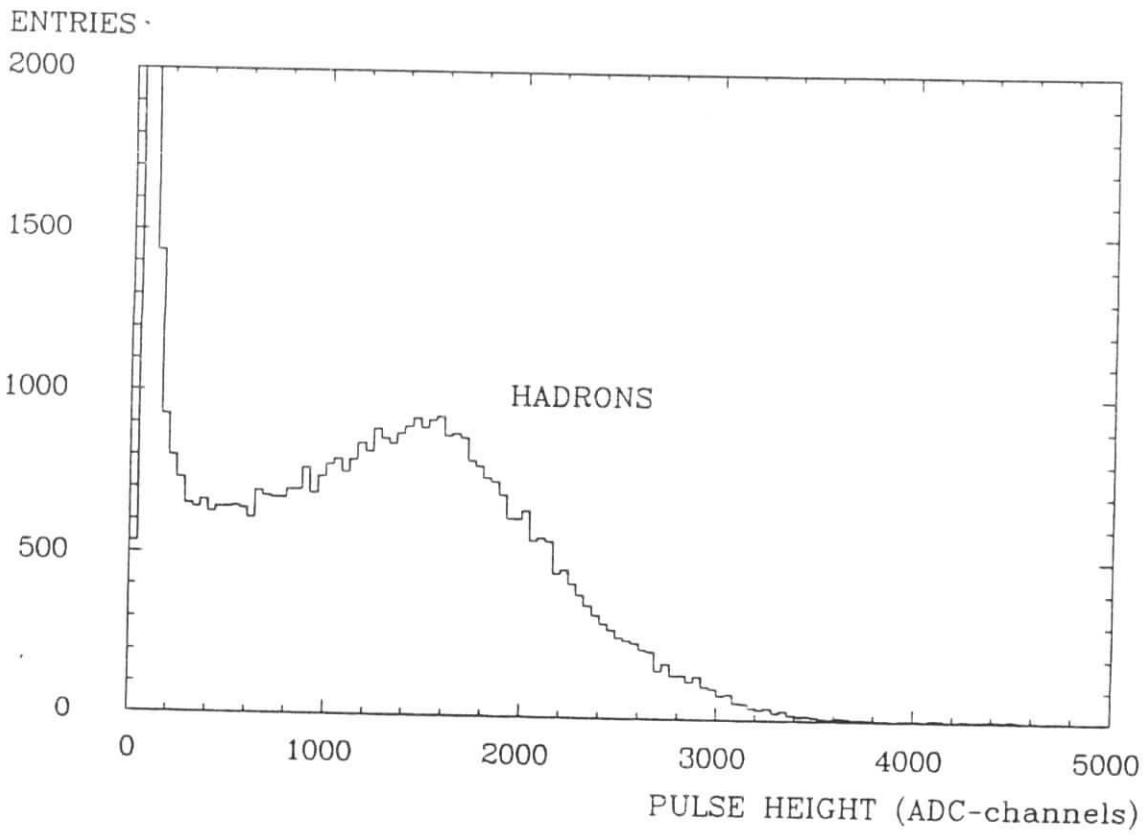


Abbildung A.3: Hadronen im elektromagnetischen Kalorimeter

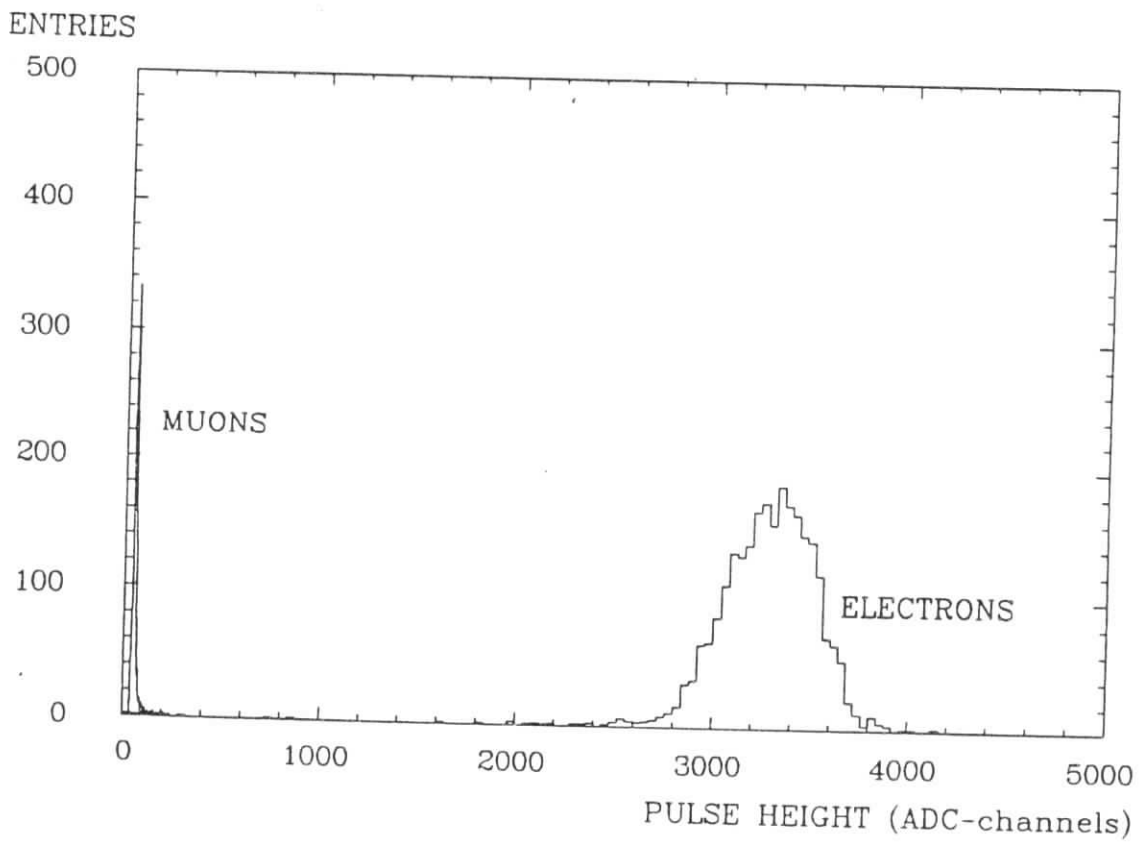


Abbildung A.4: Elektronen und Muonen im elektromagnetischen Kalorimeter

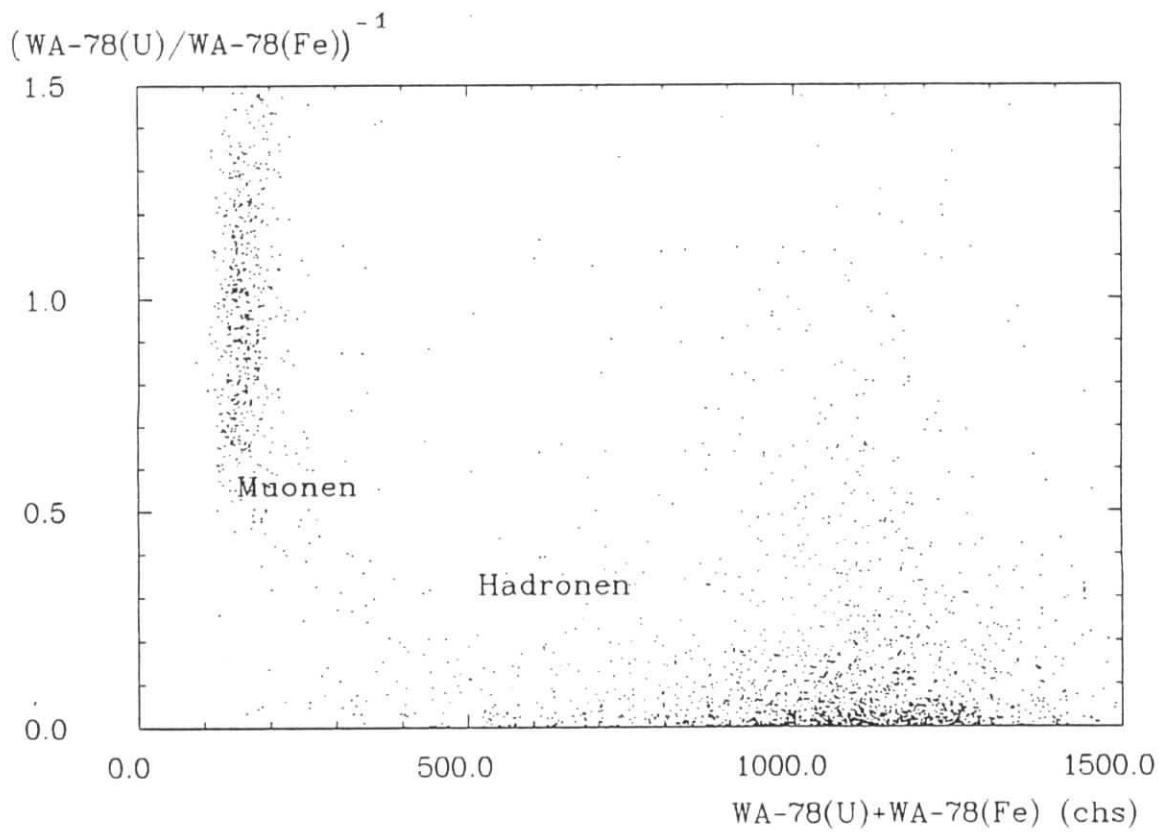


Abbildung A.5: $(WA-78(U)/WA-78(Fe))^{-1}$ gegen $WA-78(U)+WA-78(Fe)$

Anhang B

Formeln und Tabellen

B.1 Energieverluste

Die verwendeten Werte für den Energieverlust von Muonen in verschiedenen Materialien wurden mit Hilfe der beiden folgenden Gleichungen berechnet, die [PAU75] entnommen wurden. Die Bedeutung der einzelnen Größen ist in Abschnitt 2.4 näher erläutert. Zahlenwerte für benötigte Parameter wurden [LOH85] und [PAR86] entnommen.

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \cdot (B + 0.693 + 2 \ln \frac{p}{m_i c} + \ln \epsilon_{max} - 2\beta^2 - \delta) \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta E_{mp} = \frac{A \cdot t}{\beta^2} \cdot (B + 0.891 + 2 \ln \frac{p}{m_i c} + \ln \frac{A \cdot t}{\beta^2} - \beta^2 - \delta) \quad (\text{B.2})$$

Die in den Tabellen B.1 und B.2 angegebenen Werte sind auf das gesamte Kalorimeter bezogen. Die im Szintillator deponierte Energie ist gleichbedeutend mit der sichtbaren Energie $E_{vis}^{\mu, mip}$, während die Summe die totale deponierte Energie $E_{tot}^{\mu, mip}$ darstellt. Aus der Bethe-Bloch-Formel berechnete Energieverluste sind mit einem Fehler von etwa 1 % behaftet.

B.2 Berechnung der Dichtekorrektur

Die Dichtekorrektur in der Bethe-Bloch-Formel wird folgendermaßen berechnet :

$$\delta = 4.606 \cdot X + C + a(X_1 - X)^m \text{ für } X_0 < X < X_1$$

$$\delta = 4.606 \cdot X + C \text{ für } X > X_1$$

$$\text{mit } X = \log_{10}\left(\frac{p}{m_i c}\right).$$

E [GeV]	Szintillator	Aluminium	Eisen	Uran	Summe
mip	44.32	18.15	54.83	147.55	264.85
5.13	52.61	22.34	69.16	198.40	342.51
10.17	54.79	23.36	72.70	210.13	360.98
20.20	56.68	24.22	75.72	220.05	376.67
30.27	57.68	24.68	77.28	225.13	384.77
40.28	58.35	24.98	78.29	228.41	390.03

Tabelle B.1: Mittlerer Energieverlust für Muonen in MeV

E [GeV]	Szintillator	Aluminium	Eisen	Uran	Summe
mip	33.84	14.33	40.01	126.34	214.52
5.13	34.53	14.96	42.73	140.33	232.55
10.17	34.64	15.06	43.32	143.34	236.36
20.20	34.67	15.11	43.68	145.40	238.86
30.27	34.68	15.13	43.81	146.23	239.85
40.28	34.68	15.13	43.87	146.67	240.35

Tabelle B.2: Wahrscheinlichster Energieverlust für Muonen in MeV

Material	-C	X_0	X_1	a	m
Aluminium	4.240	0.171	3.013	0.080	3.635
Eisen	4.291	-0.001	3.153	0.147	2.963
Uran	5.869	0.226	3.372	0.197	2.817
Polystyrol	3.300	0.165	2.503	0.165	3.222

Tabelle B.3: Parameter zur Berechnung der Dichtekorrektur

C, a, m, X_0 und X_1 sind materialabhängige Parameter, die z.B. in [LOH85] für diverse Substanzen angegeben sind. In Tabelle B.3 sind die in dieser Arbeit verwendeten Zahlenwerte aufgeführt, wie sie dieser Referenz entnommen wurden.

Literaturverzeichnis

- [ABS79] G. ABSHIRE et al.
Measurement of Electron and Pion Cascades in
a Lead-Acrylic Scintillator Shower Detector
NIM 164 (1979) 67-77
- [AMA81] U. AMALDI
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta 23 (1981) 409-423
- [AND86] B. ANDERS et al.
Performance of a Uranium-Scintillator Calorimeter
DESY 86-105
- [ENG85] J. ENGLER
Perspectives in Calorimetry
NIM A235 (1985) 301-309
- [FAB85] C. W. FABJAN
Calorimetry in High-Energy Physics
CERN-EP / 85-54
- [IWA80] S. IWATA
Calorimeter
Nagoya University Report DPNU 13-80
- [KAM83] T. KAMON et al.
A New Scintillator and Wavelengthshifter
NIM 213 (1983) 261-269
- [KLE84] K. KLEINKNECHT
Detektoren für Teilchenstrahlung
B. G. Teubner, Stuttgart 1984, ISBN 3-519-03058-6
- [KOE84] K. S. KÖLBIG und B. SCHORR
A Program Package for the Landau Distribution
Comp. Phys. Comm. 31 (1984) 97-111
- [LAN65] L. LANDAU
On the Energy Loss of Fast
Particles by Ionisation
in L. D. Landau, Collected Papers (ed. D. ter Haar)
Pergamon Press, Oxford 1965

- [LOH85] W. LOHMANN et al.
Energy-Losses of Muons in the
Energy Range of 1 - 10000 GeV
CERN-EP 85-03
- [LON75] E. LONGO und I. SESTILI
Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated
Electromagnetic Showers in Leadglass
NIM 128 (1975) 283 - 307
- [PAR86] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties
Physics Letters 170B (1986)
- [PAU75] J. M. PAUL
The Density Effect and Rate of Energy Loss
in Common Plastic Scintillators
NIM 96 (1975) 51-59
- [PET86] J. H. PETERS
Untersuchungen an einem Uran-Szintillator-Kalorimeter
mit Elektronen und Hadronen
Diplomarbeit, Hamburg 1986
DESY F14-86-03
- [ROS64] B. ROSSI
High-Energy Particles
Prentice Hall , New York 1964
- [VAL85] Valvo - Datenbuch
Fotoervielfacher etc.
Januar (1985) 53-60
- [VAV57] P. V. VAVILOV
Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles
JETP 32 (1957) 920-923

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich folgenden Personen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, meinen herzlichen Dank aussprechen :

- Herrn Prof. Dr. W. Scobel und Herrn Prof. Dr. R. Langkau für die Aufgabenstellung und die hervorragende Betreuung dieser Arbeit.
- Allen Mitgliedern der Gruppe STATEX des I.Instituts für Experimentalphysik, innerhalb der diese Arbeit entstand, für zahlreiche anregende Diskussionen und tatkräftige Hilfe.
- Meinem "Co-Diplomanten" J. H. Peters für die hervorragende Zusammenarbeit, sowie Herrn J. Ahme und Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für ihre vielfältige und freundliche Unterstützung.
- Herrn Dr. R. Klanner, Herrn Dr. D. Lüke, Herrn E. Bernardi und Herrn Dr. J. Krüger für die ausgesprochen fruchtbare Zusammenarbeit während der Messungen am CERN und der nachfolgenden Datenauswertung.
- Dem gesamten technischen Stab des Zyklotrons des I.Inst. f. Expph. für vielfältige technische Unterstützung, insbesondere der Werkstatt unter Herrn B. Leicht für die exakte und schnelle Ausführung anfallender mechanischer Arbeiten und Frau M. Berghaus für die akkurate Erstellung zahlreicher Abbildungen.
- Den Mitgliedern der CERN-Kollaboration WA-78, die mich während des Sommers 1985 sehr freundlich aufnahmen und unterstützten.
- Meinen Eltern für ihre ausgesprochen großzügige Unterstützung meines Studiums und Heike für ihre fast unerschöpfliche Geduld.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter Angabe der wesentlichen Hilfsmittel verfaßt zu haben.

